30? P 192

Entwurf
Syntiometrische
Maximentelezentrik

Band XIV

HE
14
IGW

Inhaltsverzeichnis

B

Kap III	5) Zerfall der Radioisotope (Fortsetzung)	- 1 -
	6) Höhenstrahlung S. 8.	
	7) Elementarkorpuskeln S. 17	
Kap IV	Organische Strukturen	- 40 -
	1.) Organismen S. 40.	
	2) Die zeitliche Evolution der Lebensformen S. 55	
	3) Allgemeine Eigenschaften des Lebensprozesses S. 66	
	4) Komplexe Kondensationen S. 145	
	5.) Die äonische Aktualisierung des kosmischen Bewegung S. 236	
	6) Metrisierung der empirischen Elementarkonstanten S. 333	
Kap IX	Symmetronik der ~~Korrelationen~~ Partialstrukturen	- 248 -
	1.) Strukturreinheiten und Gitterkernselektoren S. 248	
	2) Feldaktivierung durch Spinfeldselektoren S. 249.	
	3) Das symmetronische Fundamentalproblem 273	
	4 Symmetronik der Kondensationsformen S. 3[illegible]	
Kap. V (nicht bearb.)	2) Die metrischen Extrema der Projektion S. 310	
	3. Die Existenz des Weltmetrons S. 322	
	4 Metronische Theoreme räumlich projigierter Weltstrukturen S. 324	
Kap I	7) Evolution der Populationen (Bd IV)	- 360 -

B

Kap III

5.) Zerfall der Radioisotope (Fortsetzung)

In dieser Zusammenstellung des Zerfalls der bekannten Radioisotopen bedeutet die Bezeichnung i Ü; daß sich ein Übergang zwischen zwei isomeren Quantenstrukturen abspielt. Die Dimensionierung a, D und h der Halbwertzeiten bedeutet Jahre, Tage und Stunden.

Aus dem Zerfallsschemata der Elemente Z > 83 geht hervor, daß die Zerfallsreihen des U und Pa, welche die natürliche Radioaktivität bestimmen, nicht so einfach verlaufen wie ohne die Erfahrung verschiedener Isotope anzunehmen war. Denn neben dem reinen α-Zefall kommt es bei anderen

Isotopen zu reinen β = Prozessen und zum K = Einfang, wodurch sich die Zerfallsreihen verzweigen und in einander übergehen. Bemerkenswert ist die β = Aktivität des Pu^{241}, denn hierdurch muß ein Element Z = 95 entstehen. Tatsächlich können die Isotope dieses als Amerikum = Am bezeichneten Elementes nachgewiesen werden. Für den Zerfall des Am gilt nach den vorliegenden Erfahrungen:

Am :	238	(K	$1,5^h$)
	239	(K(≈100%) e_- γ α(≈0,1%),	12^h)
	240	(K γ e_-	53^h)
	241	(α γ	490 a)
	242	(β	17^h)
	242	(α(≈0,2%)	≈400 a)

Das durch Neutroneneinfang entstandene isomere Isotop Am^{242} zeigt ebenfalls

eine β = Aktivität, die nach dem Gesetz des β = Zerfalls zu dem Element Z = 96 führen muß. Auch die Radioisotopen dieses als Curium = Cm bezeichneten Elementes sind nachweisbar. Für ihren Zerfall gilt:

Cm :	238	(α	≈ $2,5^h$)
	240	(α	26,8 D)
	241	(K	55 D)
	242	(α	150 D)

11.5.62 Aus den Kernumsetzungen, insbesondere durch den Neutroneneinfang, sind die Bindungsenergien der Nukleonenkonfigurationen bekannt. Im Folgenden werden die gemessenen Bindungsenergien in MeV für die Isotopen von H bis Fe zusammengestellt. Es gilt, wenn jeweils für das betreffende Element A (ΔE) die Bindungsener=

Sie für das Isotop A ist:

H:	1 (0),	B:	9 (55,96)
	2 (2,18)		10 (64,29)
	3 (8,33)		11 (75,71)
He:	3 (7,60)		12 (78,28)
	4 (28,11)		13 (85,01)
	5 (27,30)	C:	10 (59.05)
	6 (28,90)		11 (72.99)
Li:	5 (26.64)		12 (91.66)
	6 (31,81)		13 (94,54)
	7 (38,96)		14 (104,70)
	8 (40,94)		15 (104,79)
Be:	6 (26,47)	N:	12 (72.78)
	7 (37,33)		13 (93.58)
	8 (56.17)		14 (104,10)
	9 (57,80)		15 (114,85)
	10 (64,49)		16 (121,66)
	11 (62,62)		16 (117,47)
			17 (122,99)

O:	14 (98,14)	Na:	21 (163,00)
	15 (111,39)		22 (174,66)
	16 (126,96)		23 (186,44)
	17 (131,08)		24 (193,52)
	18 (139,02)		25 (202,57)
	19 (138,95)	Mg:	22 (168.05)
F:	16 (109,92)		23 (181.94)
	17 (127.54)		24 (197,52)
	18 (136,78)		25 (204,52)
	19 (146,95)		26 (216.56)
	20 (155,54)		27 (222,07)
	20 (150,88)	Al:	25 (199.77)
	21 (162,27)		26 (212,92)
Ne:	18 (131.47)		27 (224,02)
	19 (143,12)		28 (231.96)
	20 (159,85)		29 (241,20)
	21 (167,35)		30 (243,83)
	22 (176,77)	Si:	27 (218,62)
	23 (182,42)		28 (234,66)
			29 (242,97)
			30 (254,44)
			31 (259,96)
			32 (269,48)

P:	29	(237,28)
	30	(249,87)
	31	(260,98)
	32	(270,78)
	33	(279,18)
S:	31	(255,01)
	32	(271,71)
	33	(280,85)
	34	(291,86)
	35	(298,59)
	36	(307,64)
Cl:	33	(274,51)
	34	(288,32)
	35	(297,96)
	36	(306,15)
	37	(315,67)
	38	(320,72)
	39	(330,52)
Ar:	35	(291,32)
	36	(306,14)
	37	(314,73)
Ar:	38	(326,49)
	39	(333,40)
	40	(341,62)
	41	(348,62)
K:	37	(309,05)
	38	(320,62)
	39	(333,39)
	40	(340,49)
Ca:	40	(340,40)
	42	(360,93)
	43	(368,12)
	45	(388,74)
Sc:	45	(389,02)
Ti:	46	(397,32)
	47	(406,93)
	48	(416,73)
	49	(423,65)
	50	(434,28)
	51	(445,76)
V:	51	(445,94)

