



## K a p i t e l    XII

### S T R A T O N M A T R I Z E N =====

#### 1.) I n t e r n s t r u k t u r i e r u n g   s t r a t o n i - s c h e r   E l e m e n t e

Das Massenspektrum  $m(n, q)$  aus 126 ist ein Pseudokontinuum, in welchem die Hermetrieformen  $a$  und  $b$  dieses Pseudostreckenspektrum annähern, welches vom diskreten Punktspektrum der Terme  $c$  und  $d$  komplexer Kondensationen überlagert ist; denn 126 ist einerseits die allgemeine Lösung des komplexen kompositiven Hermetrie-problems und andererseits ist in dieser Spektralfunktion zumindest die als Elektron interpretierbare minimale  $d$ -Hermetrie enthalten, welche als Minimalmasse noch ein elementares Ladungsfeld  $e_+$  tragen kann. Da die  $c$ - und  $d$ -Terme wegen ihrer Ponderabilität nur die empirisch bekannten Elementarkorpuskeln sein können, wäre deren empirisch verifizierbarer radioaktiver Zerfall interpretierbar als ein durch die Kompressorisostasie geregelter Termwechsel innerhalb dieses das Pseudokontinuum überlagernden diskreten Punktspektrums. Es muß also ein Termselektor  $T$  existieren, der eine Selektion der ponderablen Massenterme  $M$  des diskreten Spektrums komplexer Kondensationen gemäß  $T; m(n, q) = M(c, d)$  durchführt. Die Auffindung dieses Termselektors  $T$  kann jedoch nur über die Synmetronik erfolgen, doch werden dann alle nach dieser Synmetronik logisch überhaupt möglichen  $M$  erfaßt, von denen jedoch nur diejenigen Terme als relevant in einem zweiten Selektionsprozeß auszuwählen sind, welche eine hinreichende  $x_4$ -Erstreckung  $\Delta t > 0$  haben; denn nur Ereignisstrukturen mit einer Mindestexistenzzeit können als physikalisch existente Elemente der Welt angesprochen werden. Die synmetronische Analyse von  $T$  hat also so zu erfolgen, daß auch die Mindestexistenzzeit zur zweiten Selektion definierbar wird; denn nur dann kann das selektierte Punktspektrum mit den Eigenschaften der empirischen Elementarkorpuskeln verglichen werden.

Da das Spektrum 126 die imponderablen Massenterme aller

Hermetrieformen  $x \equiv (a, b, c, d)$  enthält, handelt es sich exakt bei  $m$  um die vierfache Superposition von Partialsspektren einer jeden  $x$ -Hermetrie. Jedes dieser Partialsspektren  $x$  enthält eine pseudokontinuierliche oder diskrete Mannigfaltigkeit von Kondensortermen verschiedenster  $m$ -Werte gleicher Hermetrie, also gleicher symmetronischer Struktur. Diese in  $m$  unterschiedene jeweilige Termmannigfaltigkeit bedeutet, daß die jeweilige symmetronische Struktur der Hermetrieform  $x$  aus Protosimplexen  $(\pm p)_x$  und Konjunktivgesetzen nur für Einheitsstrukturen der jeweiligen  $x$ -Hermetrie gelten kann. Andererseits ist für irgendeine Form  $x$  eine solche Einheitsstruktur offenbar ein konfigurativer symmetronisches Grundmuster, welches  $x$  völlig charakterisiert und sich in den höheren Termen  $m_x$  des Partialspektrums  $x$  ständig wiederholt.

Das fluktonische Element eines jeden  $(\pm p)_x$  bedingt einen symmetronischen Kondensationszustand  $\bar{\lambda}_{(\mu, \nu)}^{(\pm \lambda)} = \bar{\lambda}$ , welcher mit der komplexen Weltgeschwindigkeit  $\bar{Y} = \bar{v} + i \bar{w}$  das Trägheitsprinzip  $\bar{\lambda} \perp \bar{Y}$  begründet und somit jeden  $(\pm p)_x$  eine Trägheitswirkung als Masse koordiniert, sofern  $(\pm p)_x$  durch Konjunktive fluktonisch in das Internegefüge des Massenterms eingebunden ist. Wenn sich nun die Spektraltermine einer Hermetrieform trotz gleicher symmetronischer Struktur in ihren Trägheitsmassen unterscheiden, dann kann dies nur deshalb möglich sein, weil sich die einzelnen  $(\pm p)_x$  in ihrer Bewertung, also der  $\bar{\lambda}$ -Intensität unterscheiden. Die jeweilige Basis- und Kontrasignatur von  $\bar{\lambda}$  wird allein durch  $x$  bestimmt. Die Intensitätsunterscheidung der  $\bar{\lambda} (\pm p)_x$  kann sich dabei nur auf  $\bar{\lambda} \perp \bar{Y}$  beziehen, weil dies eine Eigenschaft ist, welche allen  $(\pm p)_x$  im Gegensatz zur Ponderabilität und Gravitation gleichermaßen zukommt. So sind z.B. die Protosimplexe  $(\pm(1, 2, 3))$  imponderabel, während  $(\pm 5)$  und  $(+7)$  keine gravitative Strukturkomponente haben. Die Trägheitsintensität eines  $(\pm p)_x$  wird allein durch  $\bar{\lambda} \perp \bar{Y}$  bestimmt, und kann daher nur als ganzzahliges Vielfaches einer minimalen Einheitskondensation - wegen des Stufencharakters der Kondensationen - erscheinen. Eine solche Einheitskondensation entspricht dann aber symmetronisch einem Einheitsprotosimplex, so daß hierdurch die Definition des Begriffes der Protosimplexladung präzisiert wird. Die Protosimplexladung ist demnach das ganzzahlige Vielfache  $N$

einer Einheitskondensation  $\bar{\lambda}_{(0)}$  derart, daß

$$\bar{\lambda} = \underline{N} \bar{\lambda}_{(0)} \perp \bar{Y}, \quad \underline{N} \geq 1, \quad \underline{N} = N_{(\mu\nu)}^{(\lambda)} \quad 191$$

diese Protosimplexladung  $\underline{N}$  definiert. Es handelt sich also hier bei um einen Begriff, welcher eine unmittelbare Konsequenz der Lösung des symmetronischen Problems aus C IX darstellt. Allerdings müssen die  $\bar{\lambda}_0$  als Terme der Einheitsstrukturen noch von den möglichen Intensitäten der die Einheitsstrukturen definierenden Grundflußverläufe abhängen. Sind die ganzen Zahlen  $k > 0$  derartige konfigurative Kennziffern möglicher Grundflußverläufe in den Termen der Einheitsstrukturen, dann ist 191 zu ergänzen durch

$$\bar{\lambda}_0 = \bar{\lambda}_0(k), \quad k > 0 \quad 191 a,$$

wobei  $k = 0$  bedeuten würde, daß überhaupt kein symmetronischer Grundfluß existiert. Aus diesem Grunde ist  $k = 0$  als „Konfiguration des grundflußfreien leeren  $R_6$ “ auszuschließen, weil dies mit einem inneren logischen Widerspruch gleichbedeutend wäre. Die analysierte symmetronische Struktur aller Hermetrieformen und deren Protosimplexbeschreibungen sind also sämtlich Einheitsstrukturen, für welche durchgehend  $\underline{N} = 1$  gilt. Die sich in ihren Trägheitsmassen unterscheidenden Terme der vier hermetrischen superponierenden Raster aus 126 gehen also immer auf  $\underline{N} > 1$  zurück, während  $\underline{N} = 0$  einen kondensationsfreien Bereich kennzeichnet. Zur expliziten Ermittlung der stratonischen Trägheitseinheiten im Fall der gesuchten Partialspektren für die Hermetrieformen  $x = (c, d)_E$  kann man nur von der unteren Schranke dieser beiden stratonischen Partialspektren ausgehen; denn die Massen dieser Minimal-kondensationen stratonischer Art konnten bereits bei der Lösung des kompositiven Hermetrieproblems als abgeleitete Naturkonstanten explizit dargestellt werden. Als logischer Ausgangspunkt der Deduktion steht also die leptonische Triade  $\nu_L, e_+, \nu_B$  in ihren Minimalmassen zur Verfügung, wobei es belanglos ist, ob  $\nu_L$  und  $\nu_B$  tatsächlich im  $R_4$  erscheinen können und als reale Neutrinos interpretierbar sind. Diese Triade besteht offenbar aus Einheitsstrukturen, bei den  $(\pm p)_x$

mit  $x \equiv (c,d)$  nur in der Ladung  $N = 1$  auftritt. Nach C VIII und 177 b sind die Massen dieser Einheitsstrukturen  $m_{LB}$  und  $m_e$  explizit bekannt. Desgleichen nach C IX die Protosimplexstruktur mit dem prototropen Konjunktorgefüge. Zwar erscheint es unmöglich, die  $\bar{\lambda}$ -Beträge der Trägheit einzelner  $(\pm p)_x$  zu ermitteln, doch bilden die symmetronischen Strukturen typische Protosimplexkombinationen, welche in sämtlichen Termen der Spektralfunktion wiederkehren und daher auch ihr tiefstes Niveau kennzeichnen. So ist für die bloße ponderable Trägheit die Kombination  $(\pm(1,4))_x$ ,  $(+7)_x$  und für das Ladungssfeld im Fall der d-Hermetrie  $(\pm(2,3,5))$ ,  $(-6)$  charakteristisch. Gilt nun  $N=1$ , dann werden die elementaren Partialmassen bestimmt durch die Protosimplexkombinationen

$[(\pm(1,4))_x, (+7)_x] \equiv \mu_+ = m_B - m_L$ , sowie  
 $[(\pm(2,3,5)), (-6)] \equiv \mu_- = m_e - m_L$ . Darüberhinaus muß es aber noch eine Masse  $\mu_S$  des Stratonspins geben, welche durch das allgemeine Konjunktorfeld bedingt wird. Für  $\mu_S$  gibt es aber nur noch die Möglichkeit  $\mu_S = m_B - m_e$ . Einsetzen der expliziten Ausdrücke für  $m_{B,L}$  und  $m_e$  in  $\mu_{\pm}$  und  $\mu_S$  ergibt dann für diese Partialmassen

$$\mu_{\pm} = 4 \mu \alpha_{\pm}, \quad \mu_S = (1 - \frac{\alpha_-}{\alpha_+}) \mu_+,$$

$$c \mu s_0 = 4\sqrt{\pi} \sqrt[3]{3\pi s_0 \gamma h} \cdot \frac{\sqrt{ch}}{3\gamma},$$

$$\eta^2 (1+\alpha_+) = \eta (1+\alpha_-) = \sqrt[6]{\eta} (1-\lambda) \left( \frac{2(1-\sqrt{\eta})}{\eta(1+\sqrt{\eta})} \right)^2 \sqrt{2\eta},$$

$$s_0 = 1 [m]$$

192,

wenn  $\eta$  und  $\lambda$  die in den Beziehungen 177 bis 177 b verwendeten reinen Zahlen sind. Bei der Herleitung des Termselektors ponderabler Zustände muß versucht werden von diesen Partialmassen typischer Protosimplexkombinationen der Einheitsstrukturen auszugehen.

Die ponderablen Terme  $M(c,d)$  aus 126 müssen sich jeweils aus vier Summanden additiv zusammensetzen. Es handelt sich dabei um die Trägheit  $M_P$  der Protisimplexe,  $M_S$  des Raumspins,  $M_I$  des Isospins und  $M_Q$  des evtl. Ladungsfeldes, so daß

$M = M_P + M_S + M_I + M_Q$  gilt.  $M_P$  kann dabei nur in der symmetrischen Fassung

$$L_{(\mathcal{K}\lambda)}^{(\mu\gamma)}; \left[ \begin{array}{c} \mu\gamma \\ \mathcal{K}\lambda \end{array} \right]_+ = 4\overline{0} \quad \text{mit} \quad L_{(\mathcal{K}\lambda)}^{(\mu\gamma)} = K_{(\mathcal{K}\lambda)}^{(\mu\gamma)} - \bar{\lambda} \begin{array}{c} (\mu\gamma) \\ (\mathcal{K}\lambda) \end{array} \times ( )$$

oder  $K_{(\mathcal{K}\lambda)}^{(\mu\gamma)}; \left[ \begin{array}{c} \mu\gamma \\ \mathcal{K}\lambda \end{array} \right]_+ = \bar{\lambda}^{(\mu\gamma)}_{(\mathcal{K}\lambda)} \times \left[ \begin{array}{c} \mu\gamma \\ \mathcal{K}\lambda \end{array} \right]_+$  der Weltgleichung

$L; \left[ \begin{array}{c} \mu\gamma \\ \mathcal{K}\lambda \end{array} \right]_+ = 4\overline{0}$  wegen  $\bar{\lambda}^{(\mu\gamma)}_{(\mathcal{K}\lambda)} \perp \bar{Y}$  enthalten sein. Im Matrix-

zenspektrum  $\text{sp } K_{(\mathcal{K}\lambda)}^{(\mu\gamma)}; \left[ \begin{array}{c} \mu\gamma \\ \mathcal{K}\lambda \end{array} \right]_+ = \bar{\lambda}^{(\mu\gamma)}_{(\mathcal{K}\lambda)} \left[ \begin{array}{c} \mu\gamma \\ \mathcal{K}\lambda \end{array} \right]_+$  ist

$\text{sp } K_{(\mathcal{K}\lambda)}^{(\mu\gamma)}; \left[ \begin{array}{c} \mu\gamma \\ \mathcal{K}\lambda \end{array} \right]_+ \sim 2\overline{W}^{(\mu\gamma)}_{(\mathcal{K}\lambda)}$  einem Energiedichteselektor pro-

portional, der wiederum nach dem Energiematerieäquivalent der räumlichen Dichte eines tensoriellen Materieselektors

$$2\overline{W}^{(\mu\gamma)}_{(\mathcal{K}\lambda)} \sim \delta_V \quad 2\overline{W}^{(\mu\gamma)}_{(\mathcal{K}\lambda)} \quad \text{entspricht. Hierin ist } \delta_V = \frac{\delta}{\delta V_\mu},$$

wobei das metronische Element  $\delta V_\mu$  des  $R_3$ -Volumens nicht eindeutig vorliegt, weil  $0 \leq \mu \leq 3$  Koordinaten metronische Konstante sein können. Es muß daher 4 mögliche Volumenelemente

$$\delta V_\mu = \beta_\mu \prod_{k=1}^{3-\mu} \delta_k ( )_k \quad \text{mit } \beta_\mu = \text{const} \quad \text{geben, was auf die}$$

Natur der reellen metronischen  $R_3$ -Zellen zurückgeht. Einset-

zen dieses Sachverhaltes liefert also  $\delta_V \quad 2\overline{W}^{(\mu\gamma)}_{(\mathcal{K}\lambda)} \sim \bar{\lambda}^{(\mu\gamma)}_{(\mathcal{K}\lambda)} \left[ \begin{array}{c} \mu\gamma \\ \mathcal{K}\lambda \end{array} \right]_+$

und hierin ist die rechte Seite ein Selektor, der nach den symmetrischen Untersuchungen aus C IX den Kondensationszustand

und somit nach C X und  $\bar{\lambda}^{(\mu\gamma)}_{(\mathcal{K}\lambda)} \perp \bar{Y}$  den Trägheitszustand

einer Koppelungsgruppe  $(\pm p)^{(\mu\gamma)}_{(\mathcal{K}\lambda)}$  beschreibt. Dieser Sachver-

halt wird insbesondere dadurch transparent, daß dieser Zustand zugleich als Energiedichte interpretiert eine Wirkungsichte in

der  $R_4$ -Projektion des  $R_6$  beschreibt, und für alle Wirkungen

w das Quantenprinzip  $w = n \hbar$  mit ganzzahligen  $n \geq 1$  gilt.

