

Anmerkung zu Seite 186.

Andererseits ist  $\neq$  aber ${}^2\bar{g}(\mu\nu) \neq$

$\neq {}^1\bar{g}(\mu\nu)$ und auch ${}^2\bar{F}(\mu\nu) \neq {}^1\bar{F}(\mu\nu)$, so daß

die hermiteschen $\left[\begin{smallmatrix} \mu\nu \\ \bar{\alpha}\bar{\beta} \end{smallmatrix} \right]_+$ in ihrem Kompo-

nenten über dem komplexen algebraischen Zahlkörper definiert sind, wenn wieder nur auf die ~~die~~ komplexe R_6 -Signatur $(+++---)$ zurückgeht. Dies bedeutet aber auch, daß der tensorielle Bündelprojektor ${}^2\bar{P}(\mu\nu)$; $N = {}^2\bar{g}(\mu\nu) + i {}^2\bar{F}(\mu\nu)$ aus

einem Real- und einem Imaginärteil zusammengesetzt sein muß. Im Fall des Tensorelektors T ; $m = M$, also der parallel verlaufenden diskreten Kurvenoberfläche kommt nur der Realteil dieses Selektors in Betracht, der aber wegen des kontinuierlichen Aufbaues der Strukturstufen durch kontinuierliche Photosimplifikationen ein Kontinuumselektor $R \in {}^2\bar{P}(\mu\nu)$; $N = {}^2\bar{R}(\mu\nu) =$
 $= \text{cont}(R_3)$ tensorieller RTH sein muß.
 Mitteil. 1988

$${}^2\bar{P}(\mu\nu); N = {}^2\bar{R}(\mu\nu) + i \cdot {}^2\bar{F}(\mu\nu)$$

${}^2\bar{R}(\mu\nu) = \text{cont}(R_3) \dots \dots \dots 1988$
 für die Galbung des Bündelprojektors. Nur

Darstellung $M = T$; in kommt hier
mit der im R_3 konstante Realeile
in Betracht, während der nicht not-
wendig: konstruierbare Imaginärteil of-
fensichtlich eine schwankungsweite
empfindlicher Teil aller periodischen
Totene $M(x, a)$ komplexer Hermitischen
impliziert: Diese schwankungswei-
ten Γ aus dem Imaginärteil der
symmetrischen Wellengleichung wären
kann wegen der Komplexwertigkeit
kanonisch konjugierter Größen (Prin-
zip der Quantenmechanik) ein di-
rektes Maß für die x_4 -Erstreckung,
also die Existenzzeit der x -un-
d-Terne. Im folgenden soll zu-
nächst mit der Realeile von $19\frac{2}{3}$
analysiert werden, um zunächst die
Zufuhrstrukturierung dieser statoen-
schen Elemente zu erkennen. S. 186

2.7 Stratonische Spinstrukturieren

Nach der Bestimmung der vier Protosimplenmarken μ_j kommt es nunmehr darauf an, die noch fehlenden Elementarmarken $\mu_{5,6} = \alpha_{5,6} \cdot \mu_+$ von Straton- und Gospin zu ermitteln. Es gilt $\mu_5 = f_3(p, q) \cdot \mu_+ \cdot \alpha_5$ und $\mu_6 = \frac{1}{2} f_4 \cdot \mu_+ \cdot \alpha_6$, also $\mu_{5,6} = \mu_+ \cdot \alpha_{5,6}$ in Analogie zu den Protosimplenmarken, doch müssen $\mu_{5,6}$ selbst bestimmt werden. Bei μ_5 ist zu berücksichtigen, daß der allgemeine Stratonspin die ganze interne Struktur beeinflusst, und der formale Zustand dieser Struktur $n = m = p = b = 1$ ist alle Konfigurationszustände $k' \in k$ unter der Konfigurationszahl k impliziert. Da im beobachtbaren Bereich nur $k = 2$ und $k = 1$ als konfigurationsbeschreibende des freiforms paralleler Hermetiken existieren, galte μ_5 in einem von $k = 1$ bestimmten Anteil $m_{(1)}$ und in dem Anteil $m_{(2)}$ ($k = 2$), so daß im arithmetischen Mittel $2\mu_5 = m_{(1)} + m_{(2)}$ die beiden vom Konfigurationsniveau abhängigen Summenfunktionen zu ermitteln sind. Der Stratonspin einer k - oder l -

Hermetie wird nach den Untersu-
 chungen über die Konjunktive der
 Probotimples durch das gesamte
 Konjunktorsgefüge bestimmt. Die Flup-
 geschwindigkeit des Transkonjunktors
 - (1) - in (+1), nämlich w wird offenbar
 reduziert auf $w \rightarrow w' < w$ durch die
 Wirkung des Flutkonjunktors (- (3,4,6))
 in (+7). Dies bedeutet aber, dass mit
 $w' = w \cdot V_R/V_E = \eta w$ ein Koeffizient, wobei
 tatsächlich $\eta < 1$ als Reduktionsfak-
 tor wirkt. Ganz analog kommt es
 zu einer ähnlichen Reduktion der
 Flupgeschwindigkeit $w \approx \kappa$ (imaginär-
 teil der Wellengeschwindigkeit) von - (2) -
 in (+2) gemäß $w \rightarrow w' < w$ als Folge
 einer Wirkung von (- (3,5,6)) wiederum in
 (+7). Dies bedeutet aber, dass
 auch hier $w' = w \cdot V_R/V_E = \eta w$ zu setzen
 ist. Auf diese Weise erfolgt also unter
 dem zeitlichen Behauptfeld (+2) ein
 Gangunterschied $W = w - w'$ der konju-
 gierenden Feldpläne. Es gibt zweifel-
 los einen Impuls $P_{(3)}$ des Konjunktors
 spin, der auf diesen Gangunterschied zu-
 rückgeht und daher beschrieben wird
 durch $P_{(3)} = \mu_3 \cdot W$. Die Gesamtheit aller
 dieser Konjunktorsimpulse muß außer-

dann einen Erhaltungssatz - 225
 Prinzip beweisen, d.h., daß sie der
 gesamte Konfigurationsimpuls $P_{cs} = m_{cs} \cdot v$
 aus allen P_{cs} zusammengesetzt. Da
 nun aber jeder Formfaktor $Q_n + Q_m + Q_p + Q_o$ einen Konfigurationsimpuls
 P_{cs} liefert, wird $(Q_n + Q_m + Q_p + Q_o) \cdot P_{cs}$
 im wesentlichen P_{cs} aufbauen,
 doch bildet die metrische Konfigu-
 ration noch einen Impulsanteil
 $P_{cm} = f(k) \cdot P_{cs}$, der ebenfalls addi-
 tiv auftritt. Für das Erhaltungsprin-
 zip des Konfigurationsimpulses gilt
 daher $P_{cs} = (Q_n + Q_m + Q_p + Q_o) \cdot P_{cs} +$
 $+ P_{cm} = N \cdot P_{cs}$ mit $N = Q_n + Q_m + Q_p +$
 $+ Q_o + f(k)$, wobei f durch den Ver-
 wechelnwechsel der metrischen
 Zellen innerhalb der metrischen
 Konfiguration gegeben ist. Aus
 dem Modell, welches zu den me-
 trischen Formfaktoren Q_j
 der Strahlischen Überstruktur
 führt, folgt $f(k) = k/2 \cdot \sum F^{k^2} (-1)^k$
 $= k/2 \cdot 2^{k^2} \cdot (-1)^k$, so daß explizit $N(k) =$
 $= Q_n + Q_m + Q_p + Q_o + k \cdot (-1)^k \cdot 2^{k^2} - 1$ für
 alle k allgemein gilt. Im vorliegen-
 den Fall muß jedoch $k=1$ für die
 Überstruktur der Konfigurationszahl
 1 gesetzt werden, was $P_{cs} = N(1) \cdot P_{cs}$

oder $m_{(1)} = 8/w \cdot \mu_s \cdot W = 8/\eta \cdot \mu_s \cdot (1 - \frac{e^\eta}{w})$
 liefert, weil $N(1) = 3 + 3 + 2 + 1 - 1 = 8$ gilt.
 Mit $\mu_-/\mu_+ = \sigma_-/\sigma_+$ und $\mu_s = \mu_+ - \mu_-$ wird
 darauf schließlich $m_{(1)} = 8/\eta \cdot (1 - \sigma_-/\sigma_+) \cdot$
 $\cdot (1 - \frac{e^\eta}{w}) \mu_+$. Da aber der Zustand
 $k > 1$ stets $k = 1$ impliziert, muß
 $m_{(2)} = B \cdot m_{(1)}$ mit $B(k=2) > 1$ sein,
 während $B(k=1) = 0$ spezifiziert werden
 muß. Wird zur Kürzung für die
 Summe $\sum_{j=1}^4 Q_j + f = N(k) = N$ hier-
 sichtlich $k=1$ und $k=2$ mit $2f =$
 $= k(-1)^k \cdot 2^{k^2}$ gesetzt, dann muß sich
 wegen der symmetrischen Über-
 lapung zum Zustand $k=2$ die
 Masse $\mu_+ B$ zur Masse $m_{(1)} N |f|$ ver-
 halten, wie das vierfache Interpoten-
 tial V_{ss} zu V_{ww} , jedoch nur für $k=2$;
 denn für $k=1$ muß $B=0$ erfüllt
 sein. Da dieses Verhältnis für alle k
 positiv ist, muß in $m_{(1)} N |f| > 0$
 der Betrag von f gesetzt werden; denn
 für alle k ist $|(-1)^k| = +1$. Man hat
 demnach $(\mu_+ B) : (m_{(1)} N |f|) = \beta V_{ss} :$
 $: V_{ww}$ mit $\beta = 4(k-1)$, woraus sich
 $B = k(k-1) 2^{k^2+3} N \frac{m_{(1)}}{\mu_+} \left(\frac{1 - \sqrt{\eta_{qk}}}{1 + \sqrt{\eta_{qk}}} \right)^2$ ergibt.

Einsetzen in $2\mu_s = m_{(1)} + m_{(2)} = m_{(1)} \cdot$
 $\cdot (1+B)$ liefert dann, wenn zur Kürzung

$\eta R = P \left(1 - \frac{2}{k+1}\right) \cdot \left(1 - \eta \frac{2}{k}\right)$ und $w_{(1)} = \mu_+ R 227$
 verwendet wird, und wenn darüber-
 hinaus $\mu_5 = \mu_+ \cdot \alpha_5$ berücksichtigt wird
 $2 \alpha_5 = R \left(1 + k(k-1) 2^{k+3} N R \left(\frac{1 - \sqrt{2ak}}{1 + \sqrt{2ak}}\right)^2\right)$ ist
 Koeffizienten der Spinfunktion.

Für Bestimmung von $\mu_6 = \mu_+ \alpha_6$,
 also des Koeffizienten α_6 einer Funk-
 tion des Isomorphiegrades μ_6 be-
 rücksichtigt werden, daß $\mu_6 \sim \mu_5 = \mu_+ \mu$
 mit einem Proportionalitätsfaktor
 haben kann, der als Produkt aus
 einem Faktor $R'(k=1)$ für $k=1$ und
 einem Ladungsabhängigen Faktor $B'(k)$
 multiplikativ aufgebaut ist. Wähle
 B' auch für $k=2$ falls eine interne
 Elemente enthält, entspricht R'
 mit dem externen Produkt der
 Unbeständigkeit $k=1$. Es gilt daher
 der Ansatz $\mu_6 = \mu_5 \cdot R' \cdot B'$. Nach der
 vektoriellen Darstellung der interna-
 len R_6 -Spin $\bar{\sigma} = i(\frac{1}{2} \sigma_0 s + \bar{\sigma}_0 j (-1)^j)$
 mit $P = 2 s$ und $Q = 2 j$ ist für gerade
 Zahlige Q stets $R \in \bar{\sigma} = \bar{\sigma}$, während
 für ungerade Zahlige Q , also Spinoren,
 eine Verknüpfung $R \in \bar{\sigma} = \pm \bar{\sigma}_0 j \neq \bar{\sigma}$ in
 dem R_3 auftritt. Wegen dieser Realität
 muß dieser externe Faktor R' bezogen
 auf die σ -Besetzung Q_0 der Zone
 $j=4$ (also externer RH) dem Produkt

unter wirkender Potentiale $V_{RR} : V_{EE}$
 und $V_{DD} : V_{WW}$ der Ladungsfeldkom-
 ponenten proportional sein und
 zwar muß der Proportionalitäts-
 faktor wegen der R_3 -Verbreiterung
 des elektronen integralen Rausen-
 spins der doppelte Kopplungsfak-
 tor $a = 2\pi e$ zwischen optischen
 Raussequenzen (provisorisch bedingt
 der R_3 -Universum und der kosmi-
 schen Bewegung in der Richtung
 H_4 der später liegenden R_3 -Frei-
 räume sein. Als Bestimmungs-
 gleichung kann also $2a R' : Q_0 =$
 $= (V_{RR} : V_{EE}) \cdot (V_{DD} : V_{WW})$ verwendet
 werden. Einsetzen der Potentiale
 und Umstellung liefert dann
 $a R' = \eta \left(4 \cdot \frac{1 - \sqrt{2}}{1 + \sqrt{2}} \right)^2 Q_0$. Im Fall $k=1$
 muß $B'(k=1) = 1$ und $B'(k > 1) \neq 1$
 sein, nämlich ~~$B'(k=1)$~~ , wenn B' auf
 k bezogen wird, $B' : k + \cos \pi k = A$
 $= L \sim k-1$, weil Gleichung 191 a
 gilt. Andererseits muß k auch dem
 doppelten geometrischen Mittel
 und dem arithmetischen Mittel
 zwischen $k=1$ und $k \geq 1$ gemäß
 $L \sim 2 \cdot \sqrt{k}$ und $L \sim 1/2 (k+1)^{2/3}$
 proportional sein. Ferner muß k

$L \sim Q_n + Q_{n-1} + Q_p + Q_0 + k(-1)^k \cdot 2^{k-1} = N29$
 sein, weil hier die beiden Funktionen Q_j der $j \leq 4$ zusammen mit der Konfigurationsziffer k (letzter Term) eingehen müssen, ein
 Fachverhältnis, das auch in α_5 hin-
 sichtlich $m_{(2)}$ erscheint. Wegen
 $(k+1) \cdot (k-1) = k^2 - 1$ gilt also
 $L \sim \sqrt{k} (k^2 - 1) N$, wobei der Proportio-
 nalfaktor $F(q)$ allein von der La-
 dungsquantenzahl der d - oder e -
 Kettenlinie abhängt. Es gilt also
 zunächst $B' : k + \cos \pi k = \sqrt{k} (k^2 - 1)$
 $\cdot NF$, wobei $F(q)$ in einen Anteil
 $q(q \neq 1) \neq 0$, aber $q(q=0) = 0$ und
 ein Anteil $\mathcal{G}(q=1) = 0$, aber $\mathcal{G}(q=0) \neq 0$
 und $q(q > 1) > 0$ galtes, so daß
 $F = q + \mathcal{G}$ zu setzen ist. Die Eigen-
 schaften dieser beiden Ladungsfunk-
 tionen q und $\mathcal{G}$, die befriedigt werden
 werden vollständig erfüllt durch
 $q \sim q$ und $\mathcal{G} \sim -(1-q)$, wobei die
 Proportionalitätsfaktoren in
 $q = a' q$ und $\mathcal{G} = -b' (1-q)$ wiederum
 die Verhältnisse innerer Ladungs-
 feldpotentiale, nämlich $a' = V_E : V_S''$
 und $b' = \mathcal{G}'(k) \cdot V_E : V_S''$ sind. Der
 Faktor $\mathcal{G}'$ wiederum kann als das
 Verhältnis der um $2k+1$ verminderten