Cr:	51	(444,91)
	52	(455,08)
	53	(463,39)
Mn:	55	(478,33)
Fe:	54	(469,27)
	56	(486,08)
	57	(494,20)

Für alle diese Isotopen sind zugleich die Massendefekte Δm gemäß $A - M = \Delta m$ aus den massenspektroskopisch gemessenen Atommassen M bekannt. Die Nullpunktsgerade des $\Delta E, \Delta m$-Diagrammes liefert unmittelbar für alle diese Bindungsenergien und Massendefekte $\Delta E \sim \Delta m$. Wird Δm in [kg] und mit $1\,MeV = 10^6\,eV$ sowie $1\,eV = 1{,}6 \cdot 10^{-19}$ [Watsec] in Wattsekunden ausgedrückt, dann folgt für den Proportionalitätsfaktor $9 \cdot 10^{16}$ also $\Delta E = 9 \cdot 10^{16} \cdot \Delta m$. Aus Dimensionierungsgründen muß auch die rechte Seite dieser Bezie-

bung in Watsec = kg · $\frac{m^2}{sec^2}$ erscheinen, d. h. $9 \cdot 10^{16} = \frac{\Delta E}{\Delta m}$ hat die Dimensionierung eines Geschwindigkeitsquadrats. Für die Lichtgeschwindigkeit gilt weiter $c = 3 \cdot 10^8 \left[\frac{m}{sec}\right]$, also ist $9 \cdot 10^{16} \left[\frac{m^2}{sec^2}\right] = c^2$. Die Erfahrungen hinsichtlich der Bindungsenergien und Massendefekte innerhalb der Nuklearstrukturen liefern also für diese Größen die empirische Beziehung $\Delta E = \Delta m \cdot c^2$ als ein Energiematerieäquivalent.

6.) Höhenstrahlung (12.5.62)

Alle radioaktiven Prozesse verursachen eine Ionisation der umgebenden Luft, was auf den Charakter der emittierten Korpuskularstrahlungen zurückgeht. Auch bei der Absorption von γ = Quanten

kommt es aufgrund eines Fotoeffektes zu derartigen Ionisationen. Die Stärke dieser Luftionisation ist ein unmittelbares Maß für die Intensität des radioaktiven Zerfalls, d. h. wenn überhaupt keine radioaktive ~~Ionisation~~ Emission vorliegt dann darf ~~überhaupt~~ auch keine Luftionisation erscheinen. Tatsächlich wird aber immer eine solche Ionisation beobachtet. Die Radioisotopen sind ~~zwar~~ überall im Gestein verteilt, daß ~~die~~ eine ständige Luftionisation durch sie verursacht werden kann, doch müßte dann die Luftionisation mit wachsendem Abstand von der Erdoberfläche abnehmen. Wird ein Meßinstrument zur Feststellung des Ionisationsgrades in verschiedene Höhen gebracht, so zeigt sich ein Anstieg

der Ionisation bis zu $1{,}7 \cdot 10^4$ [m] über dem Meeresspiegel und danach ein langsames Abnehmen. Hieraus folgt, daß die ionisierende Ursache nicht allein auf die natürlichen Radioisotopen im festen zurückgehen kann. Weitere Beobachtungen in der Nebelkammer zeigen, daß die Strahlung, von welcher die Ionisation verursacht wird, Korpuskularer Natur sein muß und in Koinzidenz geschaltete Zählrohranordnungen liefern den Nachweis, daß diese Korpuskularstrahlung für jeden Punkt der Erdoberfläche bis zum Zenit kommt. Die Strahlungskorpuskeln sind sehr energiereich und können in der Tiefsee ebenso nachgewiesen werden wie in verhältnismäßig großer Tiefe unter der Erdoberfläche. Wie ein in Koinzidenz

geschaltetes Zählrohranordnung mit einem Raketenaufstieg durch die Erdatmosphäre geschossen, dann zeigt sich eine Anordnung der Strahlungsintensität bis auf das dreifache (bezogen auf die Intensität in Meereshöhe) in $1{,}7 \cdot 10^4$ [m] dann danach fällt diese Intensität ab bis $5{,}5 \cdot 10^4$ [m] Höhe erreicht wurde sind. Jenseits dieser Höhe bleibt die Intensität konstant. Diese Beobachtungen zeigen, daß aus dem Weltraum eine Primärstrahlung in die Atmosphäre eindringt und in dieser ionisierende Sekundärprozesse auslöst die in $5{,}5 \cdot 10^4$ [m] beginnen und von exponentiellen Verlauf der Luftdichte abhängen. Ihr Maximum muß dann bei $1{,}7 \cdot 10^4$ [m] liegen.

Die Primärkomponente dieser Höhenstrahlung besteht aus Protonen, α-Partikeln und schweren Kernen. Darüber hinaus zerfällt die Primärstrahlung in zwei Komponenten, nämlich einer solchen, die vom Sonnenstand abhängt, also eindeutig ihren Ursprung auf der Sonne hat, und einer aus dem Weltraum kommenden. Die Sonnenkomponente besteht aus schweren Kernen, während die p- und α-Strahlung vorwiegend der Weltraumkomponente zukommt. Werden die Zählrohraggregate in Meßsonden montiert, die außerhalb der irdischen Atmosphäre gravitieren, dann zeigt sich, daß diese Weltraumkomponente sowohl vom Ort auf der Erdoberfläche als auch von der Lage der Erde im Raum

und von der Zeit völlig unabhängig ist. Es gibt keine Vorzugsrichtung im Raum, die auf eine Strahlungsquelle schließen ließe. Diese primäre Weltraumkomponente scheint vielmehr den physischen Raum völlig isotrop zu durchsetzen. Ein weiteres Charakteristikum dieser Komponente ist die außerordentlich hohe Energie ihrer Strahlungskorpuskeln, welche die Energien der von den energiereichsten Nuklearprozessen emittierten Korpuskeln um mehrere Zehnerpotenzen übertreffen. Beobachtungen der in der Atmosphäre verlaufenden Sekundärprozesse müssen also Aufschluß über die Wechselwirkungen zwischen Nuklearstrukturen und extrem energiereichen Nuklearstrukturen geben. Abschirmungs-

versuche im Zusammenhang mit Zählrohraggregaten in Koinzidenz=schaltung liefern zunächst die Aussage, daß die sekundäre Höhenstrahlung an der Erdoberfläche aus einer äußerst durchdringungsfähigen Komponente und einer wesentlich schwächeren Komponente besteht, die bereits von einer 10 cm starken Pb=Platte abgeschirmt wird.