Dies bedeutet aber wiederum, daß das Metrondifferential

$$\delta \left( \bar{\lambda}^{(\mu\gamma)}_{(\mathcal{K}\lambda)} \left[ \begin{array}{c} \mu\gamma \\ \mathcal{K}\lambda \end{array} \right]_+ \right) \sim \mu_+ \quad 2\overline{P}^{(\mu\gamma)}_{(\mathcal{K}\lambda)}$$

lektor der Protosimplexladung  $2\overline{P}^{(\mu\gamma)}_{(\mathcal{K}\lambda)}$  proportional sein muß,

worin jedoch der Proportionalitätsfaktor  $\mu$  der Gleichung 192 multiplikativ erhalten ist, weil  $\lambda_{(\kappa\lambda)}^{(\mu\gamma)+}$  der Gruppe  $(\pm p)_{(\kappa\lambda)}^{(\mu\gamma)}$

den Trägheitswiderstand unmittelbar ausdrückt. Nach der Interpretation von  $\lambda_{(\kappa\lambda)}^{(\mu\gamma)} \left[ \begin{smallmatrix} \mu\gamma \\ -+ \\ \kappa\lambda \end{smallmatrix} \right]$  als Selektor einer raumzeitlichen

Wirkungsdichte und des Stufencharakters metronischer Kondensationen im  $R_6$  kann sich aber die Protosimplexladung immer nur um einen konstanten Wert ändern, andererseits ist aber  $2_{\bar{g}}^{(\mu\gamma)} \neq 2_{\bar{g}}^{*(\mu\gamma)}$  und auch  $2_{\bar{\gamma}}^{(\mu\gamma)} \neq 2_{\bar{\gamma}}^{*(\mu\gamma)}$ , so daß die hermiteschen  $\left[ \begin{smallmatrix} \mu\gamma \\ -+ \\ \kappa\lambda \end{smallmatrix} \right]$  in ihren Komponenten über dem komplexen algebra-

ischen Zahlenkörper definiert sind, was wiederum auf die komplexe  $R_6$ -Signatur  $((+++---))$  zurückgeht. Dies bedeutet aber auch, daß der tensorielle Änderungsselektor

$2_{\bar{P}}^{(\mu\gamma)}_{(\kappa\lambda)} ; N = 2_{\bar{g}}^{(\mu\gamma)}_{(\kappa\lambda)} + i 2_{\bar{P}}^{(\mu\gamma)}_{(\kappa\lambda)}$  aus einem Real- und einem Imaginärteil zusammengesetzt sein muß. Im Fall des Termselektors  $T ; m = M$ , also der ponderablen Gleichung 126 überlagernden diskreten Massenterme kommt nur der Realteil dieses Selektors in Betracht, der aber wegen des konkreten Anstiegs der Strukturstufen durch ganzzahlige Protosimplexladungen ein Konstantenselektor  $Re 2_{\bar{P}}^{(\mu\gamma)}_{(\kappa\lambda)} ; N = 2_{\bar{A}}^{(\mu\gamma)}_{(\kappa\lambda)} = \text{const } (R_3)$  tensorieller Art sein muß. Mithin gilt

$$2_{\bar{P}}^{(\mu\gamma)}_{(\kappa\lambda)} ; N = 2_{\bar{A}}^{(\mu\gamma)}_{(\kappa\lambda)} + i 2_{\bar{P}}^{(\mu\gamma)}_{(\kappa\lambda)} ; M, 2_{\bar{A}}^{(\mu\gamma)}_{(\kappa\lambda)} = \text{const } (R_3) \quad 192a$$

für die Spaltung des Änderungsselektors. Zur Darstellung  $M=T;m$  kommt hier nur der im  $R_3$  konstante Realteil in Betracht, während der nicht notwendig konstante Imaginärteil offensichtlich eine Schwankungsbreite energetischer Art aller ponderablen Terme  $M(c,d)$  komplexer Hermetrien impliziert. Diese Schwankungsbreiten  $\Gamma$  aus dem Imaginärteil der symmetronischen Weltgleichung wären dann wegen der Komplementarität kanonisch konjugierter Größen (Prinzip des Quantendualismus) ein direktes Maß für die  $x_4$ -Erstreckung, also die Existenzzeit der c- und d-Terme. Im folgenden soll zunächst nur der Realteil von 192a analysiert werden, um zunächst die Internstrukturierung dieser stratonischen Elemente zu erkennen, gilt demnach zusammengefaßt

$\delta \delta_V \overset{2}{\mathbb{M}}_{(\kappa \lambda)}^{(\mu \nu)} \sim \text{Re } \delta \left( \overset{2}{\mathbb{P}}_{(\kappa \lambda)}^{(\mu \nu)} \left[ \overset{\mu \nu}{\underset{\kappa \lambda}{+}} \right] \right) \sim \text{Re } \mu_+ \overset{2}{\mathbb{P}}_{(\kappa \lambda)}^{(\mu \nu)} = \text{const}$   
mit dem Konstantenselektor.

Das Matrizenpektrum der symmetronischen Weltgleichung ist hermitesch, so daß auch die Tensorselektoren der Energiedichte, der Materie und  $\overset{2}{\mathbb{P}}_{(\kappa \lambda)}^{(\mu \nu)}$  hermitesche Selektoren sind. Dies bedeutet aber, daß für  $\overset{2}{\mathbb{M}}_{(\kappa \lambda)}^{(\mu \nu)}$  und  $\overset{2}{\mathbb{A}}_{(\kappa \lambda)}^{(\mu \nu)}$  jeweils eine charakteristische Gleichung existiert, welche über die Determinantenminore in ein invariantes Säkularpolynom entwickelt werden kann. Dies bedeutet aber, daß für jeden dieser Tensorselektoren eine unitäre Transformationsmatrix  $\hat{S} \hat{S}^* = \hat{E}$  existiert durch welche das jeweilige Diagonalschema erreicht werden kann gemäß  $\hat{S} \overset{2}{\mathbb{M}}_{(\kappa \lambda)}^{(\mu \nu)} \hat{S}^* = \overset{2}{\mathbb{M}}'$  und  $\hat{S} \overset{2}{\mathbb{A}}_{(\kappa \lambda)}^{(\mu \nu)} \hat{S}^* = \overset{2}{\mathbb{A}}'$ , wenn zur Kürzung die Kondensorsignatur fortgelassen wird. Damit wird das Metronifferential zum Diagonalschema  $\delta \delta_V \overset{2}{\mathbb{M}}' \sim \mu_+ \overset{2}{\mathbb{A}}'$ , von welchem das Matrizenpektrum gebildet werden kann. Mit  $\text{sp } \overset{2}{\mathbb{M}}' = \mathbb{M}'$  und  $\text{sp } \overset{2}{\mathbb{A}}' = \mathbb{A}'$  entsteht dann der Zusammenhang von Skalarselektoren  $\delta \delta_V \mathbb{M}' \sim \mu_+ \mathbb{A}'$ . Für das  $R_3$ -Volumenelement  $\delta V_\mu$  gibt es aber die vier Gruppen  $\delta V_\mu$  mit  $0 \leq \mu \leq 3$ , welche vier konfigurative Existenzzonen der korrelierenden Kondensorflüsse - also der Protosimplexe - im  $R_3$  kennzeichnen. Aus diesem Grunde kann jeweils innerhalb eines konfigurativen Bereiches über die in ihm definierten Kondensorsignaturen  $\varepsilon = \varepsilon(\mu)$  summiert und mit den natürlichen ganzen Zahlen  $\mathbb{N} \geq 0$  der Übergang von den Selektoren zu metronischen Größen in der betreffende Zone  $\mu$  gemäß  $\sum_{\varepsilon} \mathbb{M}'$ ;  $\mathbb{N} = \mathbb{M}_{\mu+1}$  und  $\sum_{\varepsilon} \mathbb{A}' = \mathbb{A}_{\mu+1} = \text{const}$  durchgeführt werden, so daß  $\delta \delta_V \mathbb{M}_{\mu+1} = \mathbb{B}_{\mu+1} \mu_+$  entsteht, worin  $\mathbb{B}_{\mu+1} = \text{const}$  den Proportionalitätsfaktor enthält. Wegen der Kommutation metronischer Differentialoperationen

$$(\delta \times \delta_V)_- = 0 \text{ wird dies zu } \mathbb{B}_{\mu+1} \mu_+ = \delta_V \delta \mathbb{M}_{\mu+1} = \frac{\delta^2 \mathbb{M}_{\mu+1}}{\delta V_\mu} \text{ oder}$$

$$\delta^2 \mathbb{M}_{\mu+1} = \mu_+ \alpha_{\mu+1} \sum_{k=1}^{3-\mu} \delta_k v_k \text{ mit ganzzahligen } v_k, \text{ wenn}$$

$\mathbb{B}_{\mu+1} \beta_\mu = \alpha_{\mu+1}$  gesetzt wird. Hier erscheinen die Koppelungsgruppen zu 4 Trägheitsgruppen  $0 \leq \mu \leq 3$  zusammengefaßt.

Durchführung der metronischen Integration liefert für diese

$$\text{Trägheitsgruppen } \delta \mathbb{M}_{\mu+1} = \mu_+ \alpha_{\mu+1} \sum_{k=1}^{3-\mu} v_k. \text{ Innerhalb der zur}$$

Diskussion stehenden stratonischen Strukturen kann stets eine sphärische Symmetrie im  $R_3$  vorausgesetzt werden, solange keine Korrespondenzen mit anderen Elementarstrukturen gegeben sind. Diese Symmetrie bedingt aber  $\nu_k = \nu_{k+1} = \nu$  und damit

$\delta M_{\mu+1} = \mu_+ \alpha_{\mu+1} \nu^{3-\mu}$ , was metronisch integrierbar ist. Es gilt  $M_{\mu+1} = \mu_+ \alpha_{\mu+1} S \nu^{3-\mu} \delta \nu$ , was für die vier Trägheitsgruppen separat gelöst werden muß. Nach Regeln metronischer Integrationen folgt für  $\mu = 0$  die Darstellung  $M_1 = \mu_+ \alpha_1 \frac{1}{4} N_{(1)}^2 (1+N_{(1)})^2$ , ferner  $M_2 = \mu_+ \alpha_2 \frac{1}{6} N_{(2)} (2N_{(2)}^2 + 3 N_{(2)} + 1)$  für  $\mu=1$ , sowie  $M_3 = \mu_+ \alpha_3 \frac{1}{2} N_{(3)} (1+N_{(3)})$  für  $\mu = 2$  und  $M_4 = \mu_+ \alpha_4 N_{(4)}$  für  $\mu = 3$ , wenn die  $N_{(j)}$  mit  $1 \leq j \leq 4$  für die metronischen Interpretationsbereiche als ganze Zahlen stehen. Der Trägheitsanteil  $M_P$  der Protosimplexe aus  $M$  ist offenbar die Summe dieser 4 Trägheitsbereiche, nämlich  $M_P = \sum_{j=1}^4 M_j$ . Diese vierfache Konturierung der Protosimplexstrukturen im  $R_3$  aller c- oder d- Terme aus 126 geht allein auf die  $R_3$ - Bezugnahme  $\delta \nu$  mit  $\delta \nu_\mu$  zurück, doch ist dies wiederum eine Folge der kovarianten Hermitezität von  $\hat{\lambda} \hat{\epsilon}$ , was aber eine unmittelbare Konsequenz der in XI 6 deduzierten fundamentalen Symmetrien der Welt und der prototropen Struktur des Universums ist. Demnach ist diese vierfache Konturierung eine fundamentale Eigenschaft aller stratonischen Elementarstrukturen.

Die Stratonmassen  $M(c,d)$  werden neben  $M_P$  noch von den Massen  $M_S$  und  $M_I$  der beiden Komponenten des integralen  $R_6$ -Konjunktorspins  $\sigma$  aus 173a und  $M_Q$  des Ladungsfeldes im Fall der d-Hermetrie additiv zusammengesetzt. Nach der Beziehung 173 a erscheint der Raumspin (im  $R_3$ ) gemäß  $J = \frac{Q}{2}$  ebenso wie der Isomorphiespin (kurz Isospin) in  $x_4, x_5, x_6$  gemäß  $s = \frac{P}{2}$  in den ungeraden Zahlen  $Q, P$  halbzahlig, und  $I = 2s + 1 = P + 1$  kennzeichnet das Multiplett einer Isospinfamilie, also die Anzahl isomorpher Projektionen der  $R_6$ -Hermetrie in den kompakten reellen  $R_3$  in Form von c- und d- Hermetrien; so daß ein solches Multiplett für  $P > 0$  immer ein Gemisch aus c- und d- Zuständen ist. Da nach 192 stets  $\mu_s/\mu_+ = 1 - \alpha_-/\alpha_+$  eine reine Zahl ist, muß mit den unbekannten Spinfunktionen  $f_s(P,Q)$  und  $f_I(P,Q)$  für die Massenbeiträge des Raum- und Isospins  $M_S = M_5 = \mu_+ \alpha_5 f_s$  und  $M_I = M_6 = \mu_+ \alpha_6 I f_I$  gelten; denn auf jeden Fall ist



$M_{5,6} \sim \mu_s f_{s,I}$  und  $M_6$  wird darüberhinaus noch um  $I = P + 1$  vervielfacht. Für den Massenanteil  $M_q$  eines Ladungsfeldes der d-Form mit der Ladungsquantenzahl  $q$  ist dagegen nach 192 die Darstellung  $M_q = M_7 = q \mu_-$  völlig evident. Einsetzen der  $M_i$  in  $M(c,d) = \sum_{i=1}^7 M_i$  liefert dann für die Wirkung des unbekannten Termselektors  $T_s$ ;  $m = M$  die Beziehung

$$M = \mu_+ \left( \alpha_1 \frac{N_{(1)}^2}{4} (1+N_{(1)})^2 + \frac{\alpha_2}{6} N_{(2)} (2 N_{(2)}^2 + 3 N_{(2)} + 1) + \right. \\ \left. + \frac{\alpha_3}{2} N_{(3)} (1+N_{(3)}) + \alpha_4 N_{(4)} + \alpha_5 f_s (P,Q) + \right. \\ \left. + \alpha_6 (P+1) f_I (P,Q) \right) + q \mu_- .$$

Um diesen Ausdruck des ponderablen Massenspektrums explizit anzuwenden, müssen die Verläufe der  $N_{(j)}$  mit  $1 \leq j \leq 4$  und die Faktoren  $\alpha_i$  mit  $1 \leq i \leq 6$ , sowie die  $f_{s,I}$  ermittelt werden.

Offensichtlich sind die  $N_{(j)}(t)$  Zeitfunktionen, welche die zeitliche Transmutation der Spektralterm untereinander ((bei Gültigkeit des Prinzips der Kompressorisostasie) verursacher was empirisch als radioaktiver Zerfall der Elementarkorpuskeln in zeitlich stabile Formen erscheint. Nach der atomistischen und subnuklearen Empirie (Ultrastrahlung) aus B gibt es tatsächlich im Spektrum der Elementarkorpuskeln Transmutationen im Sinne radioaktiver zeitlicher Zerfallsprozesse, derart, daß sämtliche Elementarkorpuskeln nach den verschiedensten Existenzzeiten über mehr oder weniger komplizierte Zerfallsketten in die stabilen Zustände des Elektrons oder Protons übergehen. Da aber die  $N_{(j)}$  die Protosimplexbesetzungen einer vierfachen  $R_3$ -Konturierung sind, und dieses Konturmuster für alle c- und d-Terme aus 126 verbindlich ist, müssen die  $N_{(j)}(t)$  Zeitfunktionen sein und sich gemäß  $N_{(j)} = n_{(j)} + Q_{(j)}$  aus einem additiv ganzzahligen Zeitparameter  $n_{(j)}(t)$  und einer konstanten Quantenzahl  $Q_{(j)} = \text{const}(t)$  zusammensetzen. Im folgenden werde wahlweise die doppelte Symbolschrift  $n_{(1...4)} \equiv (n,m,p,\sigma)$  und  $Q_{(1...4)} \equiv Q_{(m... \sigma)}$  verwendet, weil man auf diese Weise mit  $n,m,p$  und  $\sigma$  zugleich die Zustände hinsichtlich der Protosimplexbesetzungen in den  $R_3$ -Konturierungen beschreiben kann.

Zunächst muß es darauf ankommen die zeitlich konstanten Zustände  $n = m = p = \sigma = 0$  zu beschreiben. Diese durch die  $Q_{(j)}$  beschriebenen Grundzustände sind offensichtlich metrisch konfigurativer Art und beschreiben die möglichen räumlichen

Anordnungen nicht identischer Protosimplexzustände (Grundzustände). Da die Protosimplexladungen mit den symmetronischen Kondensationsstufen nach 191 identisch sind, und die  $\bar{\lambda}_{(\mathcal{K}\lambda)}^{(\mu\nu)}$  immer normal zum jeweiligen Flukton  $((p))_{(\mathcal{K}\lambda)}^{(\mu\nu)}$ , - also parallel zum Fluktonspin verlaufen, gibt es für einen Protosimplexzustand immer zwei Einstellungsmöglichkeiten  $((-1))^{\xi} = \pm 1$ , wenn  $\xi > 0$  eine diese metrisch - kombinatorische Verteilung kennzeichnende ganze Strukturquantenzahl ist. Nach den Gesetzen der Metronddifferentiale ist  $\delta ((-1))^y = ((-1))^y - ((-1))^{y-1} = 2 ((-1))^y$ , wenn  $y > 0$  eine ganzzahlige Metronenziffer ist. Anwendung des vollständigen Induktionsschlusses liefert dann für beliebige Grade  $x > 0$  des Metronddifferentials  $\delta^x ((-1))^y = 2^x ((-1))^y$ .