Summe $\sum_{j=1}^4 Q_j$ zu Q_n , also $B' = N' : Q_n$

aufgepasst werden, wenn zur Kürzung $N' = N - 2k - 1 - k(-1)^k \cdot 2^{k^2-1}$ verwendet wird. Einsetzen der Teilkomponenten liefert dann $q \cdot \sqrt{\eta_{12}} = q$ und $B \cdot Q_n \cdot \eta_{12} = -(1-q)N'$, also $\overline{F} \cdot \sqrt{\eta_{12}} = q - (1-q) \cdot \frac{N'}{Q_n \cdot \sqrt{\eta_{12}}}$, was eingesetzt werden

$-\cos \pi k = (-1)^{k-1}$ als explizite Darstellung für B' den Bruch $B' = k(\sqrt{k}(k^2-1) \cdot \frac{N}{\sqrt{\eta_{12}}} \cdot (q - (1-q) \frac{N'}{Q_n \cdot \sqrt{\eta_{12}}}) + (-1)^{k-1})$ liefert. Zu $\mu_6 = \mu_3 A' B'$ ist $q_1 \mu_3 = \mu_+ - \mu_- = \mu_+ (1 - \frac{\alpha_-}{\alpha_+})$ und $\mu_6 = \mu_+ \cdot \alpha_6$ so dass sich für den Koeffizienten $\alpha_6 = A' B' (1 - \alpha_- / \alpha_+)$ ergibt. Mit den expliziten Darstellungen von A' und B' gilt also für α_6 und α_5 , also für die beiden noch fehlenden Koeffizienten die Darstellung:

$$2 \alpha_5 = R (1 + k(k-1) \cdot 2^{k^2+3} \cdot N R \left(\frac{1 - \sqrt{\eta_{12} q k}}{1 + \sqrt{\eta_{12} q k}} \right)^2)$$

$$\eta R = 8 \left(1 - \frac{\alpha_-}{\alpha_+} \right) \cdot (1 - \eta q \omega)$$

$$N = \sum_{j=1}^4 Q_j + k(-1)^k \cdot 2^{k^2-1}$$

$$\alpha_6 = \frac{\eta k}{\alpha_+} \left(\sqrt{k}(k^2-1) \cdot \frac{N}{\sqrt{\eta_{12}}} \cdot (q - (1-q) \cdot \frac{N'}{Q_n \sqrt{\eta_{12}}}) + (-1)^{k-1} \right) \cdot \left(1 - \frac{\alpha_-}{\alpha_+} \right) \cdot \left(4 \cdot \frac{1 - \sqrt{\eta_{12}}}{1 + \sqrt{\eta_{12}}} \right)^2 \cdot Q_n$$

$$a = 2\pi e, N' = \sum_{j=1}^4 Q_j - 2k - 1 \dots \dots \dots 141e$$

Da α_6 in H_6 der Faktor vor der Isomorphie-
 spurfunktion ist, muß α_6 von q abhän-
 gen und sowohl für $q = 0$ als auch
 für $q \geq 1$ definiert sein, also für q -
 und auch c -Metriebien. Dies der-
 halb, weil in jedem Multiplikat
 des Isomorphieprinzips die Terme
 als isomorphe (in einander über-
 füllbare) R_3 -Projektionen sind,
 und somit sowohl d - als auch
 c -Formen sein können, was auch
 für ext evtl. für letztes gilt.

Bis auf die Darstellung der Funktionen
 ψ sind im Termsektor $T; m = 11$ von
 126 in der Summendarstellung $H = \sum_{i=1}^{126} H_i$
 H_3 die Terme $j \leq 4$ explizit als Konfigura-
 tionszonen gegeben, während $H_7 = q \mu$
 wobei 140 der Trägheitsanteil eines elek-
 trischen Ladungsfeldes von der Qua-
 tenzahl $q > 0$ ist. Nach 191 d und von
 $H_{5,6}$ der Trägheitsanteile stationärer
 Spinstrukturen auch die Elementar-
 zen $\mu_{5,6} = h_{5,6} \mu_+$ explizit bekannt.

Der im Skalarprodukt $\bar{\sigma} = i(\bar{\sigma}_0 \cdot s +$
 $+ \bar{\sigma}_0 \cdot j(-1)^j)$ grundsätzlich ungerade
 Teil s bezieht sich auf die ima-
 ginären R_6 -Koordinaten und be-
 dingt daher als Isomorphieprinzip hin-
 sichtlich des Räumprinzips f den f -

faden Isomorphismen $0 \leq x \leq P = 2s$ mit
 $y = P + 1$ bei der ungeraden
 R_3 -Abbildung. Jeder Komponenten-
 des Isomorphismus kommt
 also der gleiche Randspin zu, so
 dass $M_{(x)6} = 2 \alpha_6 \mu + J_x = \alpha_6 \mu + Q_x$ für
 x gilt. Der Faktor 2 erscheint hier,
 weil jeder integrale Randspin zwei
 antiparallele Einbaueigenschaften
 haben kann. Weil alle x wegen
 dieses Randspinisomorphismus den
 gleichen Randspin tragen, gilt $Q_x =$
 und daher für den gesamten Träg-
 beitsbeitrag $M_6 = \sum_{x=0}^P M_{(x)6} = \alpha_6 \mu + \sum_{x=0}^P Q_x$
 $= \alpha_6 \mu + Q(P+1)$, sodass M_6 und M eben-
 falls verliert. In $M_5 = \alpha_5 \cdot \mu + f_5$ ist
 $f_5 = 0$ oder $f_5 \neq 0$ allein davon abhän-
 gig ob $P = 0$ oder $P \neq 0$ ist. Daraus
 muss auf jeden Fall $f_5 \sim P$ sein.
 Ist $P > 0$, dann muss f_5 auch von Q
 mitbestimmt, und zwar so, dass f_5
 durch den arithmetischen Mittel
 $\frac{1}{2} (P+Q)$ ~~proportional~~ ist. Damit wird
 aber $2 f_5 = \alpha_5 \cdot P (P+Q)$ und $2 |f_5| =$
 $= P (P+Q)$, also $|\alpha_5| = 1$ oder $\alpha_5 = \pm 1$
 und $2 f_5 = \pm P (P+Q)$. Für $P = 0$ hängt
 $f_5 \neq 0$ oder $f_5 = 0$ allein von der Natur der
 ganzen Zahl $P+Q$ ab. In diese Zahl

geradezahlige. Dann wird $f_2 \neq 0$ ist $P+Q233$
 oder gegen ungeradezahlige. Dann wird $f_2 = 0$
 so dass allgemein $f_2 = P(P+Q) \cdot \cos \pi \frac{P+Q}{2}$
 gilt. Da $P+Q$ aus den ganzen Zahlen
 P oder Q zusammengesetzt ist, muss
 $P+Q$ selbst immer ganzzahlig sein,
 was von $\pi(P+Q) = (-1)^{P+Q}$ real sowie
 $f_2 = P(P+Q) \cdot (-1)^{P+Q}$ unmöglich ist. Aus dieser
 Formel gilt $N_5 = \mu_+ \cdot \frac{a_5}{2} P(P+Q) \cdot (-1)^{\frac{P+Q}{2}}$
 und in M sind bis auf 9 sämtliche
 Bestimmungswerte auf reine ganze

- 2) Zahlen reduziert werden. Wird
 die Summe N explizit geschrieben,
 dann zeigt sich, dass die Koeffizien-
 ten stets in den Formen $a_1/4, a_2/6,$
 $a_3/2$ sowie $a_5/2$ und a_6 erscheinen.
 Aus diesem Grunde ist es sinnvoll,
 nach Gleichung 190 für die Einheitsfaktoren
 $\mu_{\pm} = 4 \mu_{\pm}$ zu setzen, $\mu_{\pm}$ vor die
 Klammern zu ziehen und die Summe
 mit 4 zu multiplizieren. Ausdies-
 send können neue Koeffizienten
 $N_i(k, q)$ gemäß

$$N_1 = a_1, \quad 3 N_2 = 2 a_2, \quad N_3 = 2 a_3, \quad N_5 = 2 a_5,$$

$$N_6 = 4 a_6 \quad \dots \quad 191 \text{ e}$$

zu definieren. Nun mehr können die
 Teilsummen definiert werden, gemäß,

das $\mathcal{G}(Q_j)_1^4$ nur von den zeitlich
 konstanten Besetzungen Q_j , aber
 $S(n_j)_1^4$ von den zeitlich variablen
 Besetzungen, bzw. $F(n_j, Q_j, \mathcal{G})_1^4$ von
 den nichtlinearen Verknüpfungen
 bestimmt werden, während $\Phi(P, Q, g)$
 die Spinstruktur und den For-
 dungsfeldanteil N_g enthält. Auf
 diese Weise ergibt sich als ein-
 zeiliges Karmanspektrum sta-
 tionärer komplexer Ketten
 die einfache Darstellung

$$M = \mu(\mathcal{G} + S + F + \Phi) \cdot \alpha + \dots \quad 192,$$

welche als Spektralfunktion das
 diskrete Punktspektrum wiedergibt,
 das durch die Wirkung des Term-
 selektors $T; m = M$ vom Pseudokon-
 tinuum 126 separiert werden. In die-
 ser Form werden die Verknüpfungen

$$\mathcal{G} = Q_n^2 (1 + Q_n)^2 N_1 + Q_m (2 Q_m^2 + 3 Q_m + 1) N_2 + Q_p (1 + Q_p) N_3 + 4 Q_\sigma,$$

$$S = n^2 (1 + n)^2 N_1 + m (2 m^2 + 3 m + 1) N_2 + p (1 + p) N_3 + 4 \sigma, F = 2 n Q_n (1 + 3 (n + Q_n + n \cdot Q_n) + 2 (n^2 + Q_n^2)) \cdot N_1 +$$

$$+ 6 m Q_m \cdot (1 + m + Q_m) \cdot N_2 + 2 p Q_p N_3 +$$
$$+ 4 y, \Phi = P (P + Q) \cdot (-1)^{P+Q} N_5 +$$
$$+ Q (P+1) N_6 + 4 q \cdot \frac{d}{d+} \dots \dots \dots 192 a$$

eingeführt.*

Die Basisierungen 190 bis 192 a beschreiben vollständig das dem Spektrum 126 äquivalente diskrete Punktspektrum der Stratonischen (also periodischen) π -Wirkel-Heterometrien. Die Funktion K wird dabei (als ~~so~~ zahlentheoretische Funktion ganzzahliger Molizes) von den ganzzahligen Parameterparametern n_j der Proportionsbeziehungen und den Quantenzahlen K, P, Q und q bestimmt. Während für diese Quantenzahlen Erhaltungssätze, also Invarianzforderungen ~~als~~ als Symmetriepflichten gelten, sind die n_j als Parameter einzelner deterministischer Prinzipien nicht unterworfen. Die durch das Konjunktionsgefüge bedingte Basisdynamik ist demnach auf jeden Fall als relativistische Dynamik eine Folge höherer Symmetrien die vorwiegend auf den Quantenzahlen (K, P, Q, q) verid/hae

Zur Ermittlung der noch un-
 bekannten Funktion γ muß einer-
 seits festgestellt werden, ob dieser
 Quasibenzolbenzofon vollständig
 ist, bzw. wie er gegebenenfalls
 vollständig werden kann, und
 andererseits ist zu untersuchen,
 welche konkreten Bindungsregeln
 (in Analogie zu Gleichung 192a)
 für die Quasibenzolbenzofone und
 die n_f -Quasibenzolbenzofone $f \leq 4$ gelten,
 denn nicht jede ganze Zahl und
 nicht jede Quasibenzolbenzofone
 kann zugelassen werden, weil
 sonst K ebenfalls eine Preislokon-
 tinentum wäre, was aber mit der
 Empirie auf keinen Fall vereinbar
 erscheint.

In der Darstellung des integra-
 len Strahlenspiels $\bar{\sigma} = i(\bar{\sigma}_0 s + \bar{\sigma}_0)(-1)^f$
 ist $\bar{\sigma}_0$ der Einheitsvektor im Bereich der
 imaginären Drehmomentenheiten des R_6 ,
 wofür sich $\bar{\sigma}_0$ als Einheitsvektor
 auf den R_3 bezieht: so daß $\bar{\sigma}_0^2 = \bar{\sigma}_0 = 1$,
 aber $\bar{\sigma}_0 \perp \bar{\sigma}_0$ gilt. Die halbzahligen
 Größen s und f in $\bar{\sigma}$, dargestellt durch
 die ganzen Zahlen $p = 2s$ und $q = 2f$
 beschreiben als Q den Raumspin der
 Moleküle.