15.5.62 Untersuchungen mit Meßsonden die außerhalb der irdischen Atmosphäre gravitieren, führen zu dem Ergebnis, daß die Sonnenkomponente der Höhenstrahlung nicht nur aus energischen schweren Kernen sondern auch aus leichten Kernen, insbesondere Protonen, besteht. Diese leichten Kerne werden vom geomagnetischen Feld wegen ihrer Ionisation und ihrer

verhältnismäßig geringen kinetischen Energie nach den Gesetzen der Elektrodynamik abgelenkt und von diesem Feld eingefangen. Auf diese Weise entsteht ein die Erde umgebender Strahlungsgürtel, der in ca 10^6 [m] Höhe über der Erdoberfläche beginnt und in ca 4×10^7 [m] noch nachweisbar ist. In der Nähe der Magnetpole können besonders intensive Kreis=~~Ruck=strömen~~ mit den Ausläufern der Atmosphäre in Wechselwirkung treten, wodurch es zu Polarlichterscheinungen kommt. Nur die schweren Kerne der Sonnenkomponente werden wegen ihrer höheren kinetischen Energie schwächer abgelenkt und treten als schwache Sonnenkomponente der Höhen=

strahlung in Erscheinung. Bei der wesentlich energiereicheren Weltraumkomponente laufen nur die Sekundärprozesse in der Atmosphäre in der zur Erdoberfläche orthogonalen Vorzugsrichtung, während die Primärkomponente völlig isotrop den physischen Raum durchsetzt. Ionisationsuntersuchungen der von der Primärkomponente durchsetzten Medien geben Aufschluß über die Energie der Korpuskeln dieser Komponente. Die gesamte irdische Atmosphäre wirkt auf den Durchgang der Strahlungskorpuskeln wie eine 10 [m] starke Wasserschicht. Da in einigen 10^3 [m] Wassertiefe mit Tiefseesonden auch noch Strahlungskorpuskel

der Höhenstrahlung nachgewiesen werden können, muß geschlossen werden, daß die Energie der einzelnen Strahlungskorpuskeln der primären Weltraumkomponente tatsächlich einige 10^5 MeV beträgt. Es können aber auch Primärkorpuskeln beobachtet werden, deren Energie bis zu 10^{11} MeV erreicht.

4.6.62 7. Elementarkorpuskeln

Als Elementarkorpuskeln sollen elektrisch geladene oder neutrale Quanten der Materie definiert werden, welche durch keinen Nuklearprozess teilbar sind und nach den vorliegenden Erfahrungen offensichtlich die Nuklearstrukturen aufbauen. Das bedeutet aber, daß bei Nuklearprozessen das Erscheinen solcher

Elementarkorpuskeln zu erwarten ist. Von den Arten der radioaktiven Emissionen genügen aufgrund der Erfahrungen die Quanten der p, - n, - und der $\beta_{\pm}$ - Strahlung der Definition von Elementarkorpuskeln, nicht aber diejenigen der α- und d - Strahlung, denn die α = Korpuskeln sind He^4 = Kerne und die d - Korpuskeln H^2 = Kerne also aus p und n zusammengesetzte Nuklearstrukturen. Echte Elementarkorpuskeln sind demnach positive und negative Elektronen $e_{\pm}$ sowie Protonen und Neutronen.

Die Massen von $e_{\pm}$ sowie von p sind massenspektroskopisch leicht bestimmbar. Man findet $m_{e-} = m_{e+} = m_e =$ und $m_p =$

oder wenn $m_e = 1$ als Einheit verwendet wird $m_p =$

Die Masse von n ist nur indirekt bestimmbar und zwar aus der Bindungsenergie ΔE von H^2 unter Verwendung von $\Delta E = \Delta m \cdot c^2$ sowie der massenspektroskopischen Bestimmung von m_d des H^2. Damit ist die Differenz $2m_p - m_d - \frac{\Delta E}{c^2} = m_p - m_n = \varkappa$ bekannt. Es erweist sich $\varkappa < 0$, sodaß $m_n > m_p$ eliminiert werden kann. Bezogen auf $m_e = 1$ wird $m_n =$

Wegen $m_n > m_p$ sind freie Neutronen labil und es wird der Zerfall $n \xrightarrow[\approx 20\,min]{\beta} p$ beobachtet. Der umgekehrte Prozess $p \to n$ wird nur sehr selten unter β_+ = Emission in der Nähe kräftiger β_- = Prozesse beobachtet.

sodaß angenommen werden muß, daß beim β = Prozess eine Wirkung entsteht, welche die Transmutation $p \xrightarrow{\beta} n$ ermöglicht. Sollte diese Wirkung von einer unbekannten Elementarkorpuskel übertragen werden, so müßte deren Trägheitsmasse überaus klein und elektrisch neutral sein, da sie sonst auch anderweitig in Erscheinung treten würde. Wahrscheinlich besteht ein Zusammenhang zwischen dieser Wirkung und dem kontinuierlichen β = Spektrum.

Sowohl bei $e_\pm$ als auch bei p werden magnetische Momente beobachtet, die auf die elektrische Ladung dieser Elementarkorpuskel zurückgehen.

Unverständlich bleibt dagegen die Existenz eines magnetischen Neutronenmomentes. Wird ein n = Strahl durch ein permanent magnetisiertes Stück Fe geleitet, so kommt es zu einer magnetischen Polarisation des n-Strahles, die nachgewiesen werden kann, wenn dieser Strahl durch ein zweites Fe = Stück geleitet wird, dessen permanente Magnetisierung parallel oder antiparallel zu derjenigen des ersten Fe = Stückes gelegt wird.