Es sei  $\mathcal{K} > 0$  die Zahl der Kondensationsstufen und somit die Zahl der Grundflüsse in einem spezifischen  $((\pm p))_x$  des diskreten Partialspektrums  $x \equiv (c,d)$  aus 126. Jeder dieser Grundflüsse  $1 \leq L \leq \mathcal{K}$  verfügt dabei über einen Fluktonspin  $\bar{\sigma}_L$ , denn diese Grundflüsse  $((p))_x$  des Protosimplex sind in  $M(c,d)$  als Folge konjunktiver Korrelationen während des Intervalles der Existenzzeit des Terms  $M$  stets zyklischer Natur. Mit Ausnahme von  $p=6$  erscheinen die prototropen Grundfluktonen stets im Diskriminantenfeld prototroper Schirmfelder  $((+p))_x$ , wodurch das fluktonische Grundflußaggregat  $((p))_x$  zum Protosimplex  $((\pm p))_x$  komplettiert wird. Ein solcher Protosimplex mit mehrfacher Protosimplexladung  $\underline{N} \geq 1$  wird dann nach 191 a durch das vektorielle Kondensationsstufenspektrum  $\bar{\lambda} = \underline{N} \bar{\lambda}_0(k) \perp \bar{Y}$  beschrieben. Die elementare Prototrope ist dann durch  $\underline{N} = 1$  gekennzeichnet und wegen des Trägheitsprinzips  $\bar{\lambda} \perp \bar{Y}$  gilt für alle Fluktonen  $\bar{\sigma}_L \parallel \bar{\lambda}_0(k)$ , also  $\cos(\bar{\lambda}_0, \bar{\sigma}_L) = ((-1))^L$ . Die Zahl  $\mathbb{Z}_{\mathcal{K}}$  alternierender  $\bar{\sigma}_L$ -Einstellungen  $((-1))^L$  im Fall  $\bar{\lambda}_0$  mit  $\underline{N} = 1$  und  $\mathcal{K} > 0$  wäre dann also das Metronddifferential der Ordnung  $\mathcal{K}$ , welches von der Richtung  $((-1))^L$  des Fluktonspins gebildet werden kann. Dem Betrage nach gilt also  $\mathbb{Z}_{\mathcal{K}} = |\delta^{\mathcal{K}} (-1)^L| = 2^{\mathcal{K}} |((-1))^L| = 2^{\mathcal{K}}$ , weil stets  $|((-1))^L| = +1$  für alle  $L$  ist. Da nun jeder Fluktonspin hinsichtlich  $\bar{\lambda}_0$  die Möglichkeit einer parallelen oder antiparallelen Einstellung hat, gilt für die Gesamtheit alternierender Einstellungen  $\mathbb{Z} = 2 \mathbb{Z}_{\mathcal{K}}$ . Schließlich kann  $\mathbb{Z}_{\mathcal{K}}$  hinsichtlich  $\mathcal{K}$  noch als die Dichte einer Verteilung

$\mathbb{Z}_V$  gemäß  $\mathbb{Z}_R = \delta_R \mathbb{Z}_V$  oder  $\delta \mathbb{Z}_V = \mathbb{Z}_R \delta_R$  aufgefaßt werden. Unter Verwendung von  $\mathbb{Z}_R$  kann  $\mathbb{Z}_V = S \mid \delta_R (-1)^L \mid \delta_R = \mid \delta_R^{-1} (-1)^L \mid = \frac{1}{2} \mathbb{Z}_R \mid (-1)^L \mid$  als ein metronisches Gebietsintegral ausgeführt werden. Auf jeden Fall müssen die Besetzungen der Grundzustände  $Q_{(j)}$  aus  $N_{(j)} = n_{(j)} + Q_{(j)}$  mit  $1 \leq j \leq 4$  von diesen Ziffern  $R$ ,  $\mathbb{Z}_R = 2^R$ ,  $\mathbb{Z} = 2 \mathbb{Z}_R$  und  $\mathbb{Z}_V = \frac{\mathbb{Z}}{2}$  bestimmt werden, wobei allerdings zu berücksichtigen ist, daß die  $N_{(j)}$  mit  $j = \mu + 1$  durch verschiedene Trägheitsgruppen mit den Faktoren  $\mu + \alpha_j$ , also durch verschiedene Protosimplexkonfigurationen bestimmt werden, welche wiederum einen Einfluß auf die Konjunktivgesetze der internen Korrelationen haben.

Nach  $S \nu^{3-\mu} \delta \nu$  ist mit  $j = \mu + 1$  die vierfache  $R_3$ -Konturierung des stratonischen Terms gegeben, derart, daß die Protosimplexbesetzung in  $j=1$  mit kubischer, in  $j=2$  mit quadratischer, in  $j=3$  mit linearer und in  $j=4$  mit punktueller Natur ansteigt, so daß diese  $R_3$ -Konturen mit den Protosimplexzahlen  $4 G_{(1)} = N_{(1)}^2 (1+N_{(1)})^2$ , sowie  $6 G_{(2)} = N_{(2)} (2 N_{(2)}^2 + 3 N_{(2)} + 1)$ , ferner  $2 G_{(3)} = N_{(3)} (1+N_{(3)})$  und  $G_{(4)} = N_{(4)}$  belegt sind. Die tatsächlichen Protosimplexziffern sind aber die  $N_{(j)}$  (im Sinne separater Entitäten), so daß die Trägheitsdichten  $\eta_j = \frac{G_{(j)}}{N_{(j)}}$  dieser  $N_{(j)}$  separaten Protosimplexe definiert werden können. Es ist stets  $\eta_1 \geq \eta_2 \geq \eta_3 \geq \eta_4 = 1$ . Auf diese Weise wird die gesamte korrelative symmetronische Koppelungsstruktur des stratonischen Terms in die  $R_3$ -Konturierung von vier Konfigurationszonen metrischer Protosimplexstrukturen aufgeteilt, wobei auf jeden Fall die  $\sigma$ -Kontur  $j=4$  als externe Zone aufzufassen ist. Mit wachsendem Grad des Besetzungsanstieges muß aber  $\eta_j$  ansteigen, so daß  $j=1$  als kubische Zentralzone der  $n$ -Kontur,  $j=2$  als quadratische Internzone der  $m$ -Kontur und  $j=3$  als lineare Zwischen- oder Mesozone der  $p$ -Kontur anzusprechen ist. Diese Konfigurationszonen sind zugleich die Zonen der symmetronischen Koppelungsstruktur, derart, daß  $j \leq 3$  die Internstrukturierung des stratonischen Terms und  $j=4$  als externe  $\sigma$ -Struktur (punktuellen Anstieges) die Spektren seiner Wechselwirkung- oder Korrespondenzpotenzen umschließt. Das Korrelationszentrum muß also im Zentralbereich liegen, während das Korrespondenzmaximum den linearen und den externen Bereich bestimmt. Die

\* dann das metronische Integral

Konsequenz hieraus ist das empirisch verifizierte Bild einer ponderablen Elementarstruktur, wonach ein sehr dichter undurchdringlicher zentraler Kern von einem Feldzustand umgeben ist, dessen Außenbereich eine mosaikartige Struktur verschiedener Wechselwirkungspotenzen aufweist, ein Sachverhalt, der sich bereits in IX für alle vier Hermetrieformen, also für alle Terme aus 126 ergab. Die Mesozone kann demnach als Quellenkontur der Korrespondenzfelder in der Externzone aufgefaßt werden, wobei diese Korrespondenzfelder die Maxima der  $\begin{matrix} \mu\nu \\ -+ \\ \kappa\lambda \end{matrix}$  sind, während die Minima  $\begin{matrix} \mu\nu \\ -+ \\ \kappa\lambda \end{matrix} = \hat{0}$  als Korrelationsmaxima in der Zentralzone liegen.

Die dimensionslose Zahl  $\kappa$  in  $\mathbb{Z}_\kappa$ ,  $\mathbb{Z}$  und  $\mathbb{Z}_V$  ist die Zahl der fluktonischen Kondensorgrundflüsse im Flukton  $(-p)_x$ , \* Nun ist  $\bar{\lambda}$  und  $\bar{\lambda}_0(k)$  aus 191 und 191a ein Maß der metrischen Krümmung im jeweiligen hermetrischen Bereich des metronischen Welttensoriums  $R_6$ , derart, daß in 191 die Protosimplexladung  $\underline{N}$  die Zahl der Kondensationsstufen dieser Krümmung angibt und  $\bar{\lambda}_0$  als Krümmung einer elementaren Kondensationsstufe dem Betrag nach einer elementaren Krümmung direkt, und dem entsprechenden Krümmungsradius  $\underline{\varepsilon}$  umgekehrt proportional sein muß. Hier bezieht sich  $\underline{\varepsilon} = \varepsilon_{\begin{pmatrix} \mu\nu \\ \kappa\lambda \end{pmatrix}}$  nur auf den jeweiligen hermetrischen Bereich des zu  $\bar{\lambda}$  gehörenden Fundamentalkondensors. Es gilt demnach  $|\bar{\lambda}_0(k)| \sim \frac{1}{\underline{\varepsilon}}$ , wobei als Proportionalitätsfaktor nur die ganze Zahl  $k > 0$  in Betracht kommt, welche somit in  $|\bar{\lambda}_0| = \frac{k}{\underline{\varepsilon}}$  das Krümmungsmaß um ihren ganzzahligen Betrag erhöht. Dies erscheint deshalb, weil im Kondensationsbereich  $\underline{\varepsilon}$  mehrere Kondensorintensitäten auftreten können, die sämtlich auf die elementare Krümmung zurückgehen, aber wegen der Metronisierung als ganzzahliges Vielfaches  $\frac{k}{\underline{\varepsilon}}$  die elementaren Kondensationsstufen  $\bar{\lambda}_0(k)$  bestimmen. In einem hermetrischen Bereich gibt es demnach zu der metronischen Elementarkrümmung  $\frac{1}{\underline{\varepsilon}}$  stets  $k > 0$  einfache Protosimplexe  $\underline{N} = 1$ , deren Kondensationsgrad mit  $k$  steigt, so daß  $k$  die Kondensorziffer möglicher elementarer Protosimplexe im gleichen hermetrischen Unterraum darstellt.  $\underline{r}$  des Grundflußsystems von  $(\pm p)_x$  muß aber ebenfalls als Krümmungsradius hinsichtlich  $\kappa$  aufgefaßt werden. Zwar ist  $\underline{r} \geq \underline{\varepsilon}$ , doch ist dafür auch  $\kappa \geq k$ , so daß neben  $|\bar{\lambda}_0| = \frac{k}{\underline{\varepsilon}}$  auch  $|\bar{\lambda}_0| = \frac{\kappa}{\underline{r}}$ , und  $\underline{r}$  sei der  $R_3$ -Radius des Fluktons \*  $(-p)_x$ .

also im Vergleich  $\mathcal{K} = \underline{r} \frac{k}{\underline{\epsilon}}$  gesetzt werden kann. Aufgrund der Interpretation von  $k$  folgt aber unmittelbar  $\underline{r} = k \underline{\epsilon}$ , was eingesetzt zu  $\mathcal{K} = k^2$  führt. Somit wird die Zahl der elementaren Grundflüsse eines Fluktions unabhängig vom hermetrischen Unter-  
raum allein vom Quadrat der Kondensorziffer bestimmt. Dies be-  
deutet aber  $\mathbb{Z}_{\mathcal{K}} = \mathbb{Z}_k = 2^{k^2}$ , wobei stets  $k > 0$  bleibt, wenn  
überhaupt ein Kondensationszustand im  $R_6$  gegeben ist. Anderer-  
seits ist  $k$  und somit auch  $\mathcal{K}$  grundsätzlich vom Koordinaten-  
raster des  $R_6$  und daher auch von der Zeit unanhangig, so daß  
 $k = \text{const } (R_6)$  ist. Da außerdem  $\mathcal{K} = k^2$  gilt, ist diese Kon-  
densatorziffer  $k > 0$  eine Kennziffer zeitlich konstanter metri-  
scher Konfiguration und Kontur. Aufgrund dieser Interpretation  
folgt aber, daß die zeitlich konstanten Protosimplexbesetzungen  
 $Q_{(j)}$  der Konfigurationszonen eines stratonischen Terms aus  $\mathbb{Z}_k$   
ermittelt werden können. So liegen  $Q_m$  und  $Q_\sigma$  jeweils um 1  
unter  $\mathbb{Z}$  beziehungsweise  $\mathbb{Z}_k$ , während  $Q_n$  die Differenz zwisch-  
schen  $\mathbb{Z}$  und  $\mathbb{Z}_V$  ist. Die Differenz zwischen  $Q_p$  und  $\mathbb{Z}$  muß  
dagegen als Betrag den Wert 2 haben, weil  $p$  als Mesozone den  
Bereich  $j \leq 3$  vom Bereich  $j = 4$  punktueller Protosimplexver-  
teilungen trennt. Ob nun für diese Differenz  $+2$  oder  $-2$   
steht, hängt davon ab, ob mit den positiven ganzen Zahlen  $\nu \geq 0$   
für  $k = 2 \nu$  eine gerade oder für  $k = 2 \nu + 1$  eine ungerade  
Zahl steht, so daß für die Differenz allgemein  $2 (-1)^k$  zu  
setzen ist. Die  $Q_{(j)}$  werden demnach dargestellt durch  $Q_n = \mathbb{Z} - \mathbb{Z}$   
ferner  $Q_m = \mathbb{Z} - 1$ , sowie  $Q_p = \mathbb{Z} + 2 (-1)^k$  und  $Q_\sigma = \mathbb{Z}_k - 1$ ,  
was mit  $\mathbb{Z}_k$ ,  $\mathbb{Z}$  und  $\mathbb{Z}_V$  explizit  $Q_n = 3 \cdot 2^{k^2} - 1$ , ferner  
 $Q_m = 2^{k^2+1} - 1$ , sowie  $Q_p = 2^{k^2+1} + 2 (-1)^k$  und  $Q_\sigma = 2^{k^2} - 1$   
liefert. Mithin bilden die  $Q_{(j)}$  ein  $k$ -faches konfiguratives  
Gerüst aus Protosimplexkorrelationen, welche eine  $k$ -fache zeit-  
lich konstante Grundkontur in den 4 Konfigurationszonen auf-  
baut. Da wegen  $k = \text{const } (R_6)$  auch  $Q_{(j)}$  dieser Konstanz genügt,  
ist dieses  $k$ -fache Grundmuster der vierfachen  $R_3$ -Konturierung  
und somit die Struktur der Konfigurationszonen  $j$  zeitlich  
unbegrenzt.