Komplexen Hermetie ma als P den Iso-
morphismus der jeweiligen Raumspinn-
struktur bei der umgekehrten P_2 -Abbil-
dung dieser Hermetieform. Die Gesamt-
heit isomorpher Abbildungen bildet
dann das Tripelmultiplikat $\mathcal{H} = 2s + 1$
 $= P + 1$, während in Dualität hierzu
auch ein Raumspinnmultiplikat $\mathcal{H}_2 = 2j + 1 =$
 $= Q + 1$ hinsichtlich der Einstellungs-
möglichkeiten des Raumpinns defi-
niert werden kann. Für die Isomor-
phismen gilt auf jeden Fall $P \geq 0$,
doch kann $\mathcal{H} \leq \mathcal{H}_{max}$ eine obere Schranke
nicht überschreiten, die ihrerseits gemäß
 $\mathcal{H}_{max} = \mathcal{H} \cdot k + 2$ auf Grund der Definition

von k durch diese Konfigurationszahl
bestimmt wird. Vergleich mit $\mathcal{H}_{max} = P_{max} + 1$
liefert dann für die maximale Zahl
der Isomorphismen $P_{max} = \mathcal{H} \cdot k + 1$
 $P \leq P_{max}$, so daß für diese Isomorphismen
der strukturellen Raumspinnstruktur das
Intervall $0 \leq P \leq \mathcal{H} \cdot k + 1$ liegt. Mit ihm
begrenzt k durch dieses Intervall die
Zahl der möglichen Raumspinniso-
morphismen. Werden $\mathcal{H}$ und $\mathcal{H}_2$ variiert,
dann folgt aus diesen ganzzahligen
Variationen die Verknüpfung $\mathcal{H}_2 \cdot \mathcal{H} =$
 $= (\mathcal{H}_{max} - 1) \cdot \mathcal{H}$, die auch in der Form

$(1+Q) \cdot F Q = P_{\max} \cdot F P = \frac{(k+1)}{2} F P$ beschreiben
 werden kann. Da nun Q nicht prinzipiell
 sich nur um $F Q = 2$ ändern kann,
 wird $1+Q = k F P$, wobei im allge-
 meinen $F P = 1$ ist, doch gibt es auch
 die Möglichkeit $F P = 2$ mit $Q = \underline{Q}$ in
 $0 \leq P \leq 2k$, so daß hier $1+Q = 2k$
 oder $Q = k-1$ bei P und $\underline{Q} = 2k-1$
 bei $\underline{P}$ gilt. Es gibt also für einen
 Wert k im Intervall der Isomorphis-
 men mindestens eine Stelle $\underline{P}$, mit
 welcher $Q = k-1$ um $\Delta Q = k$ auf
 $Q = 2k-1$ erhöht wird. Für voll-
 ständige Beschreibung muß es nun-
 mehr darauf ankommen die Lage
 dieser Spinströbungen im Intervall
 der Spinisomorphismen (also $\underline{P}$) zu
 ermitteln. Mit den Konstanten β & β
 β_1, β_2 und β_3 wird es möglich die
 Multiplikts durch drei Funktionen Q
 H, Y und Z exponentiell darzustel-
 len und zwar als $\underline{Y} = \beta_1 + e^H$, sowie
 $\underline{Y} + Y_{\max} = \beta_2 + e^Y$ und $\underline{Y}_R = \beta_3 + e^Z$, wobei
 aus Symmetriegründen $\beta_1 = 2$ und
 $\beta_3 = 1$, aber $\beta_2 = 2\beta_1 + \beta_3 = 5$ ist. Für
 Bestimmung von $\underline{P}$ kann davon
 ausgegangen werden, daß H das arith-
 metische Mittel von Y und Z dar-

steht, was vor Bestimmungsgleichung
 $2H = Y + Z$ führt. Mit $H = \ln(\frac{P}{2} - 1)$,
 sowie $Y = \ln(\frac{P}{2} + \frac{P}{2} - 5)$ und
 $Z = \ln(\frac{P}{2} - 1)$ wird also nach Poten-
 zierung von Einsetzen der Bedin-
 gung $(P - 1)^2 = Q(P + 2 + 2k - 5) =$
 $= Q(P - 5 + 2 \cdot (k + 1)) = P Q - 5Q +$
 $+ 2(k + 1)Q$ oder mit $Q = k - 1$ auch
 $P^2 - P(k + 1) = 2(k + 1) \cdot (k - 1) - 5Q(k + 5 -$
 $- 1) = 2(k^2 + 1) - 5k$ bzw. $P^2 - P(k + 1) +$
 $+ 5k = 2(k^2 + 1)$. Diese quadratische
 Gleichung liefert die beiden Lösungen
 $\underline{P}_{1,2} = \frac{1}{2}(k + 1) \pm \frac{3}{2}(k - 1)$ und explizit
 $\underline{P}_1 = 2k - 1$, sowie $\underline{P}_2 = 2 - k$. Damit
 sind aber auch die beiden Stellen
 $\underline{P}$ in $0 \leq P \leq 2k$ einer Randspine-
 Erhöhung ebenso auf k reduziert
 worden wie Q und $\underline{Q}$.

Von den Quantenzahlen
 k, P, Q und q der Spektralfunktion
 192 sind k, P und Q fundamentaler
 Ritz, während q algebraisch rein auf-
 weil nur (k, P, Q) von der spezifischen
 Form κ oder α komplexer Hermetrie
 unabhängig ist. Die für die fundamen-
 talen Quantenzahlen müssen
 aber die statischen Elemente
 komplexer Hermetrie vollständig

unterscheiden, so dass grundsätzlich
 jeder Elementarstruktur ein spe-
 zifischer Satz zukommt, wobei, daß
 bei einer Identität dieser Quan-
 tenzahlenwerte zwangs läufig die
 zugehörigen Elementarstrukturen
 identisch sein müßten. Aus diesem
 Grunde ergibt sich für $k=1$ bei
 $P=1$ ein Widerspruch; denn es
 kann sein $\underline{P}_1 = \underline{P}_2 = 1$ ebenfalls
 Doublets mit $\underline{Q}=1$, aber $\underline{Q}=0$. Bei
 $k=1$ existieren also ein Skalar dou-
 blett $(1, 1, 0)_{(1)}$ und zwei Spinor-
 doublets $(1, 1, 1)_{(2)}$ und $(1, 1, 1)_{(3)}$,
 die verschiedenen Spinorformen ent-
 sprechen müßten, aber trotzdem vom
 gleichen Satz fundamentaler Quan-
 tenzahlen $(1, 1, 1)$ bestimmt wer-
 den. Aus diesem Grunde kann der
 Satz (k, P, Q) unvollständig voll-
 ständig sein, so daß zur Begrün-
 dung fundamentaler Symmetrien
 höherer Ordnung einer relativisti-
 schen Basisdynamik noch eine fun-
 damentale Quantenzahl α als
 Doubletzahl definiert werden
 muß, welche den fundamentalen
 Satz zu (k, P, Q, α) ergänzt und

nur im Fall der Darstellung $x = 1$ er-
 scheinen kann, während in
 übrigen $x = 0$ ist. Mit dem Ein-
 heitselement δ_{ij} aus $\mathbb{E}$ wird dann
 $x = \delta_{1,p}$, wobei der Proportionali-
 tätsfaktor für das erste Darstellung
 betrachtet, und für die übrigen
 den Wert 1 erhält. Für $\lambda \geq 1$ die
 laufende Ziffer der möglichen
 Darstellung, dann wäre $x(\lambda) =$
 $= (1 - \delta_{1,\lambda}) \cdot \delta_{1,p}$ zu setzen, so dass
 nur noch die obere Schranke für λ
 zu ermitteln bleibt. In $\lambda_{\max} \geq \lambda$ die
 obere Schranke, dann könnte $\lambda_{\max}$
 additiv zu die Differenz der Normen
 von $\pi \underline{Q}$ und $\pi \overline{Q}$ erhöht, als die Dif-
 ferenz zwischen $\underline{Q}$ und $\overline{Q}$ aufgefressen
 werden. Dennoch scheint $\lambda_{\max}$
 nur noch von k bestimmt zu sein,
 so dass zur Kürzung $\lambda_{\max} = \lambda_k$ in
 $\lambda_k + \cos. \pi \underline{Q} - \cos. \pi \overline{Q} = \underline{Q} - \overline{Q}$ zu
 setzen ist. Hierin ist $\underline{Q} - \overline{Q} = k$ und
 wegen der Ganzzahligkeit $\cos \pi \underline{Q} -$
 $-\cos \pi \overline{Q} = -(-1)^{2k} + (-1)^k = -1 + (-1)^k$,
 was eingesetzt $\lambda_k = 1 + k - (-1)^k =$
 $= 1 - k + 2k - (-1)^k$ liefert. Hierin ist
 sowohl für $k=1$ als auch für $k=2$ der
 $2k - (-1)^k = 3$, also $\lambda_k = 4 - k$, wodurch

die Schranke $1 \leq \alpha \leq \alpha_k$ gesetzt ist.
Werden in P die Indizes α
verbunden, dann werden die mög-
lichen fundamentalen Quanten-
zahlen Quadrupel (k, P, Q, α)
durch das System

$$k = 1, k = 2, 0 \leq P \leq 2k, \underline{P}_1 = 2 - k, \underline{P}_2 = 2k - 1, Q(P) = k - 1, Q(\underline{P}) = 2k - 1, r(\pi) = (1 - \sqrt{1,2}) \cdot \sqrt{1,P}, 1 \leq \lambda \leq \lambda_k = 4 - k \dots$$

vollständig beschriebenen und mit
die Konfigurationszahl K ver-
bindet.

Die Verteilung der d -Kette in einem solchen vorgegebenen Multi-
plett der Spinisomorphismen kann
aus der Projektion der P_3 -Projektion des
primärstetigen imaginären Anteils
von $\tilde{z}$ linearer Natur sein. Kennzeich-
net $q_{\tilde{z}}$ mit $0 \leq \tilde{z} \leq 2s = P$ die Faltungs-
quantenstruktur (mit. Verteilung) der
Komponente $\tilde{z}$ der aus $P+1$ ~~des aus~~
isomorphismen Abbildungen bestehende
den Multipl. dann wäre für diesen
Satz $q_{\tilde{z}} = s_{\tilde{z}} \cdot A + B$ zu wählen, wobei
zunächst $B(P_{\pm})$ von der Zeitstruktur
abhängig sein muß, während

$|q_x| = q$ gilt, so daß in der Tatsache 243
 den Radius wegen der Implikation
 des Radiusverhältnisses in q_x diese
 Quaderzahl mit $|e_x|$ multi-
 plizieren ist. Die in Ansatz für q_x
 verwendete Größe s_x kann wegen der
 laufenden Ziffer $0 \leq x \leq 7$ im Multi-
 plikat auch in der Form $s_x = s - x$
 oder $2s_x = 7 - 2x$ geschrieben wer-
 den. Da die Multiplikationsprozesse
 durch s und $\bar{s} = i(\bar{s}_0 s + \bar{s}_0) (-1)^x$
 in dem R_3 projizierte angetragene
 Isomorphismen der statischen
 Randspinnstruktur J einer allge-
 mein R_6 -Kondensation sind, können
 sie als verschiedene Zustände des
 R_3 -Durchschnittes der polimechanischen
 und symmetrischen R_6 -Struktur
 mit den Eigenschaften $q_x = 0$ der e-
 lementare oder $q_x \neq 0$ der d-Elemente
 aufgefaßt werden, die dann in einan-
 der wegen des Isomorphismus trans-
 mutierbar sein müssen. Als Folge
 solcher isomorpher Transmutationen
 muß es eine konfigurations-
 beziehung $\psi(R_4^{\pm})$ geben, die im
 Wesentlichen von der Zeitstruktur des
 R_4 -Unterraumes abhängen muß.

und als Strukturtheorie über die Eigen-
 schaft $q_x = 0$ oder $q_x \neq 0$ auf die
 $2 + 1$ Koordinatenkomponenten x ver-
 fahrt. Tatsächlich kennzeichnet $\bar{0}$ mit
 dem $\bar{0}$ in bezug auf Habonspie^{inf} $\bar{R}$, der
 aus sehr vielen fluktuierenden Kondens-
 ationen aufsteht ist, welche
 über Konjunktionssetze und photo-
 top Konjunktoren mehrfache
 Zustände konjugieren und über
 Schenator und Kondensatquellen
 Kondensatzen oder Kondensatzeik
 Kon (der jeweils von polymerischen
 Hernebtisformen entsprechend) zykli-
 sche Flap aggregat bilden, welche
 den Defangzustand mindestens ein-
 mal per jodisch den Defangzustand
 herstellen müssen, sofern der be-
 treffende Teil einer x_4 -Erkennung
 (also eine zeitliche Existenz) defini-
 ren soll. Mit der Weltgeschwindigkeit
 gilt zwar für die Eigenvektoren sym-
 metrischer Kondensatstände $\bar{x} \perp \bar{y}$,
 doch existiert zu jedem dieser Eigen-
 werte $\bar{x} = \bar{x}^{(\mu, \nu)}_{(x, x)}$ ein linear unabhängiger
 fluktuierender Zustand in einem Probo-
 simplen. Da alle diese Funktionen
 über die Konjunktoren und Kon-

Funktion der gesamten Periode: 245
 wenn Flussverlauf aufbauen, und
 der integrale polynomielle Fluss des
 zeitlich periodisch (mit mindestens
 einer Periode) vorausgesetzt werden
 muss, die nicht künstlich aus
 Unbestimmtheit und nur basieren auf
 die Zeitbedingung π_4 eine Art "Schran-
 kenbeschränkung" des Flussverlaufs,
 der mit π bezeichnet werden soll.
 Für diesen Vektor ist die Orthogo-
 nalität zu $\bar{y}$ keineswegs gegeben;
 denn $\#(\pi, \bar{y}) \neq \pi/2$ und $\bar{y} \parallel \bar{x}_4$ ent-
 spricht den zeitlichen Richtungsänderungswinkel
 α_4 der äquivalenten Weltgeometrie für den
 sich $\cos \alpha_4 \neq 0$ ergab. Die Parallelität
 $\bar{y} \parallel \bar{x}_4$ kann wegen des relativen
 Charakters rationaler zeitlicher Orts-
 änderungen (im $\mathbb{R}_3$) stets erreicht
 werden. Hierbei gilt für den Zeitverlauf
 $\cos(\pi, \bar{y}) = a \neq 0$. Da neben
 $a \neq 0$ auch die Endlichkeit $-\infty < a < +\infty$
 (durch das Kosinusgesetz) gegeben ist,
 kann die Normierung $\frac{1}{a \cos(\pi, \bar{y})} = \pm 1$
 durchgeführt werden, was gemäß
 $E(\mathbb{R}_4^\pm) = \pm 1$ als vorgegebene zeitliche
 Richtungsänderung die Zeitfortschrittsrichtung

des Flusssystems wiederzukehren. $\epsilon = +1$
 kennzeichnet dabei eine interne
 Vorzeichenbestimmtheit hinsichtlich
 k_4 der physikalischen Randzeit R_4^+ , also
 der korrekten Bewegung des physi-
 schen Uhrzeigers, während $\epsilon = -1$
 die Spinsstruktur auf die Zeit-
 raumzeit R^- bezieht. Nach der sym-
 metrischen ^{4. Dimension} Betrachtung
 derartiger Vordurchflüsse zylindrischer
 Rohre muß es zu jedem zylindrischen
 Flusssystem eine entgegengesetzte
 Struktur geben, die als antisymme-
 trische Bildung (also Spiegelge-
 nese) des zylindrischen Flusssyste-
 mes aufgefaßt werden kann. Diese
 Antisymmetrie muß sich aber auch
 auf die Helizität hinsichtlich der
 Zeitkoodinaten auswirken, was
 als $\epsilon = -1$ etw. ausgedr. Mitteil. bed. wird.
 $\epsilon = -1$ als Faktor die entgegengesetzte
 Drehstruktur zur statischen Grün-
 stückstruktur $\epsilon = +1$, was zugleich als
 Interpretation der Zeithelizität
 $\epsilon = \pm 1$ zu verstehen ist. Daraus
 ausdrücklich hervorgeht, daß $\epsilon = +1$
 auf $\pm (\bar{x}^\pm, \bar{y}^\pm)$ und $\epsilon = -1$ auf
 $\pm (\bar{x}^\pm, \bar{y}^\mp)$ oder $\pm (\bar{x}^\mp, \bar{y}^\pm)$; denn

die Begriffe R_4^+ oder R_4^- sind relativ²⁴⁷
 Natur, was durch diese Benennung
 von ϵ auf $\bar{\gamma}(\bar{\alpha}, \bar{\gamma})$ in dem R_4^+ aus-
 gesprochen wird. Kennzeichnet
 γ irgendeinen Hermitischen
 linearitäts $\epsilon = +1$, dann werden
 die zu γ konjugierten Punkte
 durch $\bar{\gamma}$ im folgen-
 den gekennzeichnet. Wegen der Re-
 lativität der $R_4^{\pm}$ hinsichtlich dieser
 Spiegelsymmetrie werden $\epsilon^{\pm}(R_4^{\pm}) = \pm 1$
 die übliche Schreibweise. Da die physio-
 nomologischen Erscheinungen keine
 höheren Elementarstrukturen aus
 192 auf den R_4^+ beschränkt sind, wobei
 $\epsilon^+ = \epsilon = \pm 1$ nur Vortanz verwendet