Eine experimentelle Untersuchung der Positronen e_+ zeigt, daß es eine Wechselbeziehung zwischen e_+ und γ = Quanten gibt. Entsteht bei einem β_+ = Prozess ein Positron, so kann dessen

Bewegung in der Nebelkammer beobachtet werden. Hebs wird festgestellt daß das e_+ nach einer bestimmten, von seiner Geschwindigkeit abhängenden Bahnlänge verschwindet und statt dessen ein γ = Quant von ca 1 MeV erscheint. Tatsächlich kommt es zu einer Zerstrahlung von e_+, wenn e_+ mit einem e_- in Wechselwirkung tritt, denn γ = Quanten, deren Energien über 1 MeV liegen verschwinden bei Wechselwirkungen mit Materie unter der Emission eines Elektronenpaares $e_\pm$. Demnach gibt es eine reversible Wechselbeziehung: $e_+ + e_- \rightleftarrows \gamma(1\ \text{MeV}) \equiv 2\, m_e \cdot c^2$. Aus dieser empirischen Beziehung folgt unmittelbar, daß das empirische Äquivalenzprinzip zwischen Bindungsenergie und Massendefekt $\Delta E = \Delta m \cdot c^2$ auch für Elektronenmassen gilt und daß weiter dieses Prinzip unmittelbar durch die Wechselbeziehung zwischen $e_\pm$ und γ = Quanten zum Ausdruck gebracht wird. Der Prozess, der Elektronenpaarbildung und Zerstrahlung ist ~~solange~~ nur dann reversible, wenn nur ein γ = Quant $\gamma(2 m_e c^2)$ entsteht, doch ist er irrevers, wenn es zur Bildung von zwei Quanten $2\gamma(m_e c^2)$ halber Energie kommt, weil nunmehr keines dieser Quanten die ~~notwendige~~ Energie enthält, die nach dem Äquivalenzprinzip zur Paarbildung erforderlich ist.

Mithin gelten die empirischen Beziehungen $e_+ + e_- \rightleftarrows \gamma(2m_e c^2)$ und irreversibel $e_+ + e_- \longrightarrow 2\gamma(m_e c^2)$. Weiter wird beobachtet, daß im Fall $\gamma(E) \rightarrow e_+ + e_-$ mit $E > 2m_e c^2$ sich die Differenz $E - 2m_e c^2 > 0$ in kinetischer Form auf die beiden Paarkomponenten verteilt. Umgekehrt kann auch kinetische Energie unmittelbar in Elektronenpaare umgesetzt werden. Wird durch ein p höchster Energie der primären Höhenstrahlung ein Atom in p und n aufgelöst, so entfallen wegen der 10^{11} MeV der Primärkorpuskel auf diese p und n soviel kinetische Energie, daß umgebende Atome ebenfalls aufgelöst werden u. s. w.,

was zur Nukleonenkaskade also der überaus durchdringungsfähigen Komponente der sekundären Höhenstrahlung führt. Bei dieser Auflösung der Nuklearstrukturen in Nukleonenkaskaden entstehen auch γ = Quanten extremer Energie welche ein $e_\pm$ = Paar sehr hoher kinetischer Energie als $\beta_\pm$ = Strahl bilden und diese beiden Komponenten bilden zwei weitere Elektronenpaare hoher Energie bei der im Sinne einer Bremsung erfolgenden Wechselwirkung mit umgebender Materie u. s. w. Derartige von γ = Quanten begleitete $e_\pm$ = Kaskaden werden als diejenige sekundäre Höhenstrahlungskomponente beobachtet, welche von

Pb = Platten von einigen cm Stärke abgeschirmt werden kann. In den letzten Schichten der Elektronenkaskade unterschreitet die kinetische Energie $2m_e c^2$ sodaß nunmehr keine weiteren Paare gebildet werden und die weitere Bremsung durch Ionisation erfolgt. Die letzten e_+ schließlich zerstrahlen irreversibel und die γ-Quanten unterhalb $2m_e c^2$ werden schließlich durch die Anregung tieferer Elektronenhüllen der umgebenden Materieatome absorbiert und auf diese Weise in niederfrequentere Bereiche gestreut.

6.6.62 Die überaus hohe Energie der primären Höhenstrahlung gestattet eine empirische Beobachtung der Wechselwirkungen zwischen ruhender Materie und extrem energiereicher p-Strahlung. Durch den Prozess der Elektronenpaarbildung und die Auflösung der Nuklearstrukturen in Nukleonenkaskaden, bindet die leicht abschirmbare Sekundärkomponente aus $e_\pm$ und γ sowie die Nukleonenkaskade aus p und n der durchdringungsfähigen Sekundärkomponente eine Deutung. Absorptionsversuche in Nebelkammern mit dichter Materie (Platten aus Pb, Pt oder Au) unter dem Einfluß eines starken Magnetfeldes zeigen jedoch daß diese durchdringungsfähige Komponente unmöglich nur aus p und n bestehen kann. Viel-

mehr treten noch Spuren von Elementarkorpuskeln auf, welche die Ladung e_+ bezw. e_- tragen, aber in ihrer Trägheitsmasse zwischen 10^2 und $4 \cdot 10^2$ höher liegen müssen, als $m_e = 1$. Die Masse dieser als Mesonen bezeichneten Korpuskeln liegt demnach zwischen m_e und m_p. In der durchdringungsfähigen Komponente wird besonders häufig ein als μ-Meson bezeichnetes Meson mit der ~~Masse~~ Masse $m_\mu \approx 200$ beobachtet, welches die elektrische Elementarladung e_+ bezw. e_- trägt. Ähnlich wie im Elektronenpaare $e_\pm$ ~~liegt~~ gibt existieren demnach $\mu_\pm$-Mesonenpaare $\mu_\pm$ und eine $\mu_\pm$-Strahlung, welche die ~~zum~~ p- bezw. n-Strahlung der durch-

dringungsfähigen Sekundärkomponente begleitet. Weitere Beobachtungen der $\mu_\pm$ in der Nebelkammer zeigen, daß die $\mu_\pm$ im Gegensatz zu e_- oder p nach sehr geringer Halbwertzeit zerfallen. Wird ein in Koinzidenz geschaltetes Zählrohraggregat so mit der Expansionsvorrichtung einer Nebelkammer gekoppelt, daß das ansprechende Zählrohraggregat die Kammerexpansion steuert, und wird weiter in der Kammer eine Graphitplatte angebracht, so können die Zerfallsprodukte von $\mu_\pm$ analysiert werden, wenn zugleich ein hinreichend starkes Magnetfeld wirkt. Man stellt fest, daß $\mu_\pm$ unter γ-Emis-