Der noch fehlende Teil einer Analyse stratonischer Inter-  
strukturierungen besteht in der Bestimmung der Faktoren  $\alpha_j$  mit  
 $j \leq 4$ , welche als Proportionalitätsfaktoren  $\mu_j = \mu_+ \alpha_j$  die  
Besetzungen der Konfigurationszonen wegen des Eichfaktors  $\mu_+$

durch das Trägheitsmaß ausdrücken. Diese Koeffizienten  $\alpha_j$  können dabei nur auf die symmetronische Konjunkturstruktur der Protosimplexgefüge zurückgehen, wobei im Fall der d-Hermetrie die Ladungsfeldkomponenten der dieses Feld bestimmenden Protosimplexe und die jeweilige Konfigurationszahl  $k > 0$  der betreffenden Struktur wesentlich sind. Für die einzelnen Protosimplexstrukturen mit beliebiger von 0 verschiedener Protosimplexladung muß ebenfalls die universelle Lösung 126 des kompositiven Hermetrieproblems gelten, weil allen derartigen Weltstrukturen wegen  $\bar{\lambda} \neq \bar{0}$  im kompositiven, oder  $\bar{\lambda} \neq \bar{0}$  im symmetronischen Fall, als auch  $\bar{\lambda} \perp \bar{Y}$  gemeinsam ist. Die Entwicklung der Universalbeziehung 126 ging mit  $m_{(2)} = 2m$  von der Darstellung

$$\left( \frac{2\mu f}{m_{(2)}} \right)^4 = 1 + q^4 \left( \frac{\alpha \varepsilon_{\pm}^2 R_{\pm}}{2\pi h} \right)^2 \sin^2 \left( \frac{2N h}{\alpha q^2 \varepsilon_{\pm}^2 R_{\pm}} \right), \quad \text{mit } \alpha = \left( \pi^2 \frac{a}{2} \frac{\omega}{c} \right)^2$$

sowie  $f \sqrt{2n-1} = \sqrt[4]{2n}$  und  $\mu = \sqrt{\frac{ch}{Y}}$  aus. Bei  $q > 0$  gilt für der Protosimplex  $m = M$ , während das Ladungsfeld  $\varepsilon_{\pm}$  durch die Prototropen  $(\pm 5), (-6)$  im zeitlichen Schirmfeld  $(+2)$  der Zeitsphäre gekennzeichnet ist. In dieser Struktur ist allerdings  $(-6)$  extern nicht relevant. Dies bedeutet aber, daß in der Zeitsphäre  $(+2)$  wegen  $(-6)$  stets  $\varepsilon_{\pm} \rightarrow \varepsilon'_{\pm} > \varepsilon_{\pm}$  gilt, und wegen  $\left( \frac{\mu f}{M} \right)^4$  auch  $\varepsilon_{\pm}^4$  wirksam wird. Für die Abweichung zwischen  $\varepsilon'_{\pm}$  und  $\varepsilon_{\pm}$  gilt dann auf jeden Fall  $\Delta(\varepsilon_{\pm}^4) \neq 0$ . Ist  $L$  die Dimensionszahl kondensierender manifester Ereignisse, dann kann offensichtlich mit der konfigurativen Basisquantenzahl  $L \Delta = k > 0$  gesetzt werden. Da nun aber das Weltflukton  $(-6)$  nur in der d-Hermetrie also den Raumzeitkondensationen auftritt, ist  $L = L(R_4) = 4$  zu setzen. Andererseits gilt für  $\Delta$  die Beziehung

$$\Delta(\varepsilon_{\pm}^4) = \frac{\varepsilon_{\pm}^4 - \varepsilon_{\pm}'^4}{\varepsilon_{\pm}^4} = \left( \frac{\varepsilon'_{\pm}}{\varepsilon_{\pm}} \right)^4 - 1. \quad \text{Verglichen mit } L \Delta = k \quad \text{und } L=4$$

folgt daraus  $\varepsilon'_{\pm} = \varepsilon_{\pm} \sqrt[4]{1+\frac{k}{4}}$  für die Protosimplexmasse  $M$ , das heißt, man hat in der zu 126 führenden Ausgangsbeziehung

$$\left( \frac{\mu f}{M} \right)^4 = 1 + q^4 \left( \frac{\alpha \varepsilon_{\pm}'^2 R_{\pm}}{2\pi h} \right)^2 \sin^2 \left( \frac{2N h}{\alpha q^2 \varepsilon_{\pm}'^2 R_{\pm}} \right) \quad \text{zu setzen, weil}$$

das Quadrat des Sinus wegen der Extremalforderung nur von externen Bedingungen bestimmt wird. Da für dieses Quadrat der Wert 1

zu setzen ist, und nach 126 ferner  $\pi^2 \varepsilon_{\pm} = \pm 3 \sqrt{\frac{h}{R_-}}$ , sowie

$a = \sqrt{2}$  gilt, wird

$$\begin{aligned} \left(\frac{\mu f}{M}\right)^4 &= 1 + q^4 \left(\frac{\alpha \varepsilon_{\pm}^2 R_-}{2 \pi h} \sqrt{1+k}\right)^2 = 1 + q^4 \left(\frac{a^2}{\pi^2} \sqrt{1+k}\right)^2 = \\ &= 1 + 4 \left(\frac{q}{\pi}\right)^4 \left(1+\frac{k}{4}\right) = 1 + \left(\frac{q}{\pi}\right)^4 (4+k). \end{aligned}$$

Dies bedeutet aber, daß sich für eine Protosimplexmasse  $M$  innerhalb der internen Ladungsstrukturen eines mit  $q > 0$  extern erscheinenden Ladungsfeldes zu  $M = \pi \mu f (\pi^4 + q^4 (4+k))^{-1/4}$  ergibt. Hier liegt eine direkte Analogie zu 126 vor, wobei jedoch der durch  $q > 0$  bestimmte Faktor mit  $k > 0$  von der externen Beziehung abweicht. Wird zur Vervollständigung dieser Analogie der Faktor  $\eta_{qk}$  eingeführt, und  $M = \mu f \eta_{qk}$  zum Vergleich verwendet, dann folgt für die Abweichung der intern strukturierten d-Hermetrie  $\eta_{qk} \sqrt[4]{\pi^4 + q^4 (4+k)} = \pi$ . Es wird sofort deutlich, daß stets  $\eta_{0k} = 1$ , aber  $\eta_{q0} = \eta_q$  in den das externe Ladungsfeld beschreibenden Faktor  $\eta_q \sqrt[4]{4q^4 + \pi^4} = \pi$  der Beziehung 126 für  $k = 0$  übergeht, während  $\eta_{1,0} = \eta$  zu dem des externen Ladungsfeldes  $q = 1$  der Beziehungen 177 wird. Zwar ist immer  $k > 0$ , solange  $\bar{\lambda}(c,d) \neq \bar{0}$  definiert ist, doch soll  $k = 0$  in  $\eta_{q,0}$  nur formal andeuten, daß sich  $\eta_q$  allein auf das äußere  $R_3^-$  Wirkungsgebiet der d-Hermetrie bezieht.

Aus  $\eta_{qk}$  wird deutlich, daß  $k > 0$  als konfigurativ-metrische Internstrukturierung der betreffenden stratonischen Hermetrieform bestimmt, so daß die Bezeichnung Konfigurationszahl für  $k > 0$  gerechtfertigt erscheint. Da zugleich ein direkter Zusammenhang mit dem externen Ladungsfeld  $\eta_q = \eta_{q0}$  gegeben ist, besteht die Möglichkeit, auch für das interne Ladungsfeld der d-Form Ladungskomponenten in Analogie zur externen Beziehung 177 zu entwickeln. Unter Zugrundelegung von  $\eta_{qk} \neq \eta_q$  der Internstruktur können diese internen Ladungsfeldkomponenten in Analogie zur Herleitung von 177 symmetronisch beschrieben werden durch  $e_s = \varepsilon_{\pm} \sqrt{\eta_{qk}}$  für das reduzierte Feld; denn das gesamte Ladungsfeld  $\varepsilon_{\pm}$  mit  $a = \sqrt{2}$  aus 126 bestimmt die internen Feldkomponenten zwangsläufig ebenso, wie die externen. Wegen  $e_s$  muß aber auch  $e_w$  in Analogie zu  $e_w$  als arithmetisches Mittel  $e_w = \frac{1}{2} (\varepsilon_{\pm} + e_s) = \frac{1}{2} \varepsilon_{\pm} (1 + \sqrt{\eta_{qk}})$  existieren, was auch

$e_g = \varepsilon_{\pm} - e_g = \varepsilon_{\pm} (1 - \sqrt{\eta_{qk}})$  in Analogie zu  $e_D$  zur Folge

hat. Schließlich könnte noch die Frage nach dem Ladungsfeld  $e_C$  gestellt werden, welches in Analogie zum meßbaren Externfeld  $e_{\pm}$  im Korrelationszentrum der d-Struktur erscheinen würde. Hier muß sich wiederum in Analogie zu den Beziehungen 177 der Ausdruck  $e_C = \varepsilon_{\pm} \frac{\sqrt{\eta_{qk}}}{8}$  mit  $\eta_{qk} = 5 \eta_{qk} + 2 \sqrt{\eta_{qk}} + 1$  ergeben. Zusammengefaßt werden diese internen Ladungsfeldkomponenten in

$$\begin{aligned} e_g &= \varepsilon_{\pm} \sqrt{\eta_{qk}} \quad , \quad 2 e_w = \varepsilon_{\pm} (1 + \sqrt{\eta_{qk}}), \quad e_e = \varepsilon_{\pm} (1 - \sqrt{\eta_{qk}}), \\ e_C &= \varepsilon_{\pm} \frac{\sqrt{\eta_{qk}}}{8} \quad , \quad \eta_{qk} = 5 \eta_{qk} + 2 \sqrt{\eta_{qk}} + 1, \end{aligned}$$

$$\eta_{qk} \sqrt[4]{\pi^4 + q^4 (4+k)} = \pi \quad 193.$$

Mit dieser Darstellung wird es nun möglich, (und zwar in einer weiteren Analogie zu 177) statische interne Korrelationspotentiale der das Ladungsfeld bestimmenden Protosimplexe in irgendeinem Abstand  $r$  vom metrischen Zentrum des Simplex phänomenologisch zu beschreiben. Ganz allgemein muß dann für die phänomenologische Beeinflussung statischer Ladungsfeldkomponenten  $x$  und  $y$  das statische Interngesetz  $4 \pi \varepsilon_0 V_{xy} = e_x e_y f$  im physischen  $R_3$  gelten.

Auf dieser Basis phänomenologisch ausgedrückter symmetronischer Protosimplexkonjunktoren wird es nunmehr möglich, einerseits die obere Schranke der natürlichen Zahlen  $k > 0$ , und andererseits die  $\alpha_j$  der  $j \leq 4$  Konfigurationszonen zu ermitteln.

Ist  $E(N, q)$  der Energieinhalt der Externwirkung eines Protosimplex, aber  $E_k(N, q, k)$  derjenige der Internwirkung mit irgendeinem Wert  $k > 0$ , dann müssen sich diese beiden Energien zueinander verhalten wie die statischen internen Potentiale von Ladungsfeldkomponenten; denn nur für  $q \geq 1$  kann  $k$  in  $\eta_{qk}$  nach 193 erscheinen. Ähnlich wie der Entwicklung der Ladungsfeldkomponenten 177 kann es sich bei diesen Potentialen nur um dasjenige der reduzierten extern wirkenden Ladungsfeldkomponente, also  $V_R$  und dasjenige der intern wirkenden Kompo-



nente für  $k > 0$  handeln. Wird dieses Potential mit  $V_S^{(k)}$  bezeichnet, dann wäre  $\frac{E(N,q)}{E_k(N,q,k)} = \frac{V_R}{V_S^{(k)}} = \frac{\eta_q}{\eta_{qk}}$ , zumal wegen  $E = m c^2$  auch  $\frac{m}{m_k} = \frac{\eta_q}{\eta_{qk}}$  sein muß. Andererseits muß aber diese Massenverhältnisse immer tiefer liegen als das auf das Externpotential  $V_\varepsilon$  bezogene Potential  $V_\varepsilon$ , welches um  $V_{\varepsilon D}$  additiv erhöht wurde. Es gilt demnach  $\frac{m}{m_k} = 1 + \frac{\eta_q}{\eta_{qk}} < \frac{1}{V_\varepsilon} (V_\varepsilon + V_{\varepsilon D}) = 2 - \sqrt{\eta_q}$ , wenn beliebige Ladungszahlen  $q \geq 1$  zugelassen werden.  $\frac{\eta_q}{\eta_{qk}} < 2 - \sqrt{\eta_q}$  wird mit 193 zu  $k < \left(\frac{\pi}{q}\right)^4 \left(\left(\frac{1}{\eta_q} (2 - \sqrt{\eta_q})\right)^4 - 1\right) - 4$ . Diese Bedingung ist sowohl für  $q=1$ , als auch für  $q=2$  mit  $k_{\max} = 2$  erfüllt. Solange  $q \leq 2$  bleibt, was für die empirischen d-Hermetrien immer erfüllt ist, gilt für die ganzen Zahlen  $k > 0$  die obere Schranke  $k < 3$ , so daß es nur zwei Konfigurationszahlen nämlich

$$k = 1, k = 2$$

193 a

geben kann.

Mit den Internpotentialen  $V_{xy}$  kann nun die Analyse weitergeführt werden, wobei es darauf ankommen muß, zunächst die  $\alpha_j$  mit  $j \leq 4$  zu bestimmen. Die Koeffizienten  $\alpha_5$  und  $\alpha_6$ , sowie die Spinfunktionen  $f_s$  und  $f_I$  sind dabei offenbar nicht auf die interne Protosimplexstruktur der Konfigurationszonen rückführbar, sondern sie müssen ein Ausdruck der Konjunktorspinstruktur dieses konfigurativen metrischen Gefüges sein. Bei der Ermittlung dieser  $\alpha_j$  kann von der Tatsache ausgegangen werden, daß die  $\mu_+$   $\alpha_j = \mu_j$  elementare Masseneinheiten der Zonen  $j$  für  $m + Q_n = m + Q_m = p + Q_p = \sigma + Q_\sigma = 1$  sind, derart, daß auch  $\mu_5$  und  $\mu_6$  Masseneinheiten der Spinbeiträge  $f_s = I f_I = 1$  im Massenspektrum  $M(c,d)$  darstellen. Im folgenden beschreibe  $V_\varepsilon$  das phänomenologische Korrelationspotential für  $e_\pm^2$  und  $V_e$  dasjenige für  $e_\pm^2$ , während die übrigen Potentiale durch  $V_{xy}$  indiziert werden, wobei auch hier  $V_\alpha$  für  $e_\alpha^2$  steht. Ganz allgemein kann festgestellt werden, daß die  $\mu_i = \mu_+ \alpha_i$  mit  $1 \leq i \leq 6$  wegen des prototropen Charakters dieser Massen nur von  $q$  und  $k$  in  $\eta_{qk}$  gemäß  $\mu_i (\eta_{qk})$  abhängen können, aber auf keinen Fall

von den zeitlichen variablen Besetzungen  $n_{(j)}(t) = n_j$  der Zonen, weil im Fall einer solchen Abhängigkeit die  $\mu_i$  selbst zu Zeitfunktionen würden. Dies ist aber wegen des Einheitscharakters dieser Prototropen  $\mu_i$  als Trägheitsbeiträge unmöglich. Da  $\mu_+$  als Eichfaktor erscheint (und zwar im Sinne einer abgeleiteten Naturkonstante), müssen die  $\alpha_i = \alpha_i(\eta_{qk})$  für  $i \neq 4$  sein. Nur im Fall  $i = 4$  gibt es allein die Möglichkeit  $\alpha_4 = 1$ , weil bei  $i = j = 4$  die massive Internstruktur in die externe punktuelle Konfiguration übergeht, welche als Wechselwirkungspotenz möglicher Korrespondenzen in den externen  $R_3$  übergeht.

Für die Ruheenergien der Elementarmassen gilt offensichtlich in einer gegen  $\hat{C}$  des  $R_6$  invarianten Form  $E_j = \mu_j w^2$  und  $E_+ = \mu_+ w^2$  in der  $R_3$ -Projektion. Im Fall  $j = 1$  des Zentralbereiches gilt offenbar symmetronisch das Verhältnis  $\frac{E_1}{E_+} = \frac{V_{\epsilon w}}{V_{\epsilon}} V_{\epsilon}^{-1} = \frac{1}{2} (1 + \sqrt{\eta_{qk}})$  und  $\frac{E_2}{E_+} = \frac{V_{\epsilon}}{V_{\epsilon}} = \eta_{qk}^{-1}$  für den Bereich  $j = 2$ . Dies bedeutet aber  $\mu_1 = \left( \frac{1 + \sqrt{\eta_{qk}}}{2} \right) \frac{\mu_+}{2}$  und  $\mu_2 = \frac{\mu_+}{\eta_{qk}}$  oder wegen  $\mu_{1,2} = \alpha_{1,2} \mu_+$  auch  $2 \alpha_1 = 1 + \sqrt{\eta_{qk}}$  und  $\alpha_2 \eta_{qk} = 1$ , so daß für  $j = 1$  und  $j = 2$ , aber auch für  $j = 4$  die Faktoren

bestimmt sind.

Ganz allgemein haben in den  $\mu_j = \mu_+ \alpha_j$  die  $\alpha_j$  für  $j \leq 4$  die Eigenschaft, das Trägheitsmaß der betreffenden Konfigurationszone  $j$  mit  $\alpha_j \neq 1$  zu deformieren und zwar als Folge des Ladungsfeldes im Zusammenhang mit  $k$  als Kondensorziffer. Aus diesem Grunde muß stets wegen der punktuellen Besetzung der Externzone  $\alpha_4 = 1$  sein, während für  $j \leq 3$  die  $\alpha_j \neq 1$  für  $k > 1$  und  $q > 0$  werden müssen, zumal die  $j \leq 3$  keine punktuellen Protosimplexbesetzungen aufweisen.