Bei der Projektion des Plejaden-
 men Strahlenspiels $\bar{\sigma}$ in den R_3 erschei-
 nen $\bar{\sigma}_0, \bar{\sigma} = i$ stets imaginär mit $\bar{\sigma}_0 \cdot \bar{\sigma} =$
 $i \neq (-1)^j$ im Fall geradzahliges j eben-
 falls imaginär und reell bei Halb-
 zähligen j , wobei $\bar{\sigma}_0 \perp \bar{\sigma}_0$ stets er-
 reichbar ist. $Q = 2, j$ kennzeichnet
 die Tensor- und Spinordimension (gerad-
 oder ungeradzahlig) oder als Raumspinn
 erscheinen den Anteil des integralen
 Konjunktionspiels, wobei $P = 2$ die
 Zahl der $0 \leq x \leq P$ Raumspinnisomorphis-
 men mit den Multiplikationskomponenten

$2 s_x = 2 (s - x) = P - 2 x$ ergibt. Aus diesem
 Grunde muß es neben der Zeitelastizität
 noch zwei weitere Formen der Elastizitäts-
 begriffes geben, nämlich die Wohlfühlbarkeit
 $\epsilon_P = \epsilon \cos \pi x_P$ und die Raumelastizität
 $\epsilon_Q = \epsilon \cos \pi x_Q$, je nachdem ob sich
 die Elastizität auf die Komponente $\bar{P}_0$
 oder $\bar{Q}_0$ des integralen R_0 -Konjunktur-
 spins $\bar{\sigma}$ bezieht. Hierin müssen noch die
 auf Q bezogenen Größen $x_{P,Q}$ aus den
 möglichen Zweikompositionen für $x > 0$
 der s_x , nämlich $\underline{N}$ und der Doublet-
 tiffer x (im Fall P) oder $Q \cdot Q_{\min}$ (im
 Fall Q) zusammensetzen. Weil aber
 $Q_{\min} = k - 1$ nach 193 ist, gilt $x_{P,Q} : Q =$
 $= \underline{N} + (x, Q(k-1))$. Wegen $x > 0$ gilt für die
 Zweikompositionen $1 \leq x \leq 2$ $s = P$ (weil
 in $0 \leq x \leq P$ der Verlauf $x = 0$ ausgeschlossen
 wurde), darf $\underline{N}$ nur 2 Kombinationen aus
 kleiner P sein können, so daß $\underline{N} = (P_2)$
 und somit $x_P = Q(x + (P_2))$ und $x_Q = 0$
 $= Q(Q(k-1) + (P_2))$, also $\epsilon_{P,Q} =$
 $= \epsilon \cos \pi Q((x, Q(k-1)) + (P_2))$ für die
 Iso- und Raumelastizität geschrieben
 werden muß. Nun gibt es die Verhält-
 nisse $V_x = (x_{\max} + x) : (Q_{\min} + x)$ und
 $V_k = k_{\max} : k$, die sich zueinander so verhal-
 ten, wie die Summe der Elastizitätskompo-

werden als Größensystem $P \in \mathcal{P} + Q \in \mathcal{Q}$ 249
 vom strukturellen Distributor (also der
 konfigurativen Transferfunktion) $\mathcal{C}$ der
 $\mathcal{C}$ - und $\mathcal{D}$ -Kometrien im Skizzenplan
 der Raumspinnisomorphismen. Mit ein-
 facher $V_e: V_k = (P \in \mathcal{P} + Q \in \mathcal{Q}) : \mathcal{C}$ oder
 $\mathcal{C}(x_{\max} + x) \cdot k = k_{\max} \cdot (P \cdot \mathcal{P} + Q \cdot \mathcal{Q})$
 $\cdot (Q_{\min} + x)$. Nach 193 und 191a ist
 aber $x_{\max} = 1$ sowie $Q_{\min} = k-1$ und
 $k_{\max} = 2$, was für den Strukturalkulator
 $k(1+x)\mathcal{C} = 2 \cdot (P \in \mathcal{P} + Q \in \mathcal{Q})(k-1+x) \dots$
 $\dots \dots \dots$ 194

explizit liefert. Für die Helixleiter
 gilt dabei

$$\begin{aligned}
 \varepsilon^{\pm} (R^{\pm}_4) &= \pm 1, \varepsilon^+ = \varepsilon = \pm 1, \varepsilon_{P,Q} = \\
 &= \varepsilon \cos \pi Q ((x, Q(k-1)) + (\frac{P}{2})) \dots \dots \dots 1944
 \end{aligned}$$

Hieraus wird unmittelbar deutlich,
 daß sich der Strukturalkulator hin-
 sichtlich der Teilbarkeit auf einen
 multiplen verhält, weil ε als Faktor
 auftritt, der so daß wegen $\varepsilon^2 = +1$
 in $\varepsilon \in \mathcal{C}$ diese Bedingungsstelle wieder
 aufgehoben wird.

Im Ansatz $q_k = s_k A + B$ erreicht
 der von der Teilbarkeit bedingte Sum-
 mand B als eine Summe von zwei
 arithmetischen Folgen, nämlich $B_1 =$

$= \mathcal{C} + \varepsilon Q_{\min}$ und $2 B_2 = -\varepsilon(Q \underline{P}_1 + \kappa Q \underline{P}_1) =$
 $= -\varepsilon(1+\kappa) Q(2-k)$ nach 143, oder
 für $B = B_1 + B_2$ auch $2B = \mathcal{C} + \varepsilon(k-1-(1+\kappa))$
 $\cdot Q(2-k)$, während der Faktor A die
 Komplementarität $A + \kappa Q \underline{P}_1 = 1$ erfüllt,
 so daß $A = 1 - \kappa Q(2-k)$ gilt. Wird
 $2 B_\kappa = P - 2\kappa$ berücksichtigt, dann gilt
 für die elektrische Feldstärkequante
 nach q_κ (mit Vorzeichen) der Kompo-
 nente κ des Vektors $0 \leq \kappa \leq P$ iso-
 morpher Raumspiegelstrahl die
 explizite Darstellung

$$\begin{aligned}
 2 q_\kappa &= (P - 2\kappa)(1 - \kappa Q(2-k)) + \mathcal{C} + \varepsilon(k-1- \\
 &- (1+\kappa) Q(2-k)), \quad 0 \leq \kappa \leq P, \quad |q_\kappa| = q \dots \dots \dots 145,
 \end{aligned}$$

wonach auch q_κ hinsichtlich ε spiegel-
 symmetrisch ist, d.h., daß diese
 Zweideutigkeit des Vorzeichens wie
 beim Chiralitätskriterium in $\mathbb{E}Q_\kappa$ aus-
 geblieben wird.

Wegen der Partizipantien der
 Helizitäten und der Helixkomponenten
 $P \in \mathcal{P}$ bzw. $Q \in \mathcal{Q}$ des integralen Hoabscis-
 sens gilt hinsichtlich der $R_4^\pm$ nach
 144 und 145 unmittelbar $\mathcal{C}(R_4^+) + \mathcal{C}(R_4^-)$
 $= q_\kappa(R_4^+) + q_\kappa(R_4^-) = 0$, so daß sich diese
 strukturellen Eigenschaften stationärer
 Wellenfunktionen und ihrer Partizipanten

Spiegelungen durch die Einwirkung von Teil-251
ten, was auf die Chiralitätsbeziehung
von π hinweist.

Wegen dieser Kompensation von
somit der Helixkomponenten durch die-
jenigen der Antihelixstruktur kann es also
zwischen R_4^+ - und R_4^- -Strukturen keine
stabilen oder metastabilen Zustände
geben. Die in 194 a definierte Iso-
und Racemhelizität entscheidet dem-
nach die in § 4 entstandene Alterna-
tive ob es nur Raumzeit R_4^+ und
der Fall der Paraväntone eine Antiwelt
gibt, oder ob die Antiweltstrukturen
mit den Weltstrukturen in einer Raum-
zeit existieren, d.h. ob es markomare
forlokieren und Antiforlokieren ein räumli-
ches Gemisch im R_3 bilden. Wegen
194 a entfällt aber aufgrund der
algebraischen Eigenschaften stabi-
ler Helixkomponenten die zweite
Möglichkeit vollständig, weil sich in
den kontinuierlichen Übergängen zw-
ischen markomaren und antimarkomaren
Bereichen wegen des Fehlers von Bilden
= Zustände die Korrespondenz zwischen
Materie und Antimaterie nur in der
invertierten Form $(c, d) + (\bar{c}, \bar{d}) \rightarrow (a, b)$
verwirklichen kann, was aber eine wesentli-

intensivere g -Komponente in der kosmischen Ultrastrahlung zur Folge haben müßte, die darüberhinaus noch völlig isotrop zu sein hätte. Die Beziehung 194 a führt also zu einer Deutung über die Weltstruktur, wonach zu der zeitlich telezentrierten R_4^+ -Area noch i hovee Pararäume $R_4^{+\nu}$ mit $\nu \geq 0$ in Richtung g_5 eine anti-parallel telezentrierte R_4^- -Area mit der spiegelgesymmetrischen Schar von Paraparamen R_3^- existiert. Entsprechendes muß dann auch für die Sphären-Hilfsörter der Weltentstehung und -Evolutions gelten, d.h. daß jeweils die Bestimmungsorten zu Ursprung und Ende der R_4^+ -Area die End- und Ursprungsorten der R_4^- sind, weil $\cos(\vec{y}^+, \vec{y}^-) = -1$ für alle später oder früher liegenden g_5 -Schnitte der $R_4^{\pm}$ -Areale gilt.

Gibt es $1 \leq \mu \leq L(k)$ Multi-plett isomorpher Raumspinstriktoren von denen jedes aus $0 \leq r \leq p_\mu$ Komponenten besteht, also mit $\mathcal{F}_\mu = 1 + p_\mu$ Isomorphismen besetzt ist, dann können $\mathcal{F}_\mu$ energetische Beiträge (jeder bezogen auf $\mathcal{F}_\mu$) hinsichtlich $\mathcal{E}_\mu$, $\mathcal{Q}_\mu$ und $\mathcal{R}_\mu$ ermittelt werden, welche ein

253

Energieprinzip definieren. Ist in der
 Unendlichkeit der Wellenlänge,
 also der kosmischen Bewegung der
 R_3 im R_6 längs x_4 , dann wäre
 $E_+ = \mu_+ \cdot w$ die gegen $\hat{c}$ invari-
 ante Energie eines elementaren
 Photons im Verhältnis 190.
 Für die vier energetischen Beiträge
 kann dann bezogen auf die jeweili-
 ge Multiplikationsbeziehung
 $E_1^{(\mu)}: \frac{1}{2}\mu = E_+ \cdot \varepsilon \cdot Q_\mu$, ferner $E_2^{(\mu)}: \frac{1}{2}\mu =$
 $= E_+ \cdot Q_{\min}$, sowie $E_3^{(\mu)}: \frac{1}{2}\mu =$
 $= a(k) E_+ Q_\mu$ und $E_4^{(\mu)}: \frac{1}{2}\mu = a(k) E_+ Q_\mu$
 geschrieben werden, damit, daß die
 Zusammenfassung $E'_\mu = E_1^{(\mu)} +$
 $+ E_2^{(\mu)}$ und $E''_\mu = E_3^{(\mu)} + E_4^{(\mu)}$ möglich
 wird. Ist $R_\mu = \text{const}$ eine der Multi-
 plikationsenergetischen Konstanten,
 dann wäre $E'_\mu = R_\mu +$
 $+ E''_\mu$ für $k=1$, aber $E'_\mu = R_\mu$ für $k=2$
 gültig. Da explizit $E''_\mu = a(k) E_+ \frac{1}{2}\mu$
 $\cdot (1+x_\mu) Q_\mu$ gilt, kann mit $a(k) =$
 $= \frac{P_1}{P_1+1}$ sein; dann mit unter dieser
 Voraussetzung wird $a(k=1) = 1$ und
 $a(k=2) = 0$. Es gilt also explizit wenn
 $Q_{\min} = k-1$ und $P_1 = 2-k$ nach 193 be-
 stätigt wird $\varepsilon \cdot Q_\mu \cdot \frac{1}{2}\mu + (k-1) \frac{1}{2}\mu$
 $= \frac{1}{2}\mu (1+x_\mu) \cdot Q_\mu \cdot (2-k) + P_\mu: E_+$ oder