schon in $\beta^{\pm}$ zerfällt. Das β-Spektrum erweist sich auch hier, im Gegensatz zu den diskreten Quantenlinien als kontinuierlich, das aus der $\beta^{\pm}$-Absorption beim Passieren der eingesetzten Pb-Platte hervorgeht. Die Halbwertzeit des μ-Mesonenzerfalls kann in folgender Weise ermittelt werden: Zwischen zwei in Koinzidenz geschalteten Zählrohraggregaten gleicher Orientierung befindet sich eine hinreichend starke Platte aus dichter Materie. Das Zählrohraggregat über der Platte gibt beim Durchtritt eines μ-Mesons über eine elektronische Kopplung die Emission eines Hochfrequenzoszillators vorgegebener Frequenz frei, die elektronisch abgeschaltet

wird, wenn das tiefere Aggregat durch die β-Emission des im Pb zerfallenden Mesons anspricht. Aus der registrierbaren Zahl der emittierten Perioden und der Frequenz folgt dann für die Halbwertzeit der μ-Mesonen

$$\tau_{\mu} \approx (2{,}15 \pm 0{,}07) \cdot 10^{-6} \text{ [sec]}.$$

Wird angenommen, daß sich ein μ-Meson mit einer Geschwindigkeit $v \approx c$ bewegt, was aufgrund der vorliegenden Beobachtungen gerechtfertigt erscheint, so könnte dieses Meson höchstens den Weg

$$s \approx \tau_{\mu} \cdot c \approx 630 \text{ [m]}$$

zurücklegen. Da aber diese Mesonen bei der Bildung der sekundären Höhenkaskaden, also in einer Höhe von 10^4 bis 10^5 m Höhe entstehen

und die Halbwertzeit eine, das Meson kennzeichnende Konstante ist, muß geschlossen werden, daß ~~v_μ~~ τ_μ in irgendeiner Weise von v abhängt, denn der tatsächlich durchlaufene Weg ist wesentlich größer als 630 m. Anstelle τ_μ = const. muß also ein Zusammenhang $\tau_\mu(v)$ gefordert werden, der eine Revision des Zeitbegriffes überhaupt erforderlich macht. Werden ~~vier~~ in Koinzident geschaltete Zählrohraggregate, zwischen denen Platten schwerer Materie liegen, so zusammengeschaltet, daß das vierte Aggregat 10^{-6} sec nach den ersten drei Aggregaten anspricht und die Expansion einer Nebelkammer schaltet, dann werden nur diejenigen $\mu_\pm$ registriert, die nicht

von den Kernen der Materie absorbiert werden. Wirkt auf die Kammer ein Magnetfeld, dann zeigt sich, daß μ_+ überhaupt nicht und μ_- selten im Fall schwerer Kerne, aber auch nicht im Fall leichter Kerne absorbiert wird. $\mu_\pm$-Strahlung wird also praktisch nicht von Materie absorbiert, worauf die außergewöhnliche Durchdringungsfähigkeit der sekundären Höhenstrahlung zurückgeht, denn die Nukleonenkaskaden werden ebenfalls durch Nuklearprozesse absorbiert.

Werden Photoemulsionen jenseits der irdischen Atmosphäre direkt der primären Höhenstrahlung ausgesetzt, dann zeigt sich, daß die Primärkorpuskeln

nicht direkt Atomkerne in Nukleonen auflösen, sondern daß bei dieser Wechselwirkung sekundär eine weitere Art mit $e_\pm$ geladener Mesonen, die sogenannten Primär- oder π-Mesonen $\pi_\pm$ entstehen, für deren Masse sich aus den Bahnabmessungen in der Emulsion $m_\pi \approx 330 m_e$ ergibt. Diese π-Mesonen reagieren im Gegensatz zu den μ-Mesonen überaus intensiv mit den Kernen umgebender Materie. Die Beobachtungen an den Photoemulsionen weisen deutlich darauf hin, daß die aus den Primärkorpuskeln sekundär entstandenen π-Mesonen diese Atomkerne in Nukleonen hoher kinetischer Energie auflösen können, sodaß

die Nukleonenkaskade als ein terziärer Prozess anzusprechen ist. Die auf diese Weise nicht absorbierten π-Mesonen zerfallen nach sehr geringer Halbwertzeit unter γ-Emission in μ-Mesonen gleicher Ladung gemäß $\pi_\pm \xrightarrow{\nu} \mu_\pm$, sodaß auch die $\mu_\pm$-Strahlung ein aus der $\pi_\pm$-Strahlung hervorgehender terziärer Prozess ist. Die $\mu_\pm$-Strahlung begleitet dabei die Nukleonenkaskade hat aber wegen der geringen Wechselwirkungstendenz eine wesentlich größere Durchdringungsfähigkeit. Die π-Mesonen, die nicht zur Wechselwirkung kommen, durchlaufen also die Zerfallskette $\pi_\pm \xrightarrow{\nu} \mu_\pm \xrightarrow{\nu} \beta_\pm$, sodaß nach der Zeit

$\tau_\pi + \tau_\mu$ nur noch eine β = Strahlung übrig bleibt.

7.6.62 Die sehr intensive Wechselwirkung der π = Mesonen mit Materie geht wegen der ungleichnamigen Planungen von p und π_- im wesentlichen auf π_- zurück. Da $\pi_\pm$ sekundär aus der Wechselwirkung äußerst energiereicher p = Strahlung mit Materie entsteht, kann eine $\pi_\pm$ = Strahlung erzeugt werden, wenn geeignete p = Beschleuniger eine hinreichend energiereiche p = Strahlung ermöglichen. So erzeugte π = Mesonen gestatten exakte Messungen von m_π und τ_π. Es ergibt sich $m_{\pi+} = m_{\pi-} = m_\pi = 276 \pm 6$ und $m_{\mu+} = m_{\mu-} = m_\mu = 212 \pm 6$ in der Einheit m_e. Für τ_π folgt

$\tau_\pi \approx 2 \cdot 10^{-8}$ [sec]. Damit kann das Transmutationsschema zu $\pi_\pm \xrightarrow[2 \cdot 10^{-8}]{\nu} \mu_\pm \xrightarrow[2{,}15 \cdot 10^{-6}]{\nu} \beta_\pm$ ergänzt werden. Bei der Erzeugung von $\pi_\pm$ = Mesonen mit Hilfe von p = Beschleunigern können auch neutrale π = Mesonen π_0 der Masse $m_{\pi_0} \approx 295 \pm 20$ nachgewiesen werden, die nach der Halbwertzeit $\tau_{\pi_0} \approx 2{,}5 \cdot 10^{-14}$ [sec] in γ = Quanten zerfallen. Offensichtlich liefern die zerfallenden π_0 = Mesonen, die mit $\pi_\pm$ sekundär in der Höhenstrahlung entstehen, den Hauptanteil der γ = Quanten, welche die leicht abschirmbare Komponente der Elektronenpaarkaskade auslöst.