Bei der Ermittlung von  $\mu_3$  muß insbesondere berücksichtigt werden, daß an der Grenze der Mesozone  $j = 3$  der Übergang vom metaphorisch massiven Bereich des Stratoms in den punktuell besetzten Feldbereich des umgebenden  $R_3$  der Externzone  $j = 4$  erfolgt. Aus diesem Grunde wird  $\mu_3$  durch eine unbekannte Funktion  $\mu_+ f(k)$  im wesentlichen bestimmt, welche auf das konfigurative Protosimplexgerüst zurückgeht, und von einer weiteren Funktion  $\mu_+ q F(k, q)$  des Ladungsfeldes  $q$  vermindert wird, derart, daß die Deformation  $f$  durch  $F$  für  $q > 0$

wirksam wird (im Sinne einer Reduktion). Mithin kann der Ansatz  $\mu_3 = \mu_+ (f - qF)$  oder  $\alpha_3(k, q) = f(k) - q F(k, q)$  wegen  $\mu_3 = \mu_+ \alpha_3$  verwendet werden. Von  $f$  muß hierin  $f(1) = 1$  gefordert werden, weil  $k = 1$  bei  $q = 0$  die einfachen Grundflußverläufe charakterisiert. Setzt man zur Analyse das Argument  $x \geq 1$  in  $f(x)$ , dann muß über die Forderung  $f(1) = 1$  hinaus auch  $x \delta_x f = (x-1) f(x)$  gelten, weil die Änderung von  $f$  der Abweichung  $x - 1$  vom Wert  $x=1$  proportional sein muß, und der Proportionalitätsfaktor nur der auf  $x$  bezogene Wert  $f$  sein kann. Die Integration wird über das Intervall  $1 \leq x \leq k \geq 1$  erstreckt und liefert wegen  $\delta \ln(xf) = \delta x$ , wobei  $\delta x$  in der Größenordnung  $\sqrt{\tau}$  liegt, den Wert  $\ln(kf(k)) - \ln 1 = k-1$ , oder potenziert  $k f(k) = e^{k-1}$  wegen  $\ln 1 = 0$ . Damit ist aber  $f(k)$  explizit bekannt.

Zur Bestimmung der Funktion  $F$  aus  $\alpha_3 = f - q F$  muß zunächst berücksichtigt werden, daß beim Übergang  $j = 3$  nach  $j = 4$  diese Funktion aus einem im wesentlichen von  $e_\rho$  und  $e_\omega$  bestimmten Anteil  $H$  und einem von  $e_\delta$  bestimmten Anteil  $G$  zusammengesetzt sein muß, so daß  $F = H + G$  zu setzen ist. Zur Bestimmung der beiden Funktionen werden metronische Änderungen  $\delta_e$  (in der Größenordnung  $\sqrt{\tau}$ ) der internen Ladungsfeldkomponenten 193, also metronische Variationen interner Potentiale  $V_{xy}(k)$  mit  $V' = V(k=1)$  und  $V'' = V(k=2)$  betrachtet, wobei die  $R_3$ -Distanz als Grenze von  $j=3$  als Konstante aufgefaßt werden muß. Die metronisch zu variierenden Potentiale werden durch  $V_{(\omega)}$ ,  $V_{(\rho\rho)}$ , sowie  $W$  als Variation zwischen  $V_{\omega\omega}$  und  $V_{\delta\delta}$ , beziehungsweise  $V_{(\rho\rho)}(G)$  als Variation zwischen  $V_{\rho\rho}$  und  $V_{\rho\rho}^*$  ( $q=1$ ) bezogen auf  $e_\omega \epsilon_\pm$ , beziehungsweise  $e_\rho^2$  oder  $e_\delta^2$  und  $e_\omega^2$  als interne Ladungsfeldkomponenten aufgefaßt. Darüberhinaus muß es eine unbekannte metronische Funktion  $X(\nu)$  geben, die den Anstieg der von der betreffenden Struktur erfaßter Metronenzahl wiedergibt. Dies bedeutet aber, daß  $X(\nu) = X_\nu$  als Zahlenfolge aufgefaßt, sich so verhält, daß sich das laufende Glied stets aus der Summe der beiden vorangegangenen Folgenglieder zusammensetzt. Sind weiter  $A_1$ ,  $A_2$  und  $A_3$ , sowie  $B_1, B_2, B_3$  und  $B_4$  nur von  $k$  abhängige Proportionalitätsfaktoren, dann setzt sich die metronische Variation  $\frac{\delta H}{H}$  additiv aus den Varia-

tionen  $A_1 \frac{\delta_e V(\omega)}{V(\omega)}$ , sowie  $A_2 \frac{\delta X}{X}$  und  $A_3 \frac{\delta_e V(\varrho\varrho)}{V(\varrho\varrho)}$ , aber  $\frac{\delta G}{G}$  aus den Variationen  $B_1 \frac{\delta_e V(\varrho\varrho)(G)}{V(\varrho\varrho)(G)}$ , sowie  $B_2 \frac{\delta X}{X}$ , ferner  $B_3 \frac{\delta_e V(\varrho\varrho)}{V(\varrho\varrho)}$  und  $B_4 \frac{\delta_e W}{W}$  zusammen. Dies bedeutet also  $\frac{\delta H}{H} = A_1 \frac{\delta_e V(\omega)}{V(\omega)} + A_2 \frac{\delta X}{X} + A_3 \frac{\delta_e V(\varrho\varrho)}{V(\varrho\varrho)}$  und  $\frac{\delta G}{G} = B_1 \frac{\delta_e V(\varrho\varrho)(G)}{V(\varrho\varrho)(G)} + B_2 \frac{\delta X}{X} + B_3 \frac{\delta_e V(\varrho\varrho)}{V(\varrho\varrho)} + B_4 \frac{\delta_e W}{W}$ , also da  $\delta_e$  metronische Variationen der Ladungsfeldkomponenten im metronischen Bereich kennzeichnet und  $X$  mit sehr großen Metronenziffern die Grenze zwischen  $j = 3$  und  $j = 4$  festlegt,  $\delta \ln H = A_1 \delta_e \ln V(\omega) + A_2 \delta \ln X + A_3 \delta_e \ln V(\varrho\varrho)$ , sowie  $\delta \ln G = B_1 \delta_e \ln V(\varrho\varrho)(G) + B_2 \delta \ln X + B_3 \delta_e \ln V(\varrho\varrho) + B_4 \delta_e \ln W$ .

Wenn sich in  $X(\gamma)$  die Ziffer  $\gamma = z$  auf die räumliche Grenze zwischen  $j = 3$  und  $j = 4$  bezieht, dann muß  $\delta \ln X$  metronisch über diese Gr<sup>2</sup>nzschicht  $\gamma = z$  bis  $\gamma = z + 1$  integriert werden, was

$$\int_z^{z+1} \delta \ln X = \ln X(z+1) - \ln X(z-1) = \ln \frac{X(z+1)}{X(z-1)} = \ln Y$$

für diese Grenzschi<sup>2</sup>ht liefert. Als Metronintegrale erhält man da

$$\ln H - A_2 \ln Y = A_1 \int_{V_\alpha}^{V_\beta} \delta_e \ln V(\omega) + A_3 \int_{V_e}^{V_{\varrho\varrho}} \delta_e \ln V(\varrho\varrho) \quad \text{und}$$

$$\ln G - B_2 \ln Y = B_1 \int_{V_a}^{V_b} \delta_e \ln V(\varrho\varrho)(G) + B_3 \int_{V_e}^{V_{\varrho\varrho}} \delta_e \ln V(\varrho\varrho) +$$

$$+ B_4 \int_{W_a}^{W_b} \delta_e \ln W. \text{ Die metronische Ladungsfeldvariation } \delta_e \text{ be-}$$

zieht sich nur auf die Komponenten in 193, nicht aber auf  $\epsilon_+ = \text{const}$  aus 126, so daß  $V_{\epsilon\epsilon} = V_\epsilon = \text{const}$  als Bezugsgröße dieser Variation nicht unterworfen ist. Aus diesem Grunde können die in  $H$  zu dem zu  $A_1$  gehörenden Metronintegral angegehenden Grenzen ebenso festgelegt werden, wie diejenigen der Metronintegrale aus  $G$ , welche zu den Faktoren  $B_1$  und  $B_4$  gehören. Es bietet sich  $2 V_\alpha = V_\epsilon$  und  $V_a = V_{\varrho\varrho}$  an. Für die oberen Schranken gilt hinsichtlich  $H$  das  $V_\beta$  demjenigen Anteil von  $V_\omega$

proportional ist, der auf die p-Zone  $j = 3$  entfällt. Da es jedoch nur drei Zonen  $j \leq 3$  im massiven  $R_3$ -Bereich der Struktur gibt, muß auf  $3 V_\beta \sim V_{\omega\epsilon}$  geschlossen werden, wo der Proportionalitätsfaktor nur die Koppelungskonstante des an  $j = 3$  gekoppelten elektromagnetischen Feldes (wegen  $q > 0$ ), also die Feinstrukturkonstante  $\alpha$  des Lichtes sein kann, so daß  $3 V_\beta = \alpha V_{\omega\epsilon}$  zu setzen ist. Im Fall G hingegen muß  $V_b$  das auf den Faktor  $e^{-1}$  abgeklungene Potential  $V_{\epsilon\epsilon}$  der raumzeitlichen Minimalkondensation  $k = q = 1$  sein, weil für alle  $q > 0$  die das Ladungsfeld bestimmenden Kondensorflüsse mindestens in dieser Minimalform existieren müssen, weil anderenfalls  $q = 0$  wäre. Es gilt also  $e V_b = V_{\epsilon\epsilon}^{(q=1)}$ . Als Grenzen des zu  $B_4$  gehörenden Metronintegrals in G gilt auf jeden Fall  $W_a = V_{\omega\omega}$ , wobei infinitesimal ein solches Integral zunächst bis  $V_\epsilon$  erstreckt würde, dem sich eine weitere Integration von  $V_\epsilon$  bis  $W_b \sim V_{\delta\delta}$  anschließt. In  $W_b = C_k V_{\delta\delta}$  muß der Proportionalitätsfaktor gemäß  $(2C_k)^{k+1} = 1/2 (1+Q_\sigma)$  dem Anschluß der Zone  $j = 4$  Rechnung tragen. Wegen  $Q_\sigma = 2^{s-1} - 1$  mit  $s = k^2 + 1$  wird daher, weil  $k^2 - 1 = (k+1)(k-1)$  ist, wegen dieses  $\sigma$ -Anschlusses  $C_k = 2^{k-2}$ , also  $W_b = 2^{k-2} V_{\delta\delta}$ . Bei der Durchführung der metronischen Integrationen ist zur unteren Grenze stets die metronische Variation  $\delta_e$  des betreffenden Potentials zu addieren, weil nach den Regeln metronischer Integration diese Variation nur dann bei der Ausführung des metronischen Integrals kompensiert wird. Die Ausführung der Integrale liefert unter Berücksichtigung dieser Grenzen mit  $V_{xy} \sim e_x e_y$ , wenn die Beziehung 193 verwendet wird  $\ln H - A_2 \ln Y = A_1 \ln \left( \frac{\alpha}{3} (1 + \sqrt{\eta_{qk}}) \right) +$   
 $+ A_3 \ln \eta_{qk}$  und  $\ln G - B_2 \ln Y = B_1 \ln \left( \frac{\eta_{11}}{e \eta_{qk}} \right) + B_3 \ln \eta_{qk} +$   
 $+ B_4 \ln \left( 2^k \left( \frac{1 - \sqrt{\eta_{qk}}}{1 + \sqrt{\eta_{qk}}} \right)^2 \right)$ . Hierin können die Konstanten  $A_i$  und  $B_r$  mit  $i \leq 3$  und  $r \leq 4$  frei vorgegeben werden. Die Feststellung  $A_1 = B_1 = B_4 = 1$ , ferner  $2 A_2 = 2 k + 1$ , sowie  $2 B_2 = B_3 = k$  und  $A_3 = 1 - 4 k$  ist der Empirie des Elektrons und Protons optimal angepaßt. Damit ergibt sich H und G nach Potenzierung  $H = \frac{\alpha}{3} (1 + \sqrt{\eta_{qk}}) \left( \frac{\sqrt{Y}}{\eta_{qk}} \right)^{2k+1} \eta_{qk}$  und  $G = \frac{\eta_{11}}{e \eta_{qk}} (2 \eta_{qk} \sqrt{Y})^k \left( \frac{1 - \sqrt{\eta_{qk}}}{1 + \sqrt{\eta_{qk}}} \right)^2$

Noch offen ist das Verhältnis  $Y = \frac{X(z+1)}{X(z-1)}$ , welches auf

jeden Fall ein Verhältniss sehr hoher Ziffern ist, weil für  $j = 3$  mindestens die oberen Metronenziffern des zweiten Gültigkeitsbereiches gelten. Die unbekannte Funktion  $X(\nu)$  erfüllt (wie oben erwähnt) die Eigenschaft einer Zahlenfolge

$\varphi_\nu = \varphi_{\nu-1} + \varphi_{\nu-2}$  für  $\nu \geq 2$ . Wird diese Folge als metronische Funktion geschrieben, dann gilt  $\varphi(\nu) = \varphi(\nu-1) + \varphi(\nu-2)$  oder  $\varphi(\nu-2) = \varphi(\nu) - \varphi(\nu-1) = \delta \varphi$ . Andererseits gilt

$\delta^2 \varphi = \varphi(\nu) - 2\varphi(\nu-1) + \varphi(\nu-2) = \delta \varphi - \varphi(\nu-1) + \varphi(\nu-2)$   
 $= 2\delta \varphi - \varphi + \varphi(\nu-2)$ , worin mit  $\varphi(\nu-2) = \delta \varphi$  substituiert

werden kann. Daraus folgt  $\delta^2 \varphi - 3\delta \varphi + \varphi = 0$ , so daß der Selektor  $\delta^2 - 3\delta + () = 0$  aus der Gesamtheit eindimensionaler

metronischer Funktionen diejenige Klasse auswählt, die als Zahlenfolge der Bedingung  $\varphi_\nu = \varphi_{\nu-1} + \varphi_{\nu-2}$  genügt, einer Klasse, der auch die unbekannte Funktion  $X(\nu)$  des Verhältnisses  $Y$  angehört. Ein typisches Kennzeichen dieser von  $\delta^2 - 3\delta + () = 0$  selektierten Funktionen ist die starke Konvergenz des Verhältnisses  $\frac{\varphi(\nu)}{\varphi(\nu-1)}$  gegen eine im Endlichen liegende obere Schranke gemäß  $\lim_{\nu \rightarrow \infty} \frac{\varphi(\nu)}{\varphi(\nu-1)} = \xi < \infty$ . Diese Schranke  $\xi$  ist eine irrationale Zahl und kann in den ersten acht Dezimalstellen zu

$\xi = 1,61803399$  ermittelt werden. In sehr guter Näherung kann also  $2\xi \approx 1 + \sqrt{5}$  gesetzt werden, was in den ersten acht Dezimalstellen exakt ist. In  $Y$  würde  $\xi$  auf 8 oder 9 Dezimalstellen bereits dann erreicht werden (und sich mit wachsender Metronenziffer nicht mehr ändern), wenn  $X(z)$  über den mittleren Metronenziffern des ersten Gültigkeitsbereiches läge. Tatsächlich liegt aber  $X(z)$  mindestens im zweiten metronischen Gültigkeitsbereich, so daß sowohl  $\frac{X(z+1)}{X(z)} = \xi$  als auch

$\frac{X(z)}{X(z-1)} = \xi$  und daher  $Y = \frac{X(z+1)}{X(z-1)} = \xi^2$  auf jeden Fall erfüllt ist. Mit  $Y = \xi^2$  und  $2\xi \sim 1 + \sqrt{5}$  gilt also

$3H = \alpha (1 + \sqrt{\eta_{qk}}) \left( \frac{\xi}{\eta_{qk}} \right)^{2k+1} \eta_{qk}$  und  
 $e \eta_{qk} G = \eta_{11} (2\xi \eta_{qk})^k \left( \frac{1 - \sqrt{\eta_{qk}}}{1 + \sqrt{\eta_{qk}}} \right)^2$ , was in der Form  $F = H + G$   
 mit  $k f = e^{k-1}$  in  $\alpha_3 = f - q F$  eingesetzt werden kann.

In dem Ausdruck für  $\alpha_3$  erscheint in der Funktion  $H$  die Feinstrukturkonstante  $\alpha$ . Mit  $4\pi^2 e_{\pm}^2 = \pm 3 \sqrt{2} \frac{h}{R_-}$  und der quantenelektrodynamischen Aussage  $e_{\pm}^2 \sim \alpha$  wurde ein

theoretischer Wert zu  $(2\pi)^5 \alpha' = 9,2$  ermittelt, doch zeigt der numerische Wert, daß  $\alpha'$  deutlich unter der Toleranzgrenze des Meßwertes liegt. Immerhin beträgt diese Mißweisung  $-0,0015\%$ . Da sich aber der theoretische Wert  $e_+$  ohne Fehlerabweichung mit dem empirischen Wert deckt, kann diese Mißweisung nur darauf zurückgehen, daß die verwendete quantenelektrodynamische Beziehung  $e_+^2 \sim \alpha'$  nicht vollständig ist, so daß  $\alpha' < \alpha$  um  $-0,0015\%$  ausfällt.