Läufe $1 \leq \mu \leq L(k)$ summiert, $S' = \sum_{\mu=1}^L$
 $\cdot \frac{1}{2} (\varepsilon \psi_{\mu} + k - 1)$ und $S'' = \sum_{\mu=1}^L$
 $\cdot \frac{1}{2} \mu (1 + \varepsilon_{\mu}) Q_{\mu} (2 - k)$, was ein-
 protest $S' - S'' = \frac{1}{\varepsilon_+} \sum_{\mu=1}^L P_{\mu}$ liefert.
 Mit den mit von k abhängigen Probo-
 simplexbedingten Q_p und Q_o der
 Mes- und Extenszone können
 die Energien $E_p = E_+ \cdot Q_p$ und $E_o =$
 $= 2E_+ \cdot Q_o$ definiert werden, so daß,
 daß die Summe aus $\sum_{\mu} P_{\mu}$ und
 $2E_+$ mit der Differenz dieser beiden
 Energien, also $E_p - E_o$ identisch
 wird. Bei $2E_+ + \sum_{\mu} P_{\mu} = E_p - E_o$ wird
 wegen $Q_p = 2^{k^2+1} + 2 \cdot (-1)^k$ und $Q_o =$
 $= 2^{k^2} - 1$ zunächst $E_p - E_o = 2E_+ (1 + (-1)^k)$
 oder nach Kürzung der Photosimplexe-
 fix und Substitution der Konstanten
 summe $S' - S'' = 2(-1)^k$, beziehungs-
 weise $\varepsilon (S' - S'') = 2\varepsilon (-1)^k$. Ein Hil-
 floss isomorpher Raumgruppen-
 kuen besteht aus $0 \leq x \leq P_{\mu}$, also
 $\psi_{\mu} = 1 + P_{\mu}$ bezeichnen, so daß
 jede Summe der Form $\sum_{\mu} \psi_{\mu} B_{\mu} =$
 $= \sum_{\mu} \sum_{x \in P_{\mu}} B_{\mu}^{(x)}$ als Doppelsumme auf-
 gefaßt werden kann, wobei $B_{\mu}^{(x)} =$
 $= B_{\mu}$ bleibt, wenn diese Größe nicht
 von Eigenschaften abhängt, die je-
 den der betrachteten Isomorphismen

nicht invariant von x . Diese für 255
 allerdings in allen Fällen $S' - S''$ er-
 füllt, so daß $\varepsilon(S' - S'') = \sum_{\mu} \varepsilon_{\mu}$.
 • $(\varepsilon_{\mu} + \varepsilon(k-1 - (1+x_{\mu})Q_{\mu}(2-k)))$
 positiv werden können. Andererseits
 ist aber $\sum_{\mu} \varepsilon_{\mu} (P_{\mu} - 2k) = 0$, aber auch
 $\sum_{\mu} (P_{\mu} - 2k) \varepsilon_{\mu}$ nicht gleich 0 = $\sum_{\mu} \varepsilon_{\mu}$.
 • $(P_{\mu} - 2k) \cdot (1 - x_{\mu} Q_{\mu}(2-k))$, was
 demnach zu $\varepsilon(S' - S'')$ addiert wer-
 den kann. Unter Voraussetzung der
 Beziehung 195 ergibt sich dann
 wenn $q_{\mu}^{(k)}$ mit $|q_{\mu}^{(k)}|$ die elektri-
 sche Ladungsquantenzahl (mit Vor-
 zeichen) der Komponente k des
 Multiplikts μ ist $\varepsilon(S' - S'') = \sum_{\mu} \varepsilon_{\mu}$.
 • $((P_{\mu} - 2k) \cdot (1 - x_{\mu} Q_{\mu}(2-k)) + \varepsilon_{\mu} +$
 $+ \varepsilon(k-1 - (1+x_{\mu})Q_{\mu}(2-k))) =$
 $= 2 \sum_{\mu} \sum_{k} q_{\mu}^{(k)}$ oder mit $\varepsilon(S' - S'') =$
 $= 2 \sum_{\mu} (-1)^k$ vergleichen
 $S_k = (-1)^k \dots \dots \dots 195a,$

wenn $L(k)$

$$S_k = \sum_{\mu=1} \sum_{k} q_{\mu}^{(k)} \dots \dots \dots 195b$$

als Summe aller mit Vorzeichen
 versehenen Ladungsquantenzahlen
 im Bereich k betrachtet wird. In
 S_k wurde mit der Zeitelizität

multipliziert, wie nach 195 die
 $q_{\mu}^{(\mu)}$ hinsichtlich dieser Helizität
 ebenso wie die ψ_{μ} antisymmetrisch
 sind. Setzt man $\epsilon \in S_{\mu} = S_{\mu}^{\pm}$, dann
 zeigt sich sofort, daß die Well
 R_6 wegen $S_1 + S_2 = 0$ und $S_{\mu}^+ +$
 $+ S_{\mu}^- = 0$ nicht nur i. B. auf die
 beiden Werte μ , sondern auch
 i. B. auf die Zeitelizität völ-
 lig symmetrisch in e_+ und e_-
 strukturiert ist, d. h. daß diese
 Well insgesamt elektrisch neu-
 tral erscheint und sich integral
 alle d -Helizitäten kompen-
 sieren. Die Beziehung 193 ist
 offenbar eine Auswahlregel stän-
 der Fundamentalkuantenzahlen
 während 194 und 195 abgelei-
 tete Quantenzahlen vom Aufbau
 distinkter der Konfigurationsraum
 führt und der elektrischen La-
 dungsfelder in der d -Verteilung
 der Multipletts isomorpher Raum-
 spinstrukturen darstellen. Mit Die
 Beziehung von 195 a muß für
 einen μ -Wert von den Multipletts
 und ihren Isomorphismen hinsichtlich
 der d -Strukturen erfüllt werden, so daß

145a ab eine weitere Annahme. 257
 der zugehörigen Kollisions-
 betreffenden k -Bereiche anzunehmen
 ist. Kennzeichnung $1 \leq v \leq L(1) +$
 $+ L(2)$ die laufende Nummerierung
 aller überprüfbar möglichen Kollisions-
 plätze x_v , dann wäre durch
 $x_v (k P Q x) \in \mathcal{C}(\varepsilon q x)_0^P, 1 \leq v \leq L(1) +$
 $+ L(2) \dots \dots \dots 145c$
 der Hauptsatz von Quaternzahlen
 gegeben, der die Fundamentalsym-
 metrien höherer Ordnung, und so-
 mit die relativistische Basisdy-
 namik umfasst. Zuvor ist
 es jedoch notwendig, diesen Quan-
 ternzahlen Satz mit 145c mit
 Hilfe rein empirischer eingeführter
 Begriffe zu interpretieren. Hierbei
 wird es erforderlich alle k_v mi-
 metisch zu ermitteln, die nach
 den Beobachtungen 141a, sowie
 143 bis 145a möglich sind. Für
 $k = 1$ gibt es wegen 2 $k = 2$ neben
 dem Linienfeld noch den Doppelfeld
 das Triplfeld als obere Schranke.
 Im allgemeinen liegen wegen
 $Q = k - 1 = 0$ Skalarstrukturen vor,
 doch gibt es wegen $P_1 = P_2 = 1$

noch die Spinordoublets $Q =$
 $= 2k-1=1$, doch muß es wegen $\bar{\chi}_1=3$
 auch ein Skalardoublet geben,
 so daß die Doubletziffer $\chi(1)=0$,
 aber $\chi(2)=\chi(3)=1$ ist. Und dem
 2. nach 191 a möglichen Fall
 $k=2$ gibt es wegen $2k=4$ über
 das Triplett hinaus noch Quart-
 lett - und Quintettstrukturen.
 Bei allen diesen Multipletts han-
 delt es sich gemäß $Q=k-1=1$
 um Spinore, wobei nach $\bar{P}_1=2-k$
 nach $\bar{P}_2=2k-1=3$ das Spinor-
 singulett und Spinorquartett
 mit $Q=2k-1=3$ verschmelzen
 erscheint. Dagegen gibt es
 wegen $\bar{\chi}_2=2$ in diesem k -Bereich
 auch zwei Doublets $\chi(1)=0$
 und $\chi(2)=1$. Explizit ergeben
 sich also für $k=1$ und $k=2$ unter
 Nichtberücksichtigung der Aus-
 wechselformel 195 a die folgenden
 13 Multipletts: $\chi_1(1000)0(0)$,
 $\chi_2(1101)+1(+1,0)$, $\chi_3(1110)0(0,-1)$,
 $\chi_4(1111)0(-1,-1) \equiv (-1)$, $\chi_5(1200)$
 $0(+1,0,-1)$, $\chi_6(2010)-1(0)$, $\chi_7(2030)-3(-1)$,
 $\chi_8(2110)0(+1,0)$, $\chi_9(2111)-2(0,-1)$,
 $\chi_{10}(2210)-1(+1,0,-1)$, $\chi_{11}(2330)0(+2+1,0,-1)$

$$x_{12} (2310) = 2 (+1, 0, -1, -2) x_{13} (2+10) + 3 (+1, +3, +2, 250)$$

Weitere Multipletts sind nach den Berechnungen 193 bis 195 noch 191a nicht möglich. Für $k=1$, also die oben fünf Multipletts, wird 195a mit $S_1 = -1$ noch erfüllt, nicht aber für $k=2$, also x_6 bis x_{13} ; denn hier wird $S_2 = +9$ entgegen der Forderung $S_2 = +1$ nach 195a. Daraus folgt, daß im Bereich $k=2$ mindestens ein Multiplett von 191a nicht aufgelassen wird.

5) Für Entscheidung, welche Multipletts ausgeschlossen sind, müssen die x_i mit den tatsächlich gemessenen Elementarhadronen gemessen werden. Zunächst zeigt sich, daß empirisch wirklich zu jeder Komponente aus x_i die spiegelsymmetrische Partiturbildung $\bar{x}_i$ existiert, was durch 6 veranschaulicht wird. Die Quantenzahlen q_i beschreiben in der Form $q_i |e_{\pm}|$ das empirische elektrische Ladungsfeld, so daß auch diese q_i empirisch gegeben sind. Vom allgemeinen Strahlungspin $\vec{\sigma} = i (\vec{\sigma}_0 \times + \vec{\sigma}_0) (-1)^J$ mit $\vec{\sigma}_0 \perp \vec{\sigma}$ erweist sich in der Komponente des Raumspin $\vec{\sigma}_0 \vec{\sigma} = i J (-1)^J$ die Ziffer $J = Q/2$ als empirischer Spin, wobei die Tensorform

mit Gradzahligen Q sich als die
empirischen Bosonen erweisen,
welche sich räumlich nicht ausschließen,
während die Spinatome mit ungrad-
zahligen Q die sich räumlich
ausschließen (also gegenwärtig abhaken)
empirischen Fermionen sind. In der
anderen Strahlungspin-Komponente
 $\vec{p}_\sigma \cdot \vec{p}_\sigma = i$ streift sich $s = 7/2$ ab der
von der phänomenologischen Klassifi-
kation empirischer Befunde 2.3.3.3.
Neben mir im Jahre 1952 die K-
toren für $k=1$ und $k=2$ betrachtet,
dann zeigt sich, dass π_1 bis π_5 mit
 $k=1$ alle Mesonen und π_6 bis π_{10} alle
bekannten Baryonen mit $k=2$ enthält,
wenn der Strahlungsdifferential $\mathcal{C}$ als die
ebenfalls aus empirischen Gründen
(Reaktionsverhalten) eingeführte
„Seltsamkeitsquantenzahl“ interpretiert
wird. Diese Interpretationen werden
aber darauf hin, dass k mit die um
den herumgehenden $+1$ Blöcke empiri-
sche Baryonen differenzieren kann.
Werden nun die so interpretierten
Quantenzahlen mit den empirischen
Daten verglichen, dann ergeben sich die
folgenden Interpretationen der π_k , durch

die nicht nur die Elementarteilchen 261
empirischen Elementarteilchen. Bei
 $k = 1$ liegt das die Teilchen empirischen
die Mesonenzustände π bis π_5 , und man
setzt $\pi_1 \equiv \eta$, $\pi_2 \equiv (K^+, K^0)$. Bei diesen
skalaren V -Doubletts erscheint empiri-
sche $K^\pm$ mit den beiden neutralen
Komponenten K_S^0 und K_L^0 gleicher Masse,
aber unterschiedener Existenzzeit, so daß
ein V -Quadruplet vorgetäuscht wird. Tatsäch-
lich gilt aber $G = \pm 1$ für $K^\pm$, was
 $K^\pm \equiv K^+$, K^- gilt, während für die beiden
 K^0 -Komponenten wohl deutlich aus
 K^0 , $\bar{K}^0$ zu setzen ist. Dies wird immer
dann möglich, wenn es irgendwelche
Struktursymmetrien als Symmetrien die
sich über der Existenzzeit in K^0 , $\bar{K}^0$ gibt,
welche die Quantisierungsbedingung nicht
stören. Der einzige skalare Multiplettzustand
in $k = 1$ ist das Triplet, welches inter-
pretiert werden kann als $\pi_5 \equiv (\pi^+, \pi^0, \pi^-)$.
Die verbleibenden Zustände π_3 und π_4
sind die einzigen Spinoren in $k = 1$ und
müssen die empirisch definierten Teil-
chen Elektronen und μ -Meson sein,
so daß die empirische Teilchenliste
durch $Q(2-k) = Q \pm 1$ interpretierbar wird.
Wäre π_3 der μ -Zustand, dann müßte
es neben μ^- und μ^+ noch μ^0 existieren.

Da auch der Zustand μ^0 der früher
betrachteten Bedingung des β -Zerfalls
 $M > 101 m_e$ genügen muß, und ein
Doublett vorliegt, müßte die Existenz
von μ^0 aus dem Zerfallsvermögen
empirisch verifiziert worden sein,
was aber nicht der Fall ist. Aus die-
sem Grunde ist sehr wahrschein-
lich das Pseudodoublet $\kappa_4 \equiv \mu^-$,
so daß nur $\kappa_3 \equiv (e_0, e^-)$ für das Elek-
tron bleibt. Mit ihm muß ein Elek-
tronendoublet mit der neutralen
Komponente e_0 existieren, welches
der Bedingung des β -Zerfalls nicht
genügt, so daß nicht nur e^- , son-
dern auch e_0 zeitlich stabil zu
sein ist. Aus VIII und der unbe-
zweifelten des Spektrums 126 er-
geben sich neben e^- die hypothe-
tischen neutralen Komponenten
 κ_L und κ_B , welche nur um 10%
von m_e abweichen. Es besteht
deshalb die Möglichkeit, daß e_0
mit einer dieser neutralen Kom-
ponenten identisch ist. Auch deutet
die Empirie die Möglichkeit eines
neutralen Zustandes an, dessen Masse
in der Größenordnung der Elektronen-
masse liegen kann, aber aus techno-

logischen Folgerungen noch nicht ver-263
 werden werden konnte. Die Inter-
 pretation der heptonen $\pi_3 \equiv (e, e^-)$
 und $\pi_4 \equiv \mu^-$ ist demnach überaus
 wahrscheinlich, setzt aber die Existenz
 eines neutralen Elektrons voraus.
 Der Bereich $k=2$, also das Baryonen-
 spektrum π_6 bis π_{10} kann ohne Schwierig-
 keiten empirisch identifiziert werden.
 Der Vergleich mit der Empirie liefert
 $\pi_6 \equiv \Lambda$, $\pi_7 \equiv \Sigma^-$, $\pi_8 \equiv (p, n)$, $\pi_9 \equiv (\Xi^0, \Xi^-)$
 und $\pi_{10} \equiv (\Sigma^+, \Sigma^0, \Sigma^-)$. Die Multipletts π_7
 bis π_{10} sind empirisch verifiziert, wobei
 das Mesonenspektrum $k=1$ die Beziehung
 195 a gemäß $S_1 = -1$ erfüllt und daher
 komplett ist, während das Baryonen-
 spektrum π_6 bis π_{10} entgegen 195 a nicht
 $S_2 = +1$, sondern $S_2' = -1$ liefert. Werden
 dagegen π_{11} bis π_{13} mit berücksichtigt,
 dann folgt $S_2' = +9$. Wird π_{13} aus-
 geschlossen, dann folgt $S_2' = -1$, doch er-
 füllt sich $S_2' = S_2 = +1$ nur dann, wenn
 neben π_{13} auch π_{12} ausgeschlossen
 wird, aber π_{11} als weiterer Baryonen-
 octonoid existiert. Für $k=2$ muß also
 über π_{10} hinaus noch ein Quartett
 $\pi_{11} \equiv (0^{++}, 0^+, 0^0, 0^-)$ existieren. Für π_{12} wäre
 nur dann eine Existenzmöglichkeit $\pi_{12} \equiv$
 $\equiv (\frac{1}{2}^+, \frac{1}{2}^0, \frac{1}{2}^-, \frac{1}{2}^{--})$ gegeben, wenn dieses Quartett

grundsätzlich nur bei isoperiodischen
 Transmutationsvorgängen gemeinsam
 mit einem Dubiummultiplett $\bar{\pi}_{12}$ auf-
 tritt. Es soll daher die Möglichkeit
 $(\pi_{12}, \bar{\pi}_{12}) \equiv (\frac{1}{2}, \frac{1}{2})$ offen gelassen werden,
 doch müssen die Batouemultipletts
 π_6 bis π_{11} ebenso existieren, wie die
 Mosseumultipletts π_1 bis π_5 . Das Quin-
 tett π_{13} ist auf jeden Fall dann aus-
 zuschließen, wenn 191 a allgemei-
 ne Gültigkeit hat. Die Beziehung
 191 a ergab sich unter der Voraus-
 setzung $q \leq 2$, was für π_1 bis π_{11} und
 $(\pi_{12}, \bar{\pi}_{12})$ erfüllt ist, jedoch nicht für
 π_{13} , weil hier auch $q > 2$ auftritt.
 falls nun 191 a allgemein, dann
 wäre mit dieser Allgemeingültigkeit
 der Rückschluss $q \leq 2$ möglich, was
 wiederum π_{13} , aber auch $(\pi_{13}, \bar{\pi}_{13})$ aus-
 schließt.