Anmerkung zu Bd XIII S. 164

Die Erfahrung nuklearer

Isomerien zeigt, daß es auf jeden Fall Nuklearstrukturen im Sinne von Nukleonenkonfigurationen geben muß. Wenn aber solche Konfigurationen zusammenhalten, dann müssen die Nukleonen p und n Quellen der Kernkräfte sein.
Ueber die Natur dieser Kernkräfte ergibt sich eine Aussage wenn eine Aussage über die Dichte ~~an~~ ~~dem~~ Unterschiede in verschiedenen Nuklearstrukturen gemacht werden kann. Erweist sich nämlich diese Dichte $\sigma = \frac{M}{V}$ mit dem Kernvolumen $V = \frac{4}{3}\pi R^3$ und der Kernmasse $M \approx mA$ (ohne Berücksichtigung des Massendefektes) als Konstant inbezug auf $m_p A$, dann müssen diese Kernkräfte Sättigungscharakter haben, d.h.

jedes Nukleon kann nur mit den benachbarten Nukleonen in Wechselwirkung treten. Werden an verschiedenen Kernstrukturen A die Korpuskeln der p- und α-Strahlung gestreut, so müssen die meßbaren Ablenkungswinkel Aufschlüsse über die jeweiligen Kerndurchmesser $D = 2R$ gestatten. Die auf diese Weise gewonnenen Kerndurchmesser D für jeden Wert A können nunmehr über dem zugehörigen A-Wert aufgetragen werden, was zu einer Meßkurve führt, die dem Gesetz $D \sim A^{\frac{1}{3}}$ oder $R \sim A^{\frac{1}{3}}$ also $V = \frac{4}{3}\pi R^3 \sim A = \frac{M}{m_p} = \frac{V}{m}\sigma$ ~~als~~ genügt. Hieraus folgt aber unmittelbar $\sigma = const(A)$, sodaß die Kernkräfte tatsächlich

einen Tätigungscharakter haben müssen.

18.6.62 Kapitel IV

Organische Strukturen

1.) Die Organismen.

Werden alle Ergebnisse der vorangegangenen antropomorphen ästhätischen Empirik zusammengefaßt, so kann festgestellt werden, daß alle sinnlich wahrnehmbaren Erscheinungsformen in Raum und Zeit definierte materielle Strukturen im Sinne geistlich funktioneller Wechselwirkungssysteme sind. Eine materielle Struktur erfüllt immer ein endliches und defi-

niertes, also geometrisch begrenztes Volumen des reellen physischen Raumes, in welchem der jeweilige Momentanzustand des Universums gegeben ist. Die Einzelelemente dieser materiellen Strukturen sind zugleich die Quellen aller Wechselwirkungen, durch welche es zu einem funktionellen Zusammenhang kommt; denn jede materielle Struktur muß als Konfigurationsfeld aufgefaßt werden, dessen Elemente durch emittierte und absorbierte Wirkungsfelder in zeitlichen Zusammenhängen stehen.

19.6.62 Der Zustand einer materiellen Struktur wird in jedem Fall durch drei Eigenschaften bestimmt; nämlich, durch

die geometrische Form
die innere Strukturierung und
die Textur, also die substanzielle
Zusammensetzung. ~~Jede Wechsel-
wirkung erfolgt entweder endo-
gen~~ Wenn Wechselwirkungen zu einem
zeitlich stationären Zustand führen
dann kommt es zu einem statisch-
oder dynamischstabilen Zustand;
d.h. das Wechselwirkungssystem
bleibt in seinem Zustand zeitlich
konstant. Erst wenn dieser statio-
näre Wechselwirkungszustand
zeitlich gestört wird, können
Labilitäten auftreten die zu
einer zeitlichen Zustandsände-
rung der Struktur führen. Grund-
sätzlich sind folgende Arten von
Zustandsänderungen möglich:
1.) die dreifache Zustandsänderung er-

folgt in allen drei Zustandsgrößen
gleichzeitig.
2.) Bei der doppelten Zustandsände-
rung ändern sich jeweils zwei
Zustandsgrößen also entweder
Form und Struktur oder Form
und Textur bezw Struktur und
Textur.
3.) Bei der einfachen Zustandsän-
derung ändert sich jeweils
nur ein Bestimmungsstück.
In der vorangegangenen Empirik
materieller Strukturen konnte
festgestellt werden, daß für alle Zu-
standsänderungen das Entropieprinzip
und im makromaren Bereich das
Kausalitätsprinzip gilt. Neben
diesen materiellen Prozessen
werden aber noch materielle
Strukturen beobachtet, die bei

konstanter Form und konstanter Struktur ihre Texetur permanent ändern u. zwar im Sinne eines Stoffwechsels also eines Materieaustausches mit der Umgebung. Der innere Zustand wird in diesem Fall erfahrungsgemäß nicht durch ein stationärer Prozess stabilisiert, sodaß diese ~~Fü~~ Strukturen ständig ~~A~~ labiel sind. Trotzdem wird beobachtet, daß sie ~~über~~ ~~während~~ ~~jeweilige~~ ~~Art charakteristische~~ bestimmter Zeitintervalle (für die betreffende Art typisch) existieren und sich selbst erhalten. Dies entgegen der allgemeinen Tendenz der Umgebung „die Entropie zu erhöhen". sodaß diese, als organisch bezeichneten Strukturen während ihrer Existenzdauer offensichtlich ~~dem~~ dem