Das die Photonen der H-Spektralserien emittierende System, also <sup>des</sup> H-Atom, ist in seinem Grundzustand durch die elektronische stationäre Wechselbeziehung zwischen dem Proton  $p$  ( $e^+$ ) und dem Elektron  $e^-$  als s-Term auf der K-Schale aufzufassen.  $p$  und  $e^-$  sind aber empirisch als materielle Letzteinheiten, also als ponderable stratonische d-Hermetrien ausgewiesen. Dies bedeutet aber, daß  $p$  und  $e^-$  auf jeden Fall die vierfache Konturierung des  $R_3$  durch die Konfigurationszonen  $j \leq 4$  aufweisen müssen. Darüberhinaus wird der d-Charakter beider  $R_3$ -Konfigurationen durch die internen elektronischen Ladungsfeldkomponenten von  $e^\pm$  gekennzeichnet, welche durch 193 ausgedrückt werden. Hätten weder  $p$  noch  $e^-$  eine derartige stratonische Internstrukturierung, dann würde  $e_+^2 \sim \alpha'$  fehlerfrei gelten, und zwar auch dann, wenn bei vorhandener stratonischer Konturierung sich an der internen Struktur nichts ändern würde, wenn  $e^-$  im elektrostatischen  $p$ -Feld als s-Term auf der K-Schale eines H-Atoms gebunden wird. Da nachweislich  $e_+^2 \sim \alpha'$  wegen  $\alpha' < \alpha$  (empirisch) nicht exakt erfüllt ist, muß geschlossen werden, daß sich bei der Wechselbeziehung gewisse Konfigurationen stratonischer Internelemente ändern, was zu  $\alpha' < \alpha$  bei der Spektralserienemission führt. Diese strukturelle Änderung wird bereits dadurch nahegelegt, daß  $e^-$  im  $p$ -Feld nicht einseitig korpuskular aufgefaßt werden darf, sondern im dualen Bild als zirkuläre Elektronenwelle der Länge  $\lambda_H = 2 \pi r_H$  aufgefaßt werden muß, wenn  $r_H$  der Radius des H-Grundzustandes ist. Diese stehende Elektronenwelle bestimmt aber die gesamte Oberfläche  $4 \pi r_H^2$  dieses Grundzustandes als s-Niveau. Zwar erfahren die Protosimplexkondensationen dieses Elektronenfeldes innerhalb der betreffenden  $j$ -Zonen nur in sofern eine Änderung, als ein relativistischer Massenanstieg wegen der Invarianz gegen  $\hat{A}_-(R_4)$  dem korpuskular aufgefaßten

Elektron zukommt; doch bedeutet das Erscheinen im Wellenbild auf der Oberfläche  $4 \pi r_H^2$  ein starkes metrisches Abweichen von der Metrik des ungebundenen Elektrons, was sich auf die internen Ladungsfeldkomponenten (nach 193) auswirken muß. Diese Verschiebung von Ladungsfeldkomponenten als Folge der Bindung im p-Feld muß sich aber auf die Linienemission des angeregten Zustandes auswirken, so daß zur Bestimmung von  $\alpha$  die phänomenologische Beziehung  $e_{\pm}^2 \sim \alpha$  nicht verwendet werden kann, weil hier die variable interne Strukturierung nicht berücksichtigt wird. Wie eine Korrektur der Bestimmungsgleichung für  $\alpha$ , also implizit  $z(\alpha, e_{\pm}) =$  durchzuführen ist, kann sich nur aus der vollständigen Beschreibung stratonischer Internstrukturen ergeben. Aus diesem Grunde kann die Deduktion zur Korrektur von  $(2\pi)^5 \alpha' = 9$  erst dann weitergeführt werden, wenn aufgrund einer explizit bekannten stratonischen Internstrukturierung aller c- und d- Terme eine Interpretation der nach 193 a möglichen k-Werte gelingt.

Zusammenfassend können vorerst hinsichtlich des Protosimplexgefüges  $M_p$  die folgenden expliziten Aussagen zusammengestellt werden, und zwar zunächst hinsichtlich der zeitlich konstanten Strukturzustände :

$$\begin{aligned} \mathbb{N}(j)(t) &= n(j) + Q(j), \quad (j \leq 4) \equiv (n, m, p, \sigma), \quad Q_n = 3 \cdot 2^{s-2}, \\ Q_m &= 2^s - 1, \quad Q_p = 2^s + 2 \cdot (-1)^k, \quad Q_\sigma = 2^{s-1} - 1, \\ s &= k^2 + 1 = \text{const}(t) \end{aligned} \quad 193 \text{ b,}$$

während sich für die  $j \leq 4$  Koeffizienten  $\alpha_j$  die Darstellung

$$\begin{aligned} 2 \alpha_1 &= 1 + \sqrt{\eta_{qk}}, \quad \alpha_2 \eta_{qk} = 1, \quad k \alpha_3 = e^{k-1} - k q F, \quad \alpha_4 = 1, \\ F &= H + G, \quad 3 H = \alpha (1 + \sqrt{\eta_{qk}}) \left( \frac{\xi}{\eta_{qk}} \right)^{2k+1} \eta_{qk}^3, \quad e \eta_{qk} G = \\ &= \eta_{11} (2 \xi \eta_{qk})^k \left( \frac{1 - \sqrt{\eta_{qk}}}{1 + \sqrt{\eta_{qk}}} \right)^2, \quad 2 \xi \approx 1 + \sqrt{5} \end{aligned} \quad 193c$$

ergeben hat. Damit ist aber die stratonische Internstrukturierung bis auf  $\alpha$  vollständig beschrieben worden. Die noch offene Bestimmung von  $\alpha_5$  und  $\alpha_6$ , sowie der zugehörigen Spinfunktionen setzt eine Analyse interner Spinstrukturen komplexer Hermetrien voraus.







## 2.7 Stratonische Spinstrukturieren

223

Nach der Bestimmung der vier Protosimplenmarken  $\mu_j$  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  $\mu_5$  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  $k' \leftarrow k$  unter der Konfigurationszahl  $k$  impliziert. Da im beobachtbaren Bereich nur  $k = 2$  und  $k = 1$  als konfigurationsbeschreibende des freiforms ponderabler Hermettien existieren, galte  $\mu_5$  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  $d$ -

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 Feldflüsse. Es gibt zweifel-  
 los einen Impuls  $P_{(3)}$  des Konjunktors  
 spinus, 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 zeigen, d.h., daß sie der  
 gesamte Konfigurationsimpuls  $P_{cs} = m_{cs} \cdot v$   
 aus allen  $P_{cs}$  zusammensetzt. 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 strukturellen 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  $m_{(1)} = 8/w \cdot \mu_5 \cdot W = 8/\eta \cdot \mu_5 \cdot (1 - \frac{e^\eta}{w})$   
 liefert, weil  $N(1) = 3 + 3 + 2 + 1 - 1 = 8$  gilt.  
 Mit  $\mu_-/\mu_+ = \sigma_-/\sigma_+$  und  $\mu_5 = \mu_+ - \mu_-$  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  $2\mu_5 = m_{(1)} + m_{(2)} = m_{(1)} \cdot$   
 $\cdot (1+B)$  liefert dann, wenn zur Kürzung

$\eta R = P \left(1 - \frac{d-1}{d}\right) \cdot \left(1 - \eta \frac{d}{d}\right)$  und  $m(1) = \mu_+ R 227$   
 verwendet wird, und wenn darüber-  
 hinaus  $\mu_5 = \mu_+ \cdot d_5$  berücksichtigt wird  
 $2 d_5 = R \left(1 + k(k-1) 2^{k+3} N R \left(\frac{1 - \sqrt{2ak}}{1 + \sqrt{2ak}}\right)^2\right)$  ist  
 Koeffizienten der Spinfunktion.

Für Bestimmung von  $\mu_6 = \mu_+ d_6$ ,  
 also des Koeffizienten  $d_6$  einer Funk-  
 tion des Isomorphiespiels muß 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 Zusatz  $\mu_6 = \mu_5 \cdot R' \cdot B'$ . 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 Verwischung  $R \in \bar{\sigma} = \pm \bar{\sigma}_0 j \neq \bar{\sigma}$  in  
 dem  $R_3$  auftritt. Wegen dieser Realität  
 muß dieser externe Faktor  $R'$  bezogen  
 auf die  $\sigma$ -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 (provokativ 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  $L \sim 1/2 (k+1)$  pro-  
 portional 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 fache Verhalt, der auch in  $\alpha_5$  hinsichtlich  $m_{(2)}$  erscheint. Wegen  $(k+1) \cdot (k-1) = k^2 - 1$  gilt also  
 $L \sim \sqrt{k} (k^2 - 1) N$ , wobei der Proportionalitätsfaktor  $F(q)$  allein von der Ladungsquantenzahl der  $d$ - oder  $e$ -Kette abhängt. Es gilt also  
 $B' : k + \cos \pi k = \sqrt{k} (k^2 - 1) \cdot NF$ , 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 Eigenschaften dieser beiden Ladungsfunktionen  $q$  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 Ladungsfeldpotentiale, 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 Teilkomponente der Eichungsfeld-Komponenten liefert dann  $g \cdot \sqrt{\eta_{12}} = q$  und  $B \cdot Q_n \cdot \eta_{12} = -(1-q)N'$ , also  $\bar{F} \cdot \sqrt{\eta_{12}} = q - (1-q) \cdot \frac{N'}{Q_n \cdot \sqrt{\eta_{12}}}$ , 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  $\alpha_6$  und  $\alpha_5$ , also für die beiden noch fehlenden Koeffizienten die Darstellung:

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

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

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

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

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



Da  $\alpha_6$  in  $H_6$  der Faktor vor der Isomorphie-  
 spurfunktion ist, muß  $\alpha_6$  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  $\text{ext}$  evtl. für letztes gilt.

Bis auf die Darstellung der Funktionen  
 $\psi$  sind im Termsektor  $T; m = 11$  von  
 126 in der Summendarstellung  $H = \sum_{i=1}^{126}$   
 $H_{ij}$  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 Elementarma-  
 sen  $\mu_{5,6} = h_{5,6} \mu_+$  explizit bekannt.

Der im Skalarprodukt  $\bar{\sigma} = i(\bar{\sigma}_0 \cdot s +$   
 $+ \bar{\sigma}_0 \cdot f(-1)\bar{\sigma})$  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  $f_5$   
 auch dem 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

geradzahlig. Dann wird  $f_5 \neq 0$  ist  $P+Q233$   
 oder gegen ungeradzahlig. Dann wird  $f_5 = 0$   
 so dass allgemein  $f_5 = P(P+Q) \cdot \cos \pi \frac{P+Q}{2}$   
 gilt. Da  $P+Q$  aus den ganzen Zahlen  
 $P$  oder  $Q$  zusammengesetzt ist, muss  
 $P+Q$  selbst immer geradzahlig sein,  
 was von  $\pi (P+Q) = (-1)^{P+Q}$  real sowie  
 $f_5 = P(P+Q) \cdot (-1)^{P+Q}$  unmöglich ist. Aus dieser  
 Formel gilt  $N_5 = \mu_+ \cdot \frac{a_5}{2} P(P+Q) \cdot (-1)^{P+Q}$   
 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

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

$$N_6 = 4 a_6 \quad \dots \quad 191$$

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

das  $\mathcal{Q} (Q_j)_1^4$  nur von den zeitlich  
 konstanten Besetzungen  $Q_j$ , aber  
 $S (n_j)_1^4$  von den zeitlich variablen  
 Besetzungen, bzw.  $F (n_j, Q_j, \mathcal{Q})_1^4$  von  
 den nichtlinearen Verknüpfungen  
 bestimmt werden, während  $\Phi(P, Q, q)$   
 die Spinstruktur und den For-  
 dungsfeldanteil  $N_2$  enthält. Auf  
 diese Weise ergibt sich als ein-  
 zeiliges Karrenspektrum sta-  
 tionärer komplexer Kettenketten  
 die einfache Darstellung

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

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

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

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

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

eingeführt.\*

Die Basisierungen 190 bis 192 a beschreiben vollständig das dem Spektrum 126 äquivalente diskrete Punktspektrum der Stratonischen (also periodischen)  $\pi$ -Wirkel-Heteroclinen. Die Funktion  $K$  wird dabei (als ~~so~~ zahlentheoretische Funktion ganzzahliger Molizes) von den ganzzahligen Parameterparametern  $n_j$  der Proportionalitätsbeziehungen und den Quantenzahlen  $K, P, Q$  und  $q$  bestimmt. Während für diese Quantenzahlen Erhaltungssätze, also Invarianzforderungen ~~als~~ als Symmetrieeigenschaften 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  $\gamma$  muß einer-  
 seits festgestellt werden, ob dieser  
 Quasibenzolbenzofuran vollständig  
 ist, bzw. wie er gegebenenfalls  
 vollständig werden kann, und  
 andererseits ist zu untersuchen,  
 welche konkreten Bindungsregeln  
 (in Analogie zu Gleichung 192a)  
 für die Quasibenzolbenzofuran und  
 die  $n_f$ -Quasibenzolbenzofuran  $f \leq 4$  gelten,  
 denn nicht jede ganze Zahl und  
 nicht jede Quasibenzolbenzofuran ganzer Zahlen  
 kann zugelassen werden, weil  
 sonst  $K$  ebenfalls eine Preislokon-  
 timierung wäre, was aber mit der  
 Empirie auf keinen Fall vereinbar  
 ist.

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 Drehmomenten des  $R_6$ ,  
 während sich  $\bar{\sigma}_0$  als Einheitsvektor  
 auf den  $R_3$  bezieht; so daß  $\bar{\sigma}_0^2 = \bar{\sigma}_0^2 = 1$ ,  
 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 Raumspie-  
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 Raumspielmultiplikat  $\mathcal{H}_2 = 2j + 1 =$   
 $= Q + 1$  hinsichtlich der Einstellungs-  
möglichkeiten des Raumspiels 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  $P_{max} = \mathcal{H} \cdot k + 1$  so  
 $P \leq P_{max}$ , so daß für diese Isomorphismen  
der strukturellen Raumspielstruktur das  
Intervall  $0 \leq P \leq \mathcal{H} \cdot k + 1$  liegt. Mit ihm  
bestimmt  $k$  durch dieses Intervall die  
Zahl der möglichen Raumspieliso-  
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 Spin- $\sigma$ -Kurven im Intervall  
 der Spinisomorphismen (also  $\underline{P}$ ) zu  
 ermitteln. Mit den Konstanten  $\beta$   
 $\beta_1, \beta_2$  und  $\beta_3$  wird es möglich die  
 Multiplikts durch drei Funktionen  $Q$   
 $H, Y$  und  $Z$  exponentiell darzustel-  
 len und zwar als  $\underline{H} = \beta_1 + e^H$ , sowie  
 $\underline{Y} + Y_{\max} = \beta_2 + e^Y$  und  $\underline{Z}_R = \beta_3 + e^Z$ , 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 Randumfren-  
 zlösung 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  $\kappa$  oder  $\alpha$  komplexer Hermitescher  
 unabhängig ist. Die für die fundamen-  
 talen Quantenzahlen müssen  
 aber die statistischen Elemente  
 komplexer Hermitescher 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  $\alpha$  als  
 Doubletzahl definiert werden  
 muß, welche den fundamentalen  
 Satz zu  $(k, P, Q, \alpha)$  ergänzt und

nur im Fall der Darstellung  $x = 1$  er-  
 scheinen kann, während in  
 übrigen  $x = 0$  ist. Mit dem Ein-  
 heitselement  $\delta_{ij}$  aus  $\mathbb{E}$  wird dann  
 $x = \delta_{1,p}$ , wobei der Proportionali-  
 tätsfaktor für das erste Darstellungselement  
 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  $\lambda$   
 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  $\pi \bar{Q}$  erhöht, als die Dif-  
 ferenz zwischen  $\underline{Q}$  und  $\bar{Q}$  aufgeföhrt  
 werden. Dennoch scheint  $\lambda_{\max}$   
 nur noch von  $k$  bestimmt zu sein,  
 so dass zur Kürzung  $\lambda_{\max} = \lambda_k$  in  
 $\lambda_k + \cos. \pi \underline{Q} - \cos. \pi \bar{Q} = \underline{Q} - \bar{Q}$  zu  
 setzen ist. Hierin ist  $\underline{Q} - \bar{Q} = k$  und  
 wegen der Ganzzahligkeit  $\cos \pi \underline{Q} -$   
 $-\cos \pi \bar{Q} = -(-1)^{2k} + (-1)^k = -1 + (-1)^k$ ,  
 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  $1 \leq \lambda \leq \lambda_k$  gesetzt ist.  
 Werden in  $P$  die Indizesungen  
 verbunden, dann werden die mög-  
 lichen fundamentalen Quanten-  
 zahlen Quadrupel  $(k, P, Q, \lambda)$   
 durch das System

$$\begin{aligned} k &= 1, k=2, 0 \leq P \leq 2k, P_1 = \\ &= 2-k, P_2 = 2k-1, Q(P) = \\ &= k-1, Q(P) = 2k-1, \lambda(\lambda) = \\ &= (1 - \sigma_{1,2}) \cdot \sigma_{1,P}, 1 \leq \lambda \leq \lambda_k = 4-k \dots \end{aligned}$$

vollständig beschrieben wird mit  
 die Konfigurationszahl  $k$  be-  
 zogen.