In der folgenden Zusammenstellung
 der mit der empirie vergleichbaren Sym-
 metrieeigenschaften nach dem Schema
 195 c werden nur diejenigen die $(\epsilon q_k)^{\pm}$ ent-
 halten, weil die Ladungseigenschaften
 bereits in den Partikelsymbolen enthalten
 sind und im Fall $\epsilon = -1$ hier die Anti-
 symmetrien erscheinen müssen. Ist $\frac{1}{2}$ das
 Symbol eines solchen Multipletts π_i ,

dann wird in bestimmten Fällen das
Leben $(\xi) \equiv \kappa_n (k P Q r) \in \mathbb{C}$ gegeben.
Für die zeitliche Stabilität und metro-
logische Stabilität von Elementarkörper-
metern gilt weiterhin

$$\begin{aligned} (\eta \equiv \kappa_1 (1000) \sigma, (K^+, K^0) \equiv \kappa_2 (1101) + 1, \\ (e^+, e^-) \equiv \kappa_3 (1110) \sigma, (\mu^-) \equiv \kappa_4 (1111) \sigma, \\ (\pi^+, \pi^0, \pi^-) \equiv \kappa_5 (1200) \sigma, (\Lambda) \equiv \kappa_6 (2010) - 1, \\ (\Sigma^-) \equiv \kappa_7 (2030) - 3, (p, n) \equiv \kappa_8 (2110) \sigma, \\ (\Xi^0, \Xi^-) \equiv \kappa_9 (2111) - 2, (\Xi^+, \Xi^0, \Xi^-) \equiv \kappa_{10} (2210) - 1, \\ (o^{++}, o^+, o^0, o^-) \equiv \kappa_{11} (2330) \sigma, \\ (\xi^+, \xi^0, \xi^-, \xi^{--}) \equiv \kappa_{12} (2310) - 2, (\kappa_{12}, \bar{\kappa}_{12}) \equiv (\xi, \bar{\xi}) \dots \end{aligned}$$

... 195 d

Nach dieser Interpretation der Fundamen-
talquantenzahlen, und ihrer fundamen-
talen symmetrischen höherer Ordnung
kann nunmehr die Theorie der Fein-
strukturkonstante α einheitlicher H-Spek-
tralserien weiter geführt werden. Die
approximative Beziehung $(2\pi)^5 R' = 92$
würde $R' = \alpha$ liefern, wenn sich e^- im
s-Teil des p-Feldes strukturell nicht
vom freien Elektron unterscheidet.
Diese Voraussetzung kann aber auf kei-
nen Fall erfüllt sein, denn e^- ver-
fügt nach 192 und 195 c über die Inter-
struktur einer d-Metastable, deren R_3 -
Komponenten offensichtlich von dieser Bin-
dung in ein s-Niveau abhängen und

$\alpha - \alpha' \neq 0$ bedingt. Nach 195 d ist p mit e_+ und $q = 1$ eine Struktur $k = 2$, während e^- mit e_- und $q = 1$ in $k = 1$ liegt. Die Wechselbeziehung im formalen Raum des H erscheint dann als Pseudo-Struktur $q = 2$ (mit e_+ und e_-) mit $k = 2$, wobei das quantenmechanische elektrostatische Wechselwirkungsfeld sich durch η und χ gekennzeichnete externer R_3 -Raum ist. Die kinetische Energie von e^- im s -Zustand sei E und das Spannungspotential bezogen auf das p -Feld sei H , so daß für das kinetische Potential $U = E - H$ gesetzt werden kann. Der formalen Raum wird daher durch das bestimmte Zeitintegral $x_1 \leq t \leq x_2$ ersetzt über L bestimmt, dessen Variation verschwinden muß. Die Deduktion muß daher von Variationsrechnung

$$\delta \int_{x_1}^{x_2} L dt = 0$$
 ausgehen. Dieses Variationsrechnung kann aber nur dann $L = 0$ oder $U(H - E) = 0$ erfüllt werden. H befindet bei einem Wert W , der allein von der inneren Wechselbeziehung des korrelierenden Feldes $q = 2$ (als Superpositionsfeld abhängig) und für den $E = 0$ ist. Die andere Grenze von

K wäre das externe Potential $4\pi\epsilon_0 \gamma V = 267$
 $= e_{\pm}^2$ des $e_{\pm}$ -Feldes in einem Abstand
 γ vom Feld des p , in welchem $e_{\pm}$ die
 kinetische Energie $E = E_k$ des s -Niveaus
 hat.

Hierin ist $d(K - E) = 0$ in der
 Form $E_k = \int dK = V - W$ zu integrieren.
 Hierin muß das Verhältnis $W:V$ als
 als Proportionalitätsfaktor für Produkte
 innerer symmetrischer Korrela-
 tionsproben ϵ aufgefaßt werden;
 denn das Feld im Volumen $4/3\pi\gamma^3$
 des H -Atoms als Struktur $q=2$ kann
 nur auf korrespondierende Konden-
 sationsprozesse zwischen den beiden strabo-
 nischen d -Korrelationen e^- und p zu-
 rückgehen. Mit dem inneren Anteil
 $W/V = \epsilon_L$ wird das Integral zu $E_k =$
 $= V - W = V(1 - \epsilon_L)$, wenn $4\pi\epsilon_0 \gamma V =$
 $= e_{\pm}^2$ gilt; denn wegen des externen
 Charakters muß $f(r=\gamma) = \gamma$ gesetzt wer-
 den. Ist $\gamma_1 \approx 1$ ein noch offener Korrela-
 tionsfaktor, dann kann $\epsilon_L \sim \gamma_1$ als ein
 Produkt aus $1 \leq j \leq 5$ Verhältnissen
 K_j aufgefaßt werden, nämlich $\epsilon_L =$
 $= \gamma_1 \prod_{j=1}^5 K_j$, wobei diese Verhältnisse
 durch interne symmetrische Potentiale
 $4\pi\epsilon_0 f(r) V_{(1,1)} = e_{(1)} \cdot e_{(1)}$ mit $f(r) \neq r \approx \gamma$

der d-Hermitie gemäß $\pi K_1 V_{RR} =$
 $= 3 \cdot (V_{EE} + V_{SS}''(2))$ (bedingt durch die
 Superposition $K = 2$ mit $q = 2$), sowie
 $K_4 V_{RR} = K_3 V_{SS}' = K_{45} V_{SS}'' = \frac{V_{EE}}{\pi K_2} \text{ oder } 4 K_5 V_{WW} =$
 $= V_{DD} / \frac{V_{EE}}{\pi K_2} \text{ oder } \frac{1}{\pi} K_i = \frac{3(1+\eta_{22})}{\pi \eta^2 \eta_{11} \eta_{12}} \left(\frac{1-\sqrt{\eta}}{1+\eta} \right)$
 oder $\mathcal{C}_2 \pi \eta^2 \eta_{11} \eta_{12} = 3(1+\eta_{22})$.

$\cdot \left(\frac{1-\sqrt{\eta}}{1+\sqrt{\eta}} \right)^2 \mathcal{Y}_1$, so dass $1 - \mathcal{C}_2 = K_2$ gesetzt
 werden kann, was zu $E_K = V K_2$ führt.
 Nach der Symmetrie der Feldstrukturen
 muß aber jedes Kraftfeld als eine nicht
 euklidische Strukturierung des R_3 -
 Unterraumes in R_6 aufgefaßt werden.
 Bei euklidischer Approximation bezieht
 sich dies, daß der Radius r_H des s -
 Niveaus durch $\hat{\mathcal{C}}$ auf den Wert $\mathcal{Y} < r_H$
 verkürzt wird. Hier ist nun durch
 geeignete Koordinatentransformation $\hat{\mathcal{C}} = \mathcal{C}$
 erreichbar, während die Parallelität
 des fortlaufenden ihres Resultats
 in $\hat{\mathcal{C}}_5 = \hat{\mathcal{C}}_6 = 0$ findet. Die Invariantenform
 along $\hat{\mathcal{C}}$ wird hierdurch zur In-
 variantenform along $\hat{\mathcal{C}} = \hat{\mathcal{C}}_+ \cdot \hat{\mathcal{C}}_-$ des
 R_4 . Auch wenn $w = c$ wegen $\hat{\mathcal{C}}_5 = \hat{\mathcal{C}}_6 = 0$.
 Damit gilt aber für die invariante Form
 $\mathcal{Y} = r_H V(1+\eta/\omega^2) \cdot \left(1 - \frac{v_H^2}{c^2} \right)$, wobei $\mathcal{Y}(\tau)$ das
 gravitative Beschleunigungsniveau auf

100 und $3u = 4c$ die Drehbewegung - 269
 schwindigkeit gravitativer Feldstör-
 ungen ist. Im Fall mikromechanischer Strukturen
 ist also stets $y/\omega^2 \ll v_H^2/c^2$ und daher
 stets $y/\omega^2 \ll v_H^2/c^2$ und daher erst recht
 $y \ll \omega^2$, während im H-Atom
 $v_H/c = \alpha$ gilt. Damit vereinfacht sich die
 Invarianz zu $y = r_H \cdot \sqrt{1-\alpha^2}$, was in
 $E_k = V K_k$ eingesetzt $e_{\pm}^2 K_k = 4\pi \epsilon_0 r_H E_k \cdot$
 $\sqrt{1-\alpha^2}$ liefert. Im R_4 mit der korpuskü-
 ler aufgetragene e^- -außen Masse M_0
 seien $\hat{E} \approx \hat{K}$ (wegen $y \ll \omega^2$) invariant
 sein, was in H mit $v_H = c\alpha$ für die
 kinetische Energie $E_k^2 = c^4 (K^2 - K_0^2) =$
 $= c^4 \alpha^2 M^2$ mit $K \sqrt{1-\alpha^2} = M_0$ oder $E_k = \alpha K c$
 bedeutet. Hierin kann nach dem Quan-
 tisierungsprinzip $M c^2 = h \nu = c h / \lambda_H$ ersetzt
 werden, wenn λ_H die e^- -Wellenlänge im
 s-Zustand ist. Substitution mit
 $\lambda_H E_k = c h \alpha$ liefert $e_{\pm}^2 K_k = 4\pi \epsilon_0 c h \cdot$
 $\frac{r_H}{\lambda_H} \alpha \cdot \sqrt{1-\alpha^2}$. Der Quantendualismus
 von Wellen- & korpuskularbild
 wird im vorliegenden Fall durch
 $\lambda_H = 2\pi r_H$ des s-Zustandes ausge-
 drückt. Neben diesem Dualismus kann
 noch $\pi \epsilon_0 R_- = 1$ und $2\pi \hbar = h$ berücksich-
 tigt werden, was $e_{\pm}^2 K_k = 4\pi \frac{\hbar}{R_-} \alpha \cdot \sqrt{1-\alpha^2}$ ergibt
 und liefert man mit $4\pi^2 e_{\pm} = \pm 3 \cdot \sqrt{2} \cdot \hbar / R_-$

substituiert werden. Auf diese Weise
folgt unmittelbar als Bestimmungs-
gleichung für α die Beziehung 4.
grade

$$(2\pi)^5 \alpha \cdot \sqrt{1-\alpha^2} = 9 \eta \cdot \eta_2 \dots \dots \dots 196$$

mit dem Korrekturfaktor

$$\pi \eta^2 (1-\eta_2) \cdot \eta_{11} \cdot \eta_{12} = 3(1+\eta_{22}) \cdot \left(\frac{1-\eta_2}{1+\eta_2}\right)^2 \cdot \eta_1 \dots \dots \dots 196a.$$

Da $\alpha > 0$ sein muß, wird 196 auf eine
quadratische Gleichung reduziert, deren
Lösung $\alpha_{(\pm)}$ zweideutig ist. Unter
Voraussetzung von 191 erhält man,
wenn für den Korrekturfaktor $\eta_1 = 1$
gesetzt wird, als positiven Zweig $\alpha_{(+)}$
einen Wert, der sich sehr gut mit
dem Wert der Feinstrukturkonstante
des Spektrallinienspekts. Der nega-
tive Zweig $\alpha_{(-)}$ hingegen liefert einen
Wert, der nur sehr schwach unter
dem Wert 1 liegt, weshalb das $\alpha_{(-)}$ eine
Koppelung beschreibt, die in ihrer
Stärke über den stärksten empirischen
Nukleonennukleonen abnormer Nuklide
liegt. Es muß daher angenommen wer-
den, daß $\alpha_{(-)}$ als negativer Zweig von
196 die prototropen Koppelungen zwischen
den nukleonen Konfigurationszonen
 $j \pm \frac{1}{2}$ oder die konjunktiven Prototrophen-

Korrelationen über prototypische Plätze - 271
mitte Konjunktoren einleitet.