Entropieprinzip nicht genügen. Im allgemeinen wird auch ein völlig akausales Verhalten festgestellt, sodaß auch das Kausalitätsprinzip trotz der makromaten Größenordnungen nicht erfüllt wird. Charakteristisch für diesen als Leben bezeichneten Vorgang ist die Beobachtungstatsache daß ein lebender Organismus nur von Organismen der gleichen Art erzeugt werden kann. Nach dieser Zeugung des Organismus, also nach dem Zeitpunkt des Lebensbeginns schließt eine ontogenetische Evolution im Sinne eines organischen Wachstums an. Nach Ablauf der Lebensdauer, während der sich der Organismus, trotz seiner Labilität, selbst erhält, also nach dem Zeitpunkt des Todes,

beginnen die Prinzipien der Entropie und Kausalität zu wirken.
Eine allgemeine Empirik der lebenden Organismen zeigt, daß es in Bezug auf den Stoffwechsel grundsätzlich zwei Klassen von Lebewesen gibt, nämlich autotrope und heterotrope Organismen. Die autotropen Organismen nehmen die zum Stoffwechsel notwendige Substanz unmittelbar aus der umgebenden anorganischen Materie, während die heterotropen Organismen organische Substanz anderer Lebewesen aufnehmen. Auch werden ganz bestimmte Arten von Mikroorganismen beobachtet, die heterotroper Natur sind, also organische Substanz aufnehmen, aber beim Stoffwechsel diese Substanz in ihre anorganischen

Mineralbestandteile zurückführen. Die autotropen Lebewesen haben demnach die Funktion von Produzenten organischer Substanz, die heterotropen diejenige von Konsumenten und die heterotropen Mikroorganismen die Funktion von Reduzenten solcher Substanz. In jeder dieser Hauptklassen erscheinen Lebewesen als offene oder geschlossene Systeme in Bezug auf das Wachstum; d.h. entweder erfolgt das Wachstum im Rahmen einer nicht vorher bestimmbaren Sprossung, oder aber das Wachstum verläuft völlig vorher bestimmbar im Rahmen einer festliegenden Form.

Wird die Energiebilanz beim Stoffwechsel untersucht, so ergibt sich folgende Gesetzmäßigkeit.

Bei autotropen Lebewesen verläuft der Stoffwechsel immer endotherm, sodaß die Entropie der aufgenommenen anorganischen Substanz nach dem Umsatz vermindert erscheint. Im Gegensatz dazu verläuft der Stoffwechsel heterotroper Lebewesen exotherm, d.h. die Entropie wird nach dem Umsatz erhöht. Eine weitere Analyse derjenigen Substanzen welche die Textur der organischen aufbauen führt zu dem Ergebnis, daß die holokristallinen Stoffe auf die C-Basis zurückgehen. Es hat den Anschein als ob die C-Basis ~~allein für~~ die organischen in Betracht kommend, weil wegen Z = 6 und der symmetrischen Tetraeder-Konfiguration

$2s^2 + 2p^2$ der Valenzschale die C-Atome mit 4 Valenzen die optimalen Eigenschaften der Selbstbindung aller Elemente haben und weil auf diese Weise holokristalline Strukturen als Fraktionalsysteme höchster Freiheitsgrade oder Aktions- und Reaktionsfähigkeit sowie guter Stabilität möglich werden.

Im allgemeinen wird die Besiedlung eines ~~Lebensraumes~~ Biotops durch Organismen als Population bezeichnet und zwar als Flora wenn es sich um eine Population aus autotrop endothermen aber als Fauna wenn es sich um eine solche aus heterotrop exothermen Organismen handelt; weil die autotrop endo-

thermen Organismen als Pflanzen und die heterotrop exothermen gewöhnlich als Tiere erscheinen. Flora und Fauna stehen nach den Beobachtungen in einer grundsätzlichen Symbiose und zwar im Sinne einer Sozialordnung, Produzent, Konsument, Reduzent, wodurch der Materieumsatz zu einem Kreisprozeß geschlossen wird, der aber nur solange stabil laufen kann, solange Energie für die endotherm verlaufenden Stoffwechsel ~~prozes~~ vorgänge der Produzenten vorhanden ist. Diese Energie wird in Form langwelliger Strahlungsquanten von der Sonne gestellt. Die Populationen der Flora und Fauna sind in allen Festlandgebieten

über und unter der Oberfläche sowie in der gesamten Hydro- und ~~Atmo~~ Atmosphäre nachweisbar. Bei derartigen Untersuchungen ist die außergewöhnlich große Zahl von Arten auffällig, denn jedem spezifischen ~~Lebensraum~~ Biotop scheint eine spezielle Art von Organismen jeweils optimal angepaßt zu sein, sodaß eine optimale Selbsterhaltung und Selbstentfaltung der Organismen in jedem ~~Lebensraum~~ Biotop resultiert. Auch werden die vielfältigsten Untersymbiosen einzelner Arten von Organismen beobachtet, die mit der gleichen Zielstrebigkeit auf optimale Selbsterhaltung, aber auch Selbstentfaltung der betreffenden Arten als Finalbestim-

mung hinweisen.

20.6.62 Beobachtungen hinsichtlich der Fortpflanzung von Lebewesen führen zu dem Ergebnis, daß jedes Lebewesen nur von anderen Lebewesen der gleichen Art produziert werden kann und zwar dann, wenn die Eltern des neuen Lebewesens ein bestimmtes für die Art typisches Lebensalter erreicht haben. Bei dieser Fortpflanzung werden immer die Merkmale der Art, aber auch Individualmerkmale der Vorfahren in einem Erbgang weitergegeben. Alle diese hereditären, also im Erbgang weitergegebenen Merkmale liegen demnach genotypisch als Potenz des möglichen Habitus nach der Zeugung im Keim des zukünftigen

Lebewesens vor. Dieser Genotypus bestimmt deshalb die Möglichkeiten der zukünftigen Ontogenese, doch bilden die allgemeine Symbiose zwischen Flora und Fauna, sowie die physikalischen Umweltsbedingungen zusammen, die Peristase der Ontogenetischen Evolution. Durch das Wirken dieser Peristase wird aber die Ontogenese so beeinflußt, daß die möglichen Potenzen des Genotypus sich verschiedenartig entfalten, sodaß durch die Wechselbeziehung zwischen Peristase und Genotypus der tatsächlich manifest werdende Phänotypus geprägt wird. Eine weitere Beobachtung läuft darauf hinaus, daß der fest liegende Genotypus gelegentlich Mutationen, also Struk-

Mutationsmöglichkeiten erfahren kann, welche durch Stoffwechselstörung, thermische Einflüsse sowie durch die Ausstrahlung beim Zerfall von Radioisotopen in der umgebenden Materie oder durch Höhenstrahlung ausgelöst werden. Derartige Mutationen ändern somit auch die Wechselbeziehung zwischen Peristase und Genotypus also den Phänotypus. Dies bedeutet aber, daß sich die Mutation in Bezug auf die Lebensfähigkeit des Organismus positiv oder negativ auswirken kann. Bei einer negativen Auswirkung kommt der betreffende Lebewesen infolge einer natürlichen Selektion innerhalb einer gewissen Zeit zum Fortpflanzung, sodaß sich eine derartige Mutation nicht

Katastrophe auswirken kann. Eine positive Mutation dagegen kann die Phylogenese, also die geistliche Evolution der ganzen Art beeinflussen, oder aber die Entstehung einer ganz neuen Art von Organismen auslösen.