Die Verteilung der  $d$ -Hermetie  
 in einem solchen vorgegebenen Multi-  
 plett der Spinisomorphismen kann  
 aus der Projektion der  $P_3$ -Projektion des  
 fundamentalen imaginären Anteils  
 von  $\vec{s}$  linearer Natur sein. Kennzeich-  
 net  $q_{\lambda}$  mit  $0 \leq \lambda \leq 2s = P$  die Fading-  
 quantenzahl (mit Vorzeichen) der  
 Komponente  $\lambda$  der aus  $P+1$  der aus  
 isomorphismen Abbildungen bestehen-  
 den Multipletts, dann wäre für diesen  
 Ansatz  $q_{\lambda} = s_{\lambda} \cdot A + B$  zu wählen, wobei  
 $B(P_{\frac{1}{2}}^{\pm})$  von der Zeitrichtung  
 abhängig sein muß, während

$|q_x| = q$  gilt, so daß in der Tatsache 243  
 den Radius wegen der Implikation  
 des Radienverhältnisses in  $q_x$  diese  
 Quaderzahl mit  $|e_x|$  multi-  
 plizieren ist. Die im 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  $f$  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 der Isomorphismen 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  $\bar{\sigma}$  mit  
 dem  $\bar{\sigma}$  in bezug auf Habonspinn<sup>inf</sup> $\bar{R}$ , der  
 aus sehr vielen fluktuierenden Kondens-  
 ationen aufsteht ist, welche  
 über Konjunktionssetze mit photo-  
 top Konjunktoren mehrfache  
 Zustände konjugieren und über  
 Schenator und Kondensatquellen  
 Kondensatzen oder Kondensatzeik  
 Kon (der jeweils von polymerisierbaren  
 Hernebbisformen entspricht) zykli-  
 sche Flapaggregate 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-  
 ert soll. Mit der Weltgeschwindigkeit  $\bar{y}$   
 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-  
 zimplen. Da alle diese Funktionen  
 über die Konjunktoren aus 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 hinlänglich aus  
 Untersuchungen, Fund nur basieren auf  
 die Zeitbedingung  $\pi_4$  eine Art "Schran-  
 kenbeschränkung" des Flussverlaufs,  
 der mit  $\pi$  bezeichnet werden soll.  
 Für diesen Vektor ist die Orthogo-  
 nalität zu  $\bar{\gamma}$  keineswegs gegeben;  
 denn  $\#(\pi, \bar{\gamma}) \neq \pi/2$  und  $\bar{\gamma} \parallel \bar{x}_4$  ent-  
 spricht den zeitlichen Richtungsänderungswinkel  
 $\alpha_4$  der äquivalenten Weltgeometrie für den  
 sich nach  $\cos \alpha_4 \neq 0$  ergab. Die Parallelität  
 $\bar{\gamma} \parallel \bar{x}_4$  kann wegen des relativen  
 Charakters rationaler zeitlicher Orts-  
 änderungen (im  $\mathbb{R}_3$ ) stets erreicht  
 werden. Hierbei gilt für den Zeitverlauf  
 immer  $\cos(\pi, \bar{\gamma}) = a \neq 0$ . Da neben  
 $a \neq 0$  auch die Endlichkeit  $-\infty < a < +\infty$   
 (durch das Kosinusgesetz) gegeben ist,  
 kann die Normierung  $\frac{1}{a \cos(\pi, \bar{\gamma})} = \pm 1$   
 durchgeführt werden, was gemäß  
 $E(\mathbb{R}_4^\pm) = \pm 1$  als vorgegebene zeitliche  
 Richtungsänderung die Zeitfortschreibung

des Flusssystems wiederzukehren.  $\epsilon = +1$   
kennzeichnet dabei eine interne  
Vorzugsstruktur hinsichtlich  
der physikalischen Randzeit  $R_t^+$ , also  
der konventionellen Bewegung des physi-  
schen Uhrzeigers, während  $\epsilon = -1$   
die Spinsstruktur auf die Zeit-  
raumzeit  $R_t^-$  bezieht. Nach der sym-  
metrischen <sup>4. Dimension</sup> Betrachtung  
dessa für Vordurchflüsse zylindrischer  
Rohr muß es zu jedem zeitlichen  
Flussapparat eine entantistisierende  
Struktur geben, die als antisymme-  
trische Beziehung (also Spiegelge-  
genständlichkeit) der zylindrischen Flussappa-  
rate aufzufassen werden kann. Diese  
Antisymmetrie muß sich aber auch  
auf die Helizität hinsichtlich der  
zeitlichen Achse auswirken, was  
als  $\epsilon = -1$  etw. ausgedrückt. Mit hin bedingt  
 $\epsilon = -1$  als Faktor die entantistisierende  
Beziehbarkeit zur statischen Spins-  
struktur  $\epsilon = +1$ , was zugleich als  
Interpretation der Zeithelizität  
 $\epsilon = \pm 1$  zu verstehen ist. Anders  
ausgedrückt bezieht sich  $\epsilon = +1$   
auf  $\pm (\bar{x}^\pm, \bar{y}^\pm)$  und  $\epsilon = -1$  auf  
 $\pm (\bar{x}^\pm, \bar{y}^\pm)$  oder  $\pm (\bar{x}^\mp, \bar{y}^\mp)$ ; denn



die Begriffe  $R_4^+$  oder  $R_4^-$  sind relativ<sup>247</sup>  
 Natur, was durch diese Benennung  
 von  $\epsilon$  auf  $\bar{\gamma}(\bar{x}, \bar{y})$  in dem  $R_4^+$  aus-  
 gesprochen wird. Kennzeichnet  
 $\gamma$  irgendeinen Hermitischen  
 bilinearform  $\epsilon = +1$ , dann werden  
 die zu  $\gamma$  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  $\bar{o}$  in den  $R_3$  erschei-  
 nen  $\bar{o}_0, \bar{o} = i$  oder imaginär mit  $\bar{o}_0 \cdot \bar{o} =$   
 $i$  oder  $(-1)^j$  im Fall geradzahliges  $j$  eben-  
 falls imaginär und reell bei Halb-  
 zähligen  $j$ , wobei  $\bar{o}_0 \perp \bar{o}$  oder et-  
 was anders ist.  $Q = 2, j$  kennzeichnet  
 die Tensor- und Spinordimension (gerad-  
 oder ungeradzahlig) oder als Raumspinn  
 erscheinen der Anteil des integralen  
 Konjunktionspiels, wobei  $P = 2$  die  
 Zahl der  $0 \leq x \leq P$  Raumspinnisomorphis-  
 men mit den Multiplikationskomponenten

$2 s_x = 2 (s - x) = P - 2 x$  auftritt. Aus diesem  
 Grunde muß es neben der Zeitelastizität  
 noch zwei weitere Formen der Elastizitäts-  
 begriffes geben, nämlich die Wohlfahrt  
 $\epsilon_P = \epsilon \cos \pi x_P$  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 Dreieck  
 der Raumspinnormalephorien. Mit  
 gilt  $V_{\mathcal{C}} : V_{\mathcal{K}} = (P \in \mathcal{P} + Q \in \mathcal{Q}) : \mathcal{C}$  oder  
 $\mathcal{C} (x_{\max} + x) \cdot k = k_{\max} \cdot (P \cdot \mathcal{P} + Q \cdot \mathcal{Q})$   
 $- (Q_{\min} + x)$ . 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

$$\begin{aligned}
 \varepsilon^{\pm} (R_{\frac{\pi}{4}}^{\pm}) &= \pm 1, \varepsilon^+ = \varepsilon = \pm 1, \varepsilon_{P,Q} = \\
 &= \varepsilon \cos \pi Q ((x, Q(k-1)) + (\frac{\pi}{2})) \dots \dots \dots 1944
 \end{aligned}$$

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

Im Ansatz  $q_{\mathcal{K}} = s_{\mathcal{K}} A + B$  erreicht  
 der von der Teilbarkeit bedingte Sum-  
 mand  $B$  als eine Summe von zwei  
 arithmetischen Mitteln, nämlich  $2 B_1 =$

$= \mathcal{C} + \varepsilon Q_{\min}$  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  $q_\kappa$  (mit Vorzeichen) der Kompo-  
 nente  $\kappa$  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  $q_\kappa$  hinsichtlich  $\varepsilon$  spiegel-  
 symmetrisch ist, d.h., daß diese  
 Zweideutigkeit des Vorzeichens wie  
 beim Chiralitätskriterium in  $\mathbb{E}Q_\kappa$  aus-  
 geschlossen wird.

Wegen der Partizipation 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 Partizipationen

Spiegelungen durch die Einwirkung von Teilchen-251  
ten, was auf die Chiralitätsbeziehung  
von  $\pi$  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 250-  
und Raumelizität entscheidet dem-  
nach die in  $\mathcal{C} \times 4$  vorhandene 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 sie miteinander  
interagieren und Antipartikel ein zensi-  
teses Gemisch im  $R_3$  bilden. Wegen  
194 a entfällt aber aufgrund der  
algebraischen Eigenschaften statomi-  
scher Helixkomponenten die zweite  
Möglichkeit vollständig, weil sich in  
den kontinuierlichen Übergängen zw-  
ischen materiellen und antimateriellen  
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  $i$  hooen Pararäume  $R_4^{+i}$  mit  $i \geq 0$  in Richtung  $g_5$  eine anti-parallel telezentrierte  $R_4^-$ -Area mit der spiegelsymmetrischen Schar von Pararäumen  $R_4^{-i}$  existiert. Entsprechendes muß dann auch für die Sphären-Hilfsörter der Weltentstehung und -Ender gelten, d.h. daß jeweils die Bestimmungsorten zu Ursprung und Ende der  $R_4^+$ -Area die End- und Ursprungsorten der  $R_4^-$ -Area 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  $\mathcal{Z}_\mu$  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  $E_4^{(\mu)}: \frac{1}{2}\mu = a(k) E_+ \cdot x_\mu$   
 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  $a(k) =$   
 $= \frac{R_\mu}{Q_\mu}$  sein; dann mit dieser  
 Voraussetzung wird  $a(k=1) = 1$  und  
 $a(k=2) = 0$ . Es gilt also explizit wenn  
 $Q_{\min} = k-1$  und  $\frac{R_\mu}{Q_\mu} = 2-k$  nach 193 be-  
 stätigt wird  $\varepsilon \cdot Q_\mu \cdot \frac{1}{2}\mu + (k-1) \frac{1}{2}\mu$   
 $= \frac{1}{2}\mu (1+x_\mu) \cdot Q_\mu \cdot (2-k) + R_\mu: E_+$  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 Photosimplex-  
 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  $0 \leq \mathcal{R} \leq P_{\mu}$ , also  
 $\mathcal{Y}_{\mu} = 1 + P_{\mu}$  bezeichnen, so daß  
 jede Summe der Form  $\sum_{\mu} \mathcal{Y}_{\mu} B_{\mu} =$   
 $= \sum_{\mu} \sum_{\mathcal{R}} B_{\mu}^{(\mathcal{R})}$  als Doppelsumme auf-  
 faßt, wo man kann, wobei  $B_{\mu}^{(\mathcal{R})} =$   
 $= B_{\mu}$  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 daher  $0 = \sum_{\mu} \varepsilon_{\mu}$ .  
 •  $(P_{\mu} - 2k) \cdot (1 - x_{\mu} Q_{\mu}(2-k))$ , 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  
 Multiplikals  $\mu$  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, weil nach 195 die  
 $q_{\mu}^{(\mu)}$  hinsichtlich dieser Helizität  
 ebenso wie die  $\psi_{\mu}$  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 mit i. B. auf die  
 beiden Werte  $\mu$ , 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  $d$ -Hermiteschen kompen-  
 sieren. Die Beziehung 193 ist  
 offenbar eine Auswahlregel stän-  
 der Fundamentalkuantenzahlen  
 während 194 und 195 abgelei-  
 tete Quantenzahlen vom Antisym-  
 metriecharakter der Konfigurationsraum-  
 funktionen und der elektrischen Ka-  
 rumpfelder in der  $d$ -Verteilung  
 der Multipletts isomorpher Raum-  
 spinstrukturen darstellen. Mit Die  
 Beziehung von 195 a muß für  
 einen  $\mu$ -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 überprüften 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 empirisch 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-  
 tette - und Quintettstrukturen.  
 Bei allen diesen Multipletts han-  
 delt es sich gemäß  $Q=k-1=1$   
 um Spinoren, 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 Multiplikts sind nach den  
 Beziehungen 193 bis 195 noch 191 a  
 nicht möglich. Für  $k = 1$ , also die  
 ersten fünf Multiplikts, wird 195 a  
 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 195 a.  
 Daraus folgt, daß im Bereich  $k = 2$   
 mindestens ein Multiplikts von  
 191 a nicht aufgelassen wird.  
 Für Entscheidung, welche Multiplikts  
 ausgeschlossen sind, müssen die  $x_i$   
 mit den tatsächlich gemessenen Elemen-  
 tarstrukturdaten gemessen werden. Zunächst  
 zeigt sich, daß empirisch wirklich bei je-  
 der Komponente aus  $x_i$  die spiegel sym-  
 metrische Partitikel  $\bar{x}_i$  existiert,  
 was durch  $\epsilon$  verträglich 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 Straban-  
 spin  $\vec{\sigma} = i (\vec{\sigma}_0 \times + \vec{\sigma}_0) (-1)^J$  mit  $\vec{\sigma}_0 \perp \vec{\sigma}$   
 erweist sich in der Komponente des Raus-  
 spin  $\vec{\sigma}_0 \vec{\sigma} = i J (-1)^J$  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 abstoßen)  
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  $\pi_1$  bis  $\pi_5$  mit  
 $k=1$  alle Mesonen und  $\pi_6$  bis  $\pi_{10}$  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  $\pi_1$ , durch

die Teilchen  $\pi$  und  $K$  und  $\eta$  und  $\eta'$  281  
 empirischen Elementarteilchen. Bei  
 $k = 1$  liegt das die Teilchen  $\pi$  und  $\eta$   
 das Mesonenspektrum  $\pi$  bis  $\eta$ , und man  
 folgt  $\pi_1 \equiv \eta$ ,  $\pi_2 \equiv (K^+, K^-)$ . Bei diesen  
 skalaren  $K$ -Doubletts erscheint empiri-  
 sche  $K^\pm$  mit den beiden neutralen  
 Komponenten  $K_S^0$  und  $K_L^0$  gleicher Masse,  
 aber verschiedener Existenzzeit, so daß  
 ein  $K$ -Quartett vorgetäuscht wird. Tatsäch-  
 lichlich fällt aber  $C = \pm 1$  für  $K^\pm$ , was  
 $K^\pm \equiv K^+$ ,  $K^-$  fällt, während für die beiden  
 $K^0$ -Komponenten  $K_S^0$  und  $K_L^0$  nicht  
 $K^0$ ,  $\bar{K}^0$  zu setzen ist. Dies wird immer  
 dann möglich, wenn es irgendwelche  
 Strukturfunktionen als Asymmetrien die  
 sich bei der Existenzzeit in  $K^0$ ,  $\bar{K}^0$  fällt,  
 welche die Erhaltungssymmetrie 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  $\pi_3$  und  $\pi_4$   
 sind die einzigen Spinoren in  $k = 1$  und  
 müssen die empirisch definierten Teil-  
 chen Elektron und  $\mu$ -Meson sein,  
 so daß die empirische Teilchenliste  
 durch  $Q(2-k) = Q \pm 1$  interpretierbar wird.  
 Wäre  $\pi_3$  der  $\mu$ -Zustand, dann müßte  
 es neben  $\mu^-$  und  $\mu^+$  noch  $\mu^0$  existieren.