Die Untersuchung stratonischer
Spinstriktoren führte zum Quanten-
zahlen Schema 1952, welches einerseits
durch die Durswahlregeln 193 bis 195
beschränkt wird und andererseits für
dynamische Symmetrien höherer Ord-
nung erkennen läßt, deren Invarianz-
forderungen nicht nur eine relativistische
Basisdynamik möglicher Konvergen-
denzen, sondern auch Erhaltungss-
prinzipien fördern, durch welche
das Prinzip der allgemeinen Kom-
pressionsstabilität und der metrischen
Feldaktivierung ergänzt werden.

3.) Elemente und Formen der Stratonischen.

Die Komponenten der Multiplikation
 $\mathcal{H}_2$ sind hinsichtlich der stratonischen
Spinstriktoren dynamischen
Wägen die Fundamentalelemente
höherer Ordnung, die
Multiplikation durch $\mathcal{H}_2 (K, P, Q, R)$.
• $\mathcal{E} \mathcal{C} (e, q, r)_P$ unterschieden werden
und Erhaltungssprinzipien der stratonischen
Quantenverhalten $\mathcal{H}_2$ einzeichnen, ist

die Eigenschaft der Trägheit K_2 der
 Komponenten σ einer Multiplatte σ
 dem Isomorphismus ebenso wenig
 unterworfen, wie die durch den Her-
 miteischitätsfaktor ϵ erfolgte Ver-
 teilung des Ladungsfeldes $q_{\pm}$ auf
 die Multiplattkomponenten, obgleich
 für die $q_{\pm}$ und die konfigurativen
 Transfaktoren ϵ durchaus Erhal-
 tungssprinzipien gelten. Wenn K_2
 dem Isomorphismus der Straboni-
 schen Spinstruktur in K_2 aus-
 nicht unterworfen ist, dann könn-
 nen die Quasiteile σ_i in K_2 mit $1 \leq j$
 der Besetzungen der vier Konfigura-
 tionszonen auf keinen Fall gegen
 diesen Spinisomorphismus invari-
 ant sein.

Die fundamentalen Quantenzahlen
 (K, P, Q, σ) und der ableitende Her-
 miteischitätsfaktor ϵ charakterisieren
 mit der Teilteilbarkeit ϵ in der Form
 $\epsilon \in \epsilon$ alle Komponenten einer
 Multiplatte σ . Nur individuellen
 Charakteristik der einzelnen Komple-
 nen Hermitien ist $\epsilon \in \epsilon$ unpräzise,
 doch wird jener Strabonische Ein-
 zelhermites vollständig durch
 den Quasibauzahlensatz $(K, P, Q, \sigma, \epsilon, q)$

kombiniert, und nur in eindeutiger Weise
Diese fünf Quantenzahlen sind aber
nicht unabhängig, so daß ein fünfdimen-
sionaler Parameter V_5 aufgespannt
werden kann, der wegen der Abhängig-
keit dieser Zahlen jedoch keine Ver-
sorgung sein kann. Die einzelnen
stationären Zustände erscheinen
nun eindeutig als Punkte V_5 (M, P, Q, r, e)
dieses Parameterraumes, so daß jedem
dieser Parameterpunkte eindeutig eine Mas-
senzahl M_e zugeordnet ist, wobei nach
der Spektraltabelle 192 und jedem

4) V_5 - Punkt eine n_j - Quadrupel von
Protonenplekkesetzungen der Konfigu-
rationszone in eindeutiger Weise
entspricht. Aus diesem formal ent-
spricht dem V_5 wegen der fünfzähligen
keit der n_j ein komplexwertiger
vierdimensionaler Parameterraum P_4 , der
seiner Parameterpunkte $P_4 (n_j)_1$ den zuge-
hörigen V_5 - Punkten in eindeutiger
Weise zugeordnet sind. Die $1 \leq v \leq 11$
Multiplikate n_v liefern in ihrem Komple-
menten insgesamt 22 Parameterpunkte
im V_5 , ~~die~~ ^{was} sich nun weitere acht Punkte
erhöht, wenn das nur mit der Parti-
kularstruktur elementare ξ - Quattro $\pi_{12}, \bar{\pi}_{12}$
bezeichnet werden. Da hier jedoch

drei Raumpunkte identisch werden
 (als Folge der Punktstruktur $\epsilon = -1$)
 liegen maximale 2³ Punkte im V_5 vor,
 denen in eindeutiger Weise 2² Punkte
 des P_4 -Raumkomplementärs ent-
 sprechen. Wird nunmehr im V_5 unter
 Vorstandsabzug von K , ~~sowie~~ ^{und}
 ϵ q_x eine Verteilung in dem (P, Q) -~~ebene~~ ^{Raum}
 vorgenommen, dann kommt es zu einer
 Komplementären Verteilung im P_4 -
 Raum, durch welche eine Probabil-
 itätssteigung w definiert wird. Diese
 Steigung w ist aber die totale Ruhe-
 stufe nach K_x , weil die Totalität
 nach Parallelität K_x nach Gleichung
 192 die eindeutige Komplementarität
 von V_5 und P_4 kennzeichnet. Da es
 sich bei V_5 und P_4 um ganz ähnliche
 Raumaräume, können die Theorien
 der Metamorphosen aufeinander angewendet werden.
 Mit $F_{(4)} = F_n + F_m + F_p + F_o$ und $F_{(5)} =$
 $= F_p + F_q + F_x$ setzt sich die Probabil-
 itätssteigung mit $F_{(4)}$, K_x im P_4 und
 $F_{(5)}$, K_x im V_5 additiv gemäß $w = F/K$
 mit $F = F_{(4)} + F_{(5)}$ zusammen. Mit der
 Beziehung 192 liefert diese Verteilung
 im (P, Q, x) -Raum des
 V_5 als Probabilitätssteigung $w = F/K_x =$
 $= \mu + (n + a_n)^3 \cdot d_1 + (n + a_n)^2 \cdot d_2 +$

$+ (p + Q_p) \cdot \alpha_3 + 1 + F(\Phi)$, wie F_{Φ} nach 275
 auf $\mathbb{H}_3$ einwirken kann. In der Extensi-
 zone $j = 4$ liegt eine punktuelle Beset-
 zung vor, so daß $j \equiv 3$ die maximalen
 stationären Zustände der Parallel-
 leitheit und $j = 4$ die Anwesenheit von
 Korrespondenzfeldern kennzeichnen.
 Für $j = 4$ muß es daher einen Ab-
 klingsoperator e^{-H} geben, in welchem
 $\mathbb{H} \sim \sigma + Q_\sigma$ dieser punktuelle
 Besetzung entspricht, und der gemäß
 $\frac{w}{\mu} + e^{-H} - F(\Phi) - 1 = 0$ und der Pro-
 tosimplexierung einen Protosim-
 plexgenerator $\mathcal{G}$ definiert. Dieser Ge-
 nerator wiederum beschreibt die
 neue Protosimplexbesetzung im
 P_4 nach der Randstrukturverbie-
 gung im V_5 -Unterraum (P, Q, K) .
 Ist R die Abklingskonstante, dann
 kann R mit von K abhängen und
 hat in der Form $(2K - (-1)^K) R =$
 $= 2K - 1$, was in $\mathbb{H} Q_\sigma = R(\sigma + Q_\sigma)$
 einsetzen ist. Wegen Gleichung 191
 ist aber formalistisch $2K - (-1)^K = 3$,
 also $\mathbb{H} Q_\sigma = (2K - 1) \cdot (\sigma + Q_\sigma)$, so daß
 e^{-H} allein auf K und σ der Extensio-
 n zurückgeht. Man hat demnach für den
 Protosimplexgenerator $\mathcal{G} = e^{-H} = \frac{w}{\mu} - F(\Phi) -$
 $= (u + Q_u)^3 \cdot \alpha_1 + (u + Q_u)^2 \cdot \alpha_2 + (p + Q_p) \cdot \alpha_3$ oder

$$(n + Q_n)^3 \cdot \alpha_1 + (m + Q_m)^2 \cdot \alpha_2 + (p + Q_p) \cdot \alpha_3 + \exp\left(-\frac{2k-1}{3Q_0} (\sigma + Q_0)\right) = \psi \cdot \text{kit}^p$$

diesem Generator wird jedem V_5 -Punkt eine n_j -Quadrupel des P_4 zugeordnet, welche dieser kubischen Beziehung genügen muß, was aber für jeweils nur eine Quadrupel möglich ist. z.B. auf die 27 Restpunkte des V_5 (den Komponenten des Multiplikats α_j entsprechend), muß $\psi(k, p, Q, r, \varepsilon qk)$ allein von diesen V_5 -Koordinaten abhängen, welche mit $\varepsilon \psi$ die Symmetrien der möglichen komplexen Hermiteschen Kennzeichnen. Dabei sind aber durch die postulierten Konstanten K_k nach der kubischen Beziehung jedem ψ -Wert eindeutig mit einer wahrenbestimmenden Rotationen quadrupel ~~zu~~ n_j zugeordnet, und die K_k -Terme sind gemäß $K_k c^2 = E_k$ postulierten Energiekonstanten äquivalent, was den Charakter jeder metrischen Kondensationskurven entspricht. Auf Grund dieser energetischen Äquivalenz sind aber alle metrischen Kondensationen energetisch unreguliert, so daß es zu jedem

der 2^{te} Restpunkt des V_5 hinsichtlich 277
 ist der nächstgelegene K_2 nach der
 Hauptplanenlinie n_i - Quader des
 des P_4 ein faures Spektrum möglicher
 Bewegungen geben muß. Nach dem
 allgemeinen Quantenprinzip ist
 dieser Wiskörper können derartige
 Bewegungen mit dem positiven
 fauren Verhalten $N \geq 0$ entsprechen
 derart, daß die 2^{te} Restpunkte im
 V_5 sowie $G = W(K, P, Q, r, \varepsilon, q, r)$ mit
 für $N = 0$ die 2^{te} fauralbündel K_2
 darstellen, während für $N > 0$ der
 V_5 zu einem V_6 - Raute zu erwei-
 tern ist. In diesem $V_6(V_5, N)$ mit $N \geq 0$
 gehört zu jedem der 2^{te} fauralbün-
 delse K_2 für $N = 0$ ein faures Be-
 wegspektrum $N > 0$, welches im
 P_4 einer diskreten Folge von Protosimplex
 besetzungen $n_i^{(N)}$ der angereichten faural
 bündel Komplementär ist, so daß die
 Quaderpunkte $n_i^{(N)}$ des P_4 - Rautes
 für die $N > 0$ auf Linien liegen, welche
 von der Quader $n_i^{(0)}$ des jeweiligen
 fauralbündels $N = 0$ ausgehen. Wegen
 dieser Komplementarität und der
 Erhaltung der Dimensionszahl des
 P_4 - Rautes beim Übergang von V_5 zu
 dem V_6 muß $G(N > 0) > G(N = 0) = \text{---}$

$= W(k, P, Q, r, \in q_r)$ sein, und die
 Abhängigkeit $\mathcal{G}(N)$ nun durch eine
 Separationsfunktion $\mathcal{G} = W \cdot F(N)$ aus-
 drückbar sein. Hier wiederum gilt
 $F(N) \geq 1$ für $N \geq 0$, so daß die Dar-
 stellung durch eine Partitionfunktion
 $f(N \geq 0) \geq 0$ gemäß $F(N) = 1 + f(N)$
 möglich wird. Mithin wird das Ge-
 setz der Protosimplertheorie nun
 das Protosimplergesetz bezeich-
 nen werden

$$(m_N + Q_m)^3 \cdot \alpha_1 + (m_N + Q_m)^2 \cdot \alpha_2 + \\
 + (p_N + Q_p) \cdot \alpha_3 + \exp\left[-\frac{2k-1}{3Q_0} \cdot (\sigma_N + Q_0)\right] =$$

$$= W(k, P, Q, r) \cdot (1 + f(N)).$$

$$f(N \geq 0) \geq 0 \dots \dots \dots 197,$$

weil die $\in q_r$ durch die Fundamentale
 quantenzahlen (k, P, Q, r) ausdrückbar
 sind. Wenn es möglich wird wird
 f auf die ungelassenen Rasterpunkte
 des V_6 zurückzuführen, dann kann
 die Beziehung 197 als eine Pro-
 wahlregel der prinzipiell möglichen
 P_4 -Punkte, also der möglichen Konfi-
 gurationszonen-Strukturen aufge-
 faßt werden.

In B_j mit $j \geq 1$ die Protosimpler-
 besetzung einer Zone ohne den Eich-
 faktor m , also die reine Protosimpler-

statisch, dann kann anstelle von 279
 von Zone (j > 1) B_j höchstens iden-
 tisch werden mit dem Rest der
 Zone j-1; dann würde B_j dessen
 Besetzungszustand von j-1 überstei-
 gen, dann würde B_j reduziert werden
 weil sonst n_{j-1} auf $1 + n_{j-1}$ erhöht
 wird. Dies bedeutet $B_j \leq_{j-1} B_{j-1}$
 wodurch eine Bandbreite $\beta_j =$
 $\frac{f_{j-1}}{f_j} B_{j-1} - B_j$ für B_j definiert wird

d.h., daß B_j noch um β_j erhöht wer-
 den kann, ohne B_{j-1} zu ändern,
 solange $\beta_j > 0$ bleibt. Wird dagegen
 $\beta_j \leq 0$, dann muß es zur Reduktion
 von j und Erhöhung auf $1 + n_{j-1}$ kom-
 men. Die Dynamik dieses universa-
 len Bauprinzipes gilt für j > 1, wäh-
 rend die Zentralzone ebenfalls eine
 bestimmte maximale Besetzung n_{max}
 $= L_n = L_1$ für j = 1 nicht überschreiten
 kann; denn für $n_1 > L_1$ würde ein
 Zustand M_{ze} (nach 142) des
 Multiplexes x_p die Antenneneigenschaft voll-
 ständig verlieren, wobei diese Ener-
 gie niemals höher liegen kann als
 zum Aufbau von x_p , $\bar{x}_p$ erforderlich
 ist. Der Zustand von B_1 muß also unter
 $2 \cdot \sum_{x=0} M_{ze}$ bleiben, weil dies die Energi-

wurde zur Erweiterung von $\mathcal{H}_2$ und
 dem Produkt $\mathcal{H}_2$ ist. Es gilt
 also für den Zentralisierer $\mathcal{H}_2$

$$2 \leq \sum_{k=0}^p \mu_k \geq A \mu_+ + F_1 B_1. \text{ Für } k=2 \text{ wird}$$

da bei $A=1$ und insbesondere bei
 der Komponente $q=2$ des Quotients
 $\mathcal{H}_2$ diese obere Schranke unver-
 münftig hoch liegen, so darf $A > 1$
 für den Bairenbeispiel gefordert
 werden. Als zweckmäßig er-
 weist sich hinsichtlich der Gruppe
 $A = k(1 + \pi q(q-1))$, wobei k mit
 den noch offenen möglichen Vor-
 sekturfaktoren γ_2 und γ_3 wegen
 der rein empirischen $A-B$ -Bezie-
 hung $A = k(\gamma_2 + \pi \gamma_3 q(q-1))$
 verwechselt werden, wo $\gamma_2 = \gamma_3 = 1$
 durchaus im Bereich der Möglichen
 liegt. Das aus der Beziehung 197,
 also aus dem Prinzip der Probati-
 onstheorie entwickelte univer-
 sale axiomatische Bauprinzip
 aller probabilischen Strukturen
 wird demnach beschrieben durch