2.) Die geistliche Evolution der Lebensformen

Bei Bodenuntersuchungen finden sich praktisch in allen Bodenschichten die zerfallenen Reste von Organismen. In tieferen liegen Pflanzen- und Tierreste in Schichten übereinander, wobei das Alter der einzelnen Schichten um so höher zu veranschlagen ist je tiefer die betreffende Schicht liegt. Jede alte Schichten erscheinen als Torf

und diese Torflager werden nach noch größeren Zeitabständen einem Verkohlungsprozess unterworfen und bilden dann Braunkohlen-lager. In all diesen Ablagerungen erscheint immer wieder der organische Ursprung des Materials, denn fossile Pflanzen- und Tierreste können als Fossilien noch in Braunkohlelagern identifiziert werden. Auch Stein-Kohlen- und Anthrazitlager müssen organischen Ursprungs sein, denn beim Abbau zeigt sich, dass diese Lagerstätten ebenso wie die Braunkohlenlager vorwiegend aus fossilen Pflanzen-resten bestehen. Ebenfalls werden beispielsweise in Kiesablagerungen fossile tierische Skelettreste gefun-

den. Eine Analyse aller dieser Fossilien zeigt, dass es sich teilweise um Reste von solchen Organismen handelt deren Arten gegenwärtig nicht mehr existieren, woraus auf ein hohes Alter zu schließen ist. Zur Altersbestimmung dieser Fossilien die noch direkt in organischer Form erscheinen kann folgende Methode verwendet werden. In der durch den π^--Mesonen-einfang verursachten Nukleonen-kaskade der sekundären Höhenstrahlung gibt es neben der p-Komponente auch eine n-Komponente, die einfach $N^{14}(n,p)\,C^{k\,14}$ $\xrightarrow[5000\,a]{\beta^-}$ N^{14} mit N_2 der Atmosphäre im Wechselwirkung tritt. Es entsteht das Radioisotop $C^{k\,14}$ aktiv, welches mit

O_2 der Atmosphäre sofort zu CO_2 reagiert. Andererseits zerfällt unter β = Emission das Isotop mit einer Halbwertszeit von ca 5000 a, sodaß sich in der Atmosphäre ein konstantes Niveau von C^{+14} in Form CO_2 erhält wenn die Intensität der Höhenstrahlung konstant bleibt. Beim Stoffwechsel der Organismen müßte je nach der Art des betreffenden Lebewesens eine bestimmte Menge C^{+14} ~~angelagert~~ im Organismus angelagert werden, die wegen des Stoffwechsels während der Lebensdauer konstant bleibt. In dem betreffenden Organismus kann also mit einem Zählrohr eine bestimmte β = Intensität I_0 nachgewiesen werden.

Nach dem Tod, also dem Aussetzen des Stoffwechsels, wird auch der C^{+14} = Bestand nicht mehr gewechselt und nach einer Zeit T muß die nachweisbare β = Intensität auf den Wert $I_1 < I_0$ gesunken sein. Aus dem Verhältnis dieser beiden messbaren Intensitäten und der bekannten Halbwertszeit $T \approx 5000$ a des C^{+14} folgt dann unmittelbar T. Wenn also organische Fossilien gefunden werden, so kann durch eine Messung der β = Strahlung im Vergleich mit äquivalenter frischer organischer Substanz das Alter des betreffenden Fossils ermittelt werden.

Eine andere Gruppe offensichtlich sehr alter Reste organischer Lebewesen wird von

den sogenannten Petrefakten ge-
bildet. In Gesteinsschichten der
Gebirge, aber auch in den Sedi-
mentärgeschieben finden sich
häufig die typischen Gestalten
organischer Lebewesen in Form
steinerner Figuren, teilweise auch
in Form reliefartiger Abdrücke
in Gesteinsplatten. Dass es sich
hierbei tatsächlich um die ver-
steinerten Abdrücke von organismen
handelt wird unmittelbar evident,
wenn das betreffende Gebilde mit
ultravioletlicht bestrahlt wird.
Die Fluoreszenzanregung im
sichtbaren Spektralbereich weist
dann deutlich auf eine für
organismen typische Verteilung
organischer Substanz hin.

21.6.62 Zur Altersbestimmung

derartiger Petrefakten reicht die
C^{14} - Methode im allgemeinen nicht
aus, woraus unmittelbar
hervorgeht, dass das Alter dieser
versteinerten Fossilien äußerst
erheblich vor
sein kann. In diesem
Fall muß berücksichtigt werden,
dass das Isotop U^{238} in allen
Gesteinen als Spurenelement ver-
teilt ist. Eine Analyse irgendeiner
Gesteinsart in bezug auf U und Pb
[illegible] muß ein Massenverhältnis U : Pb
ergeben. Pb ist aber das End-
glied der U - Zerfallsreihe, deren
Halbwertzeit bekannt ist, sodaß
sich aus U : Pb unter Berück-
sichtigung dieser bekannten Halb-
wertzeit das Alter der betreffenden
Gesteinsart ablesen lassen kann.
Mit Hilfe dieser Methode ist es mög-

lich das Alter aller Gesteins=
schichten zu messen und damit
auch das Alter der von diesen
Schichten eingeschlossenen Petre=
fakten. Werden alle Fundstücke
nach dem so gemessenen Alter ge=
ordnet und bezieht man die jünge=
ren organischen Fossilien in die
Ordnung ein (Alter durch den $C^{x\,14}$ = Zer=
fall bestimmt), so zeigt sich, daß
in jeder Altersschicht dieser Zusam=
menstellung eine charakteristische
Form von Petrefaktischen oder
organischen Fossilien besonders
häufig auftritt, die das Bild
der ganzen Altersschicht bestimmt
und daher als Leitfossil bezeich=
net wird (Zusammenstellung der
Leitfossilien mit Altersangaben).

Aus dieser Zusammen=

stellung der Leitfossilien und ihrer
Altersangaben geht unmittelbar
hervor, daß sich die ~~Lebensformen~~
von einigen primitiven Vorstufen
während der Entwicklungsgeschichte
bis