Da auch der Zustand  $\mu^0$  der früher  
betrachteten Bedingung des  $\beta$ -Zerfalls  
 $M > 101 m_e$  genügen muß, und ein  
Doublett vorliegt, müßte die Existenz  
von  $\mu^0$  aus dem Zerfallsvergängen  
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  $\beta$ -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  
 $\kappa_L$  und  $\kappa_B$ , 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  
 stehen 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  $\pi_6$  bis  $\pi_{10}$  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  $\pi_7$   
 bis  $\pi_{10}$  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  $\pi_6$  bis  $\pi_{10}$  entgegen 195 a nicht  
 $S_2 = +1$ , sondern  $S_2' = -1$  liefert. Werden  
 dagegen  $\pi_{11}$  bis  $\pi_{13}$  mit berücksichtigt,  
 dann folgt  $S_2' = +9$ . Wird  $\pi_{13}$  aus-  
 geschlossen, dann folgt  $S_2' = -1$ , doch er-  
 füllt sich  $S_2' = S_2 = +1$  nur dann, wenn  
 neben  $\pi_{13}$  auch  $\pi_{12}$  ausgeschlossen  
 wird, aber  $\pi_{11}$  als weiterer Baryonen-  
 octonol existiert. Für  $k=2$  muß also  
 über  $\pi_{10}$  hinaus noch ein Quartett  
 $\pi_{11} \equiv (0^{++}, 0^+, 0^0, 0^-)$  existieren. Für  $\pi_{12}$  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  
 $\pi_6$  bis  $\pi_{11}$  ebenso existieren, wie die  
 Mosseumultipletts  $\pi_1$  bis  $\pi_5$ . Das Quin-  
 tett  $\pi_{13}$  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  $\pi_1$  bis  $\pi_{11}$  und  
 $(\pi_{12}, \bar{\pi}_{12})$  erfüllt ist, jedoch nicht für  
 $\pi_{13}$ , weil hier auch  $q > 2$  auftritt.  
 falls nun 191 a allgemein, dann  
 wäre mit dieser Allgemeingültigkeit  
 der Rückschluss  $q \leq 2$  möglich, was  
 wiederum  $\pi_{13}$ , 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  $\pi_i$ ,

dann wird in bestimmten Fällen das  
Leben  $(\xi) \equiv \kappa_n (k P Q r) \in \mathbb{C}$  gegeben.  
Für die zeitlich stabilen und metastabi-  
len Zustände von Elementarteilchen  
gilt weiter

$$\begin{aligned}(\eta &\equiv \kappa_1 (1000) \sigma, (K^+, K^0) \equiv \kappa_2 (1101) + 1, \\(e_0, e^-) &\equiv \kappa_3 (1110) \sigma, (\mu^-) \equiv \kappa_4 (1111) \sigma, \\(\pi^+, \pi^0, \pi^-) &\equiv \kappa_5 (1200) \sigma, (\Lambda) \equiv \kappa_6 (2010) - 1, \\(\Sigma^-) &\equiv \kappa_7 (2030) - 3, (p, n) \equiv \kappa_8 (2110) \sigma, \\(\Xi^0, \Xi^-) &\equiv \kappa_9 (2111) - 2, (\Xi^+, \Xi^0, \Xi^-) \equiv \kappa_{10} (2210) - 1, \\(o^{++}, o^+, o^0, o^-) &\equiv \kappa_{11} (2330) \sigma, \\(\xi^+, \xi^0, \xi^-, \xi^{--}) &\equiv \kappa_{12} (2310) - 2, (\kappa_{12}, \bar{\kappa}_{12}) \equiv (\xi, \bar{\xi}) \dots\end{aligned}$$

..... 145 d

Nach dieser Interpretation der Fundamen-  
talquantenzahlen, und ihrer fundamen-  
talen symmetrischen höherer Ordnung  
kann nunmehr die Theorie der Fein-  
strukturkonstante  $\alpha$  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  $e^-$  verhält  
sich 142 und 145  $\times$  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  $\eta$  und  $\chi$  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  $L = E - H$  gesetzt werden kann. Der formalen Raum wird daher durch das bestimmte Zeitintegral  $x_1 \leq t \leq x_2$  über  $L$  bestimmt, dessen Variation verschwinden muß. Die Deduktion muß daher von Variationsrechnung

$$\delta \int_{x_1}^{x_2} L \, dt = 0$$
 ausgehen. Dieses Variationskriterium kann aber nur dann erfüllt werden, wenn  $L = 0$  oder  $L(H - E) = 0$  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  
 $\gamma$  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  $\epsilon$  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  $\hat{c}$  auf den Wert  $\mathcal{Y} < r_H$   
 verkürzt wird. Hier ist nun durch  
 geeignete Koordinatenwahl  $\hat{c} = \underline{\hat{c}}$   
 erreichbar, während die Parallelität  
 des fortlaufenden ihres Resultats  
 in  $\hat{e}_5 = \hat{e}_6 = 0$  findet. Die Invariantenform  
 along  $\hat{c}$  wird hierdurch zur In-  
 variantenform along  $\hat{B} = \hat{K}_+ \cdot \hat{K}_-$  des  
 $R_4$ . Auch wenn  $w = c$  wegen  $\hat{e}_5 = \hat{e}_6 = 0$ .  
 Damit gilt aber für die invariante Form  
 $\mathcal{Y} = r_H V(1+\mathcal{Y}/\omega^2) \cdot \left( 1 - \frac{\mathcal{Y}}{r_H^2} \right)$ , wobei  $\mathcal{Y}(\tau)$  das  
 gravitative Beschleunigungsniveau auf

100 und  $3u = 4c$  die Drehbewegung - 269  
 schwingungszahl 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  $\hat{E} \approx \hat{A}$  (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  $M \sqrt{1-\alpha^2} = M_0$  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  $\lambda_H$  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  $\alpha$  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 Spaltions deckt. 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  
Nukleonenkoppelungen atomarer Nuklide  
liegt. Es muß daher angenommen wer-  
den, daß  $\alpha_{(-)}$  als negativer Zweig von  
196 die prototropen Koppelungen zwischen  
den nuklearen Konfigurationszonen  
 $j \pm \frac{1}{2}$  oder die konjunktiven Prototrophen-



Korrelationen über prototypische Plätze - 271  
mitte Konjunktoren einleitet.

Die Untersuchung stratonischer  
Spinstriktoren füllte eine Quanten-  
zahlenlehre 1952, welches einerseits  
durch die Durschleife 193 bis 195  
beschränkt wird und andererseits für  
darmenbaryonischen höherer Ord-  
nung erkennen läßt, deren Unveränder-  
lichkeiten nicht nur eine relativistische  
Basisdynamik möglicher Konvergen-  
denzen, sondern auch Erhaltungss-  
prinzipien fördern, durch welche  
das Prinzip der allgemeinen Kom-  
pressionsstörung und der metrischen  
Feldaktivierung ergänzt werden.

### 3.) Elemente und Formen der Stratonischen

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

die Eigenschaft der Trägheit  $K_2$  der  
 Komponenten  $\sigma$  einer Multiplatte  $\sigma$   
 dem Isomorphismus ebenso wenig  
 unterworfen, wie die durch den Her-  
 miteischitätsfaktor  $\epsilon$  erfolgte Ver-  
 teilung des Ladungsfeldes  $q_{\pm}$  auf  
 die Multiplattekomponenten, obgleich  
 für die  $q_{\pm}$  und die konfigurativen  
 Transfaktoren  $\epsilon$  durchaus Erhal-  
 tungssprinzipien gelten. Wenn  $K_2$   
 dem Isomorphismus der Strahlin-  
 senen Spinnstruktur in  $K_2$  aus-  
 nicht unterworfen ist, dann könn-  
 nen die Quasitypen  $\sigma_i$  mit  $1 \leq i$   
 der Besetzungen der vier Konfigura-  
 tionszonen auf keinen Fall gegen  
 diesen Spinnisomorphismus invari-  
 ant sein.

Die fundamentalen Quantenzahlen  
 $(K, P, Q, \sigma)$  und der abgeleitete Her-  
 miteischitätsfaktor  $\epsilon$  charakterisieren  
 mit der Teilteilbarkeit  $\epsilon$  in der Form  
 $\epsilon \in \epsilon$  alle Komponenten einer  
 Multiplatte  $\sigma$ . Nur individuellen  
 Charakteristik der einzelnen Komple-  
 nen Hermitien ist  $\epsilon \in \epsilon$  unprägnant,  
 doch wird jenes Strahlische Ein-  
 beherrschung vollständig durch  
 den Quasibauzahlansatz  $(K, P, Q, \sigma, \epsilon)$

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 mit 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  $P_4 (n_j)_1^4$  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~~ <sup>was</sup> sich nun weitere acht Punkte  
stößt, wenn das nur mit der Parti-  
struktur elementare  $\xi$  - Quattro  $\pi_{12}, \bar{\pi}_{12}$   
bezeichnete wird. Da hier jedoch

drei Rauregelmäßigkeiten identisch werden  
 (als Folge der Dualitätstheorie  $\varepsilon = -1$ )  
 liegen maximale 2<sup>3</sup> Punkte im  $V_5$  vor,  
 denen in eindeutiger Weise 2<sup>2</sup> Punkte  
 des  $P_4$ -Raures komplementär ent-  
 sprechen. Wird nunmehr im  $V_5$  unter  
 Vorstandsabzug von  $K$ , ~~sowie~~ <sup>und</sup>  
 $\varepsilon$  eine Verteilung in dem  $(P, Q)$ -~~ebene~~ <sup>Raum</sup>  
 vorgenommen, dann kommt es zu einer  
 komplementären Verteilung im  $P_4$ -  
 Raure, durch welche eine Probabil-  
 itätssteigung  $w$  definiert wird. Diese  
 Steigung  $w$  ist aber die totale Ruhe-  
 stufe nach  $K_2$ , weil die Totalität  
 nach Parallelität  $K_2$  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  
 Raure handelt, können die Theoreme  
 der Metronentheorie angewendet werden.  
 Mit  $F_{(4)} = F_n + F_m + F_p + F_o$  und  $F_{(5)} =$   
 $= F_p + F_q + F_r$  setzt sich die Probabil-  
 itätssteigung mit  $F_{(4)}$ ,  $K_2$  im  $P_4$  und  
 $F_{(5)}$ ,  $K_2$  im  $V_5$  additiv gemäß  $w = F \cdot K$   
 mit  $F = F_{(4)} + F_{(5)}$  zusammen. Mit der  
 Beziehung 192 liefert diese Verteil-  
 ung im  $(P, Q, r)$ -Metronen des  
 $V_5$  als Probabilitätssteigung  $w = F \cdot K_2 =$   
 $= n + (n + a_n)^3 \cdot a_1 + (n + a_n)^2 \cdot a_2 +$

$+ (p + Q_p) \cdot x_3 + 1 + F(\Phi)$ , wie  $F_{\Phi}$  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-  
 klängelement  $e^{-H}$  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-  
 tosimplexbeziehung 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 Abklängekonstante, 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  $\sigma$  der Extensio-  
 n zurückgeht. Man hat demnach für den  
 Protosimplexgenerator  $\mathcal{G} = e^{-H} = \frac{w}{\mu} - F(\Phi) -$   
 $= (u + Q_u)^3 \cdot x_1 + (u + Q_u)^2 \cdot x_2 + (p + Q_p) \cdot x_3$  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  $\alpha_j$  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  $\psi$ -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 unregulär, so daß es zu jedem

der 2<sup>te</sup> Restpunkt des  $V_5$  hinsichtlich 277  
 ist der vorgeordnete  $K_2$  von der  
 Vampplamenlären  $n_i$  - Quadrupel  
 des  $P_4$  ein faures Spektrum möglicher  
 Bewegungen geben muß. Nach dem  
 allgemeinen Quantenprinzip ist  
 dieser Wirkungen können derartige  
 Bewegungen mit dem positiven  
 fauren Verhalten  $N \geq 0$  entsprechen  
 derart, daß die 2<sup>te</sup> Restpunkte im  
 $V_5$  sowie  $\mathcal{G} = W(k, P, Q, r, \varepsilon, q, r)$  mit  
 für  $N = 0$  die 2<sup>te</sup> fauralvibrante  $K_2$   
 darstellen, während für  $N > 0$  der  
 $V_5$  zu einem  $V_6$  - Rauber zu erwei-  
 tern ist. In diesem  $V_6(V_5, N)$  mit  $N \geq 0$   
 gehört zu jedem der 2<sup>te</sup> fauralvibr-  
 stänke für  $N = 0$  ein faures Be-  
 wegspektrum  $N > 0$ , welches im  
 $P_4$  einer diskreten Folge von Protosimplex  
 besetzungen  $n_i^{(N)}$  der angerechten faural  
 vibrante Komplementär ist, so daß die  
 Quadrupelpunkte  $n_i^{(N)}$  des  $P_4$  - Raubers  
 für die  $N > 0$  auf Linien liegen, welche  
 von der Quadrupel  $n_i^{(0)}$  des jeweiligen  
 fauralvibranten  $N = 0$  ausgehen. Wegen  
 dieser Komplementarität und der  
 Erhaltung der Dimensionszahl des  
 $P_4$  - Raubers beim Übergang von  $V_5$  zu  
 dem  $V_6$  muß  $\mathcal{G}(N > 0) > \mathcal{G}(N = 0) = \mathcal{G}$

$= W(k, P, Q, r, \in q_r)$  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 Partitionenfunktion  
 $f(N \geq 0) \geq 0$  gemäß  $F(N) = 1 + f(N)$   
 möglich wird. Mithin wird das Ge-  
 setz der Protosimplertheorie nun  
 das Protosimplergesetz bezeich-  
 nen werden

$$(m_N + Q_m)^3 \cdot x_1 + (m_N + Q_m)^2 \cdot x_2 + \\
 + (p_N + Q_p) \cdot x_3 + \exp\left[-\frac{2k-1}{3Q_0} \cdot (\sigma_N + Q_0)\right] =$$

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

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

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  
 Beschreibungstiefe 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

dass, dass  $B_j$  noch um  $\beta_j$  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 Bauprinzips 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  
 Multiplikts  $x_p$  die Antiektenergie voll-  
 ständig erreichen, wobei diese Ener-  
 gie niemals höher liegen kann als  
 zum Aufbau von  $x_p$ ,  $\bar{x}_p$  erforderlich  
 ist. Der Rest 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  $\mathcal{H}_2$   

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

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  $\gamma_2$  und  $\gamma_3$  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 freige-  
lassen im Prinzip 193a charakteri-  
siert sind. Wenn ein dem Prinzip  
193a gerechtes 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  
Hüllenebenen aufgefaßt werden darf.  
Nach allem die Realisation eines  
Prozesses  $N > 0$  nicht durch eine stufen-  
förmige Aufeinanderfolge von quanten-  
hafter Probekomplexenergien  $\mu + c^2$  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 sta-  
 tistischen 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~~ <sup>maximal</sup> 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  $n_j + Q_j = 0$   
 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  
 Simplexgeräten  $q$  die eindeutig  $\frac{1}{q}$   
 koordinierten Photoinferenzgeräten  
 u. durch ein Elektronenverfahren  
~~in~~ in ~~der~~ Richtung fallender Be-  
 setzungsfälle gewonnen werden  
 können. Sind  $0 \leq \mu \leq 3$  die zu  $j \leq 4$   
 Komponenten bei den Indizes  $\mu$  und  
 $i \leq \mu \leq 0$  die Folge positiver ganzer  
 Zahlen, dann gilt für  $f_0 = f$  im  
 Bereich  $\mu \leq 2$ , der Erhaltungssatz  
 $f_\mu - \frac{1}{2} \cdot \mu \cdot 2^{3-\mu} \geq f_{\mu+1} \geq 0$ . Inwieweit  
 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  $\ln f_3$  gebildet und  $\frac{3}{2} \frac{Q_0}{k-1} \ln f_3$   
 $= -x$  verwendet, wobei, daß  $x$  beim  
 Aufstieg den Wert  $x_4 - 1$  erreicht, der die  
 Beziehung  $x + \frac{3}{2} \frac{Q_0}{k-1} \ln f_3 \leq 0$  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 Erhaltungsprozess 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  $B_3 - \frac{z-1}{r_3} (u_3 + Q_3 - z) \cdot r_3 \geq 0$  bleibt; denn wenn diese Differenz negativ wird, dann kann der betreffende Teil  $B_3$  nicht weiter



Hieran, weil die Kero - oder - (nur) 287  
 die Externzone durch einen negativen  
 $P_2$  gekennzeichnet wären, ~~was nicht~~  
 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  
 der  $1/2 F_3 B_3$  nicht erfüllt ganz entspre-  
 chende strukturelle Beweiskriterien  
 liegen bei  $B_2 = F_1 B_1$  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  $1 + u_{j-1}$  anbeißt  
 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  
 Photosynthesegenerator zu analysieren, d.h.,  $\forall$   
 für  $N=0$  durch die Fundamentaleigenschaften  
 $\chi_p (K P Q x) \in \mathcal{C}(\epsilon q_x)^?$  auszusuchen, und  
 die Partnerfunktion  $f(N)$  ebenso zu etabli-  
 sieren, wie die Kopplungsfunktion  $g$  aus 192.  
 denn dann können neben dem  $M_x(N=0)$   
 der Funktion 145 d noch 142 numerisch  
 ebenso ermittelt werden wie alle über-  
 haupt möglichen  $K(N)$  zu dem  $M_x$  der  
 $\chi_p$ , und diese charakteristischen numerischen  
 Werte müssen dann mit der entsprechen-  
 den Empirie verglichen sein.