$$\begin{aligned}
 & \text{Für } j > 1, B_j \equiv F_{j-1} B_{j-1}^{1/\beta_j} = \\
 & = F_{j-1} B_{j-1} - B_j \geq 0, k \mu_+ + F_1 B_1 (\gamma_2 + \\
 & + \pi \gamma_3 q(q-1)) \geq 2 \sum_{k=0}^p \mu_k \quad \dots \quad 197a,
 \end{aligned}$$

unter $\beta_j = 0$ den relativen Um - 281
schlag der Zone j kennzeichnend,
wie überhaupt die oberen Beset-
zungsebenen durch die freitei-
len im Prinzip 193a charakteri-
siert sind. Wenn ein dem Prinzip
193a genügendes System gemäß 193
von $N = 0$ auf $N > 0$ angewandt wird,
dann muß die Anregung in jedem
Fall mindestens die Energie $\mu + f_j B_j$
 $\cdot c^2$ erreichen, wenn die Zone j ange-
sprochen werden soll. Da mit $f_4 B_4 = 1$
sowie $f_3 B_3 = (p + a_p) \cdot \alpha_3$, ferner $f_2 B_2$
 $= (m + a_m)^2 \cdot \alpha_2$ und $f_1 B_1 = (n + a_n)^3 \cdot \alpha_1$
ist, muß die Anregung wegen der
punktwellen Besetzung und der Mini-
malenergie $\mu + c^2$ in $j = 4$ ansetzen und
nach 193a gemäß $n_4 \rightarrow n_3 \rightarrow n_2 \rightarrow n_1$ bis
zum kubischen Probie der Factoralzone
vorzudringen. Dieser Sachverhalt bedeutet
aber, daß N auf keinen Fall als Vielfache
einer Anregungsenergie zu einer Folge von
Quantenstufen in Analogie zu atomaren
Hüllenelektronen aufgefaßt werden darf.
Nach allem die Realisation eines
Prozesses $N > 0$ nicht durch eine stufen-
förmige Aufeinanderfolge von quanten-
hafter Probienplekenergien $\mu + c^2$ zu
erfolgen, sondern nur durch einen

Resonanzvorgang, der vom furchtlosen
 stand $M_K = K(N=0)$ sofort zur Re-
 sonanzumkehr $M(N) > M_K$ des furcht-
 losen M_K führt. Bei diesem
 furchtlose ist die Folge positiver
 ganzer Zahlen $N \geq 0$ und 147 nicht
 als Folge energetischer Quantenzah-
 len von Zuständen, sondern als
 Folge von Ordnungszahlen resonanz-
 loser energetischer Prozesse zu in-
 terpretieren, weshalb N als Reso-
 nanzordnung definiert werden
 soll.

Das Prinzip 147a stellt eine Be-
 schreibung der furchtlosen Konfigurationen
 Zonenbesetzungen. Hier ist zwischen
 der relativen Besetzungsgrenze der Zone
 j hinsichtlich der Nachbarezone
 $j-1$ höheren Grades und der absoluten
 Grenze bei Vollbesetzung der kubischen
 Zone $j=1$ zu unterscheiden, wobei
 diese Maximalbesetzung einer struk-
 turellen Struktur zugleich eine
 obere Schranke $N_{\max} = L_N = \infty$ für
 die Resonanzordnung setzt. Kenn-
 zeichnen $L_j(n_{j-1})$ die Vollbesetzung
 von j hinsichtlich $j-1$, dann folgt aus
 147a für diese furchtlosen $B_j(L_j(n_{j-1})) =$

$= f_{j-1} B_{j-1} \text{ und } k \mu + (L_1 + Q_1)^3 \cdot L_1 \cdot 283$
 $\cdot (Y_2^2 + \frac{\pi}{2} Y_3 q(q-1)) = 2 \cdot \sum_{x=0}^P M_x$ oder
 explizit: $L_p(p) + Q_p = (p + Q_p)^2 \cdot L_2$, sowie
 $(L_p(m) + Q_p) \cdot (1 + L_p(m) + Q_m) \cdot L_3 = 2(m + Q_m)^2$
 ferner $(L_m(m) + Q_m) \cdot (2(L_m(m) + Q_m)^2 +$
 $+ 3 \cdot (L_m(m) + Q_m) + 1) \cdot L_2 = 6 \cdot (m + Q_m)^3 \cdot L_1$
 und $(L_m + Q_m)^3 \sim \sum_{x=0}^P M_x$. Bezieht sich
 $j = 2$ auf L_m , dann ist $j = 2$ mit $L_m(L_m) =$
 $= L_m$ ~~optimal~~ ^{maximal} besetzt, was wiederum
 gemäß $L_p(L_m) = L_p$ und $L_0(L_p) = L_0$
 zu maximalen Besetzungen führt. Werden
 diese L_j als absolute Maximalbesetzungen
 in 197 eingesetzt, so hat dies in der
 Form $(L_m + Q_m)^3 \cdot L_1 + (L_m + Q_m)^2 \cdot L_2 +$
 $+ (L_p + Q_p) \cdot L_3 + \exp(-\frac{2k-1}{3Q_0}(L_0 + Q_0)) =$
 $= W(1 + f(L_N))$ eine obere Schranke der
 Resonanzszahl vor Folge, was aber
 unmittelbar die behauptete Beschrän-
 kung $L_N < \infty$ und $f < \infty$ folgt, weil
 alle $M_x < \infty$ bleiben (es ist $P < \infty$ völlig
 evident) und dies ebenfalls $L_j < \infty$ für
 alle $j \leq 4$. Insgesamt gilt also
 für die Besetzungsgrenzen der Konfi-
 gurationsauszonen

$$\begin{aligned}
 B_j(L_j(n_{j-1})) &= f_{j-1} B_{j-1} \cdot k \mu + (L_1 + Q_1)^3 L_1 (Y_2 + \\
 &+ \pi Y_3 q(q-1)) = 2 \sum_{x=0}^{P_{j-1}} M_x < \infty, L_j(L_{j-1}) = L_j, \\
 &(L_1 + Q_1)^3 L_1 + (L_2 + Q_2)^2 \cdot L_2 + (L_3 + Q_3) \cdot L_3 + \\
 &+ \exp(-\frac{2k-1}{3Q_4}(L_4 + Q_4)) = W(1 + f(L_N)), L_N = N_{\max}
 \end{aligned}$$

197 b

Diese Beschränkung beschreibt die oberen
 Beschränkungen, doch muß es auch
 untere Beschränkungen der Photokomplex-
 setzungen geben. Diese unteren Beschränkungen
 liegen offensichtlich nicht bei $n_j = 0$; denn
 es verbleiben die $Q_j > 0$, doch ist $n_j > 0$
 keineswegs eine notwendige oder hin-
 reichende Bedingung, weil $n_j < 0$ als
 ein mikrophysisches Photokomplexnegativ
 „strukturellen“ in die $Q_j > 0$ einbringen
 kann. Wenn aber $n_j < 0$ partielle Ex-
 tinctionen in den Q_j ermöglicht, dann
 kann dieser Extinctionsprozess $n_j < 0$
 nur bis zur Freiraumbedingung $n_j + Q_j$
 $n_j + Q_j = 0$ der Form j führen, weil
 immer $n_j + Q_j \geq 0$ gelten muß; dann
 würde das Vorzeichen wechseln, dann
 müßte es negative Raumbesetzungen
 geben, was aber einen Widerspruch in
 sich selbst darstellt. Aus der Freiraum-
 bedingung folgt also das Minimum
 $(n_j)_{\min} = -Q_j$, so daß sich wegen $n_j \geq -Q_j$
 für das gesamte Definitionintervall der
 Photokomplexsetzungen
 $-Q_j \leq n_j \leq L_j(n_{j-1}) \dots \dots \dots 197c$
 ergibt.

Diese Begrenzung der n_j wird das
 Prinzip 197a zeigen, daß nur der

Bozierung 197 bei unregelmäßigen Foto-285
 Simplexquadrat q die eindeutig
 koordinierten Photoinferenzquadrat
 u. durch ein Elektronenverfahren
~~in~~ in ~~in~~ Richtung fallender Be-
 setzungsfälle gewonnen werden
 können. Sind $0 \leq \mu \leq 3$ die zu $j \leq 4$
 Komplexen bei den Indizes und
 ist $x \geq 0$ die Folge positiver ganzer
 Zahlen, dann gilt für $f_0 = q$ im
 Bereich $\mu \leq 2$, der Exponentenansatz
 $f_\mu - L_{j+\mu} \cdot x^{3-\mu} \geq f_{\mu+1} \geq 0$. Zunächst
 läßt man für $\mu = 0$ die x solange an-
 steigen, bis bei x_1 die Differenz das Vor-
 zeichen wechselt. Rücknahme auf $x_1 - 1$
 und Einsetzen in die Differenz liefert
 dann $f_1 \geq 0$. Nun wird der Prozess
 für den nächsttieferen Fall $\mu = 1$ wie-
 derholt, was bei $x_2 - 1$ bei f_2 und
 für $\mu = 2$ bei $x_3 - 1$ bei f_3 führt. Hin-
 sichtlich des Ableitungsanteiles $\mu = 3$
 wird $L_n f_3$ gebildet und $\frac{3 Q_0}{2 n-1} \ln f_3$
 $= -x$ verwendet, wobei, daß x beim
 Aufstieg den Wert $x_4 - 1$ erreicht, der die
 Beziehung $x + \frac{3 Q_0}{2 n-1} \ln f_3 \leq 0$ bis
 zum Vorzeichenwechsel bei x_4 eben
 noch genügt. Die so gewonnenen x_j sind
 dann gemäß

$$u_j = r_j - 1 - Q_j \dots \dots \dots 198$$

wegen 147 und 142a die eindeutigen Basistauglichkeitskriterien, welche 198 genügen und die ponderablen Kanten aus 142 kennzeichnen. Dieser Exhaustivierungsprozess setzt im Fall $j=4$ voraus, daß $\ln f_3 \leq 0$ bleibt, was wiederum $Q_3 \leq 1$ fordert. Numerisch ist diese Forderung für $k=1$ erfüllt, nicht aber für $k=2$, denn hier ist in jedem Fall $Q_3 > 1$, so daß, obwohl $\ln f_3 > 0$ werden kann. In diesem Fall würde $u_4 + Q_4 < 0$, was der Existenzbedingung widerspricht. Da aber $B_4 \leq F_3 B_3$ eine rein lineare Beziehung wegen des linearen Reaktionscharakters der Mesosome ist, würde $\ln f_3 > 0$ bedeuten, daß von B_3 der Reaktions $(u_3 + Q_3) \cdot r_3$ subtrahiert und zu $B_4 \leq 0$ addiert wird. Ist diese Summe immer noch negativ, dann wird der Prozess $z \geq 1$ falli wiederholt bis $B_4 + z \cdot (u_3 + Q_3) \cdot r_3 \leq 0$ wird. Dieser lineare Verschiebungsprozess setzt aber voraus, daß $B_3 - \frac{z-1}{z} (u_3 + Q_3 - z) \cdot r_3 \geq 0$ bleibt; denn wenn diese Differenz negativ wird, dann kann der betreffende Term h nicht ver-

Hieran, weil die Kero - oder - (nur) 287
 die Externzone durch einen negativen
 P_2 gekennzeichnet wären, ~~und~~
 Es sei denn, es könnte eine analoge
 Protosimplenverschiebung ($j=2$) $\rightarrow$ ($j=3$)
 oder ($j=1$) $\rightarrow$ ($j=2$) erfolgen. Die Möglichkeit
 ($j=3$) $\rightarrow$ ($j=4$) legt auf den Sachverhalt
 zurück, daß B_4 und $F_3 B_3$ die gleiche alge-
 braische Struktur der Nullpunktsgera-
 den aufweisen. In $B_3 = F_2 B_2$ ist diese
 Äquivalenz wegen $2 B_3 = \alpha_3 (u_3 + Q_3)$
 $\cdot (1 + u_3 + Q_3) = \alpha_3 (u_3 + Q_3)^2 + F_3 B_3$ und
 $F_2 B_2 = \alpha_2 (u_2 + Q_2)^2$ um die Formulare
 den $1/2 F_3 B_3$ nicht erfüllt ganz entspre-
 chende strukturelle Beweiskriterien
 liegen bei $B_1 = F_1 B_0$ vor. Zusammen-
 gefasst kann festgestellt werden, daß
 nur alle Konfigurationszonen in
 Richtung steigender Grade der Protosim-
 plexbesetzung ($j=4$) $\rightarrow j \rightarrow$ ($j=1$) einem Be-
 setzungsaustieg erfahren können, weil
 dann stets die gesamte Besetzung B_j
 und $F_{j-1} B_{j-1}$ in u_{j-1} auf $1 + u_{j-1}$ anhebt
 7) jedoch kann in umgekehrter Richtung
 wegen der gleichartigen Struktur von B_4
 und $F_3 B_3$ nur eine Protosimplenverschie-
 bung ($j=3$) $\rightarrow$ ($j=4$) von der Kero - in die
 Externzone erfolgen, wodurch das oben
 angeführte Besetzungsprinzip bestätigt wird

Es muß nunmehr versucht werden, den
Photokopier-Generator zu analysieren, d.h., $\sqrt{}$
für $N=0$ durch die Funktionen $q_{\mu}(x)$
 $\chi_{\mu}(K, P, Q, x) \in \mathcal{C}(\mathbb{R}^n)$ auszuzeichnen, und
die Partnerfunktion $f(N)$ ebenso zu etabli-
lieren, wie die Kopplungsfunktion g aus 192.
denn dann können selbst den $M_{\mu}(N=0)$
der Funktion 195 d. nach 192 numerisch
ebenso ermittelt werden wie alle über-
haupt möglichen $M(N)$ zu den M_{μ} der
 χ_{μ} , und diese charakteristischen numerischen
Werte können dann mit der entsprechen-
den Empirie verglichen sein.

Bemerkung zu Seite 128.

Nach Lemma 2.1 kann die Masse m_e der Elektronen als Minimumwert der Funktion $f(m_e)$ über der Masse m_e reeller Objekte betrachtet werden, wobei $f(m_e) = m_e - m_p$ eine Restmasse der p -Teilchen bezeichnet. Mit Hilfe aller anderen Eigenschaften des $\mathbb{R}$ ist $f(m_e) \perp \mathbb{Q}$ in $\mathbb{R}$. Somit kann für die relevante Elektronenmasse $m_e = m_p (1 + k)$ mit $k_{m_p} m_p = m_e$ geschrieben werden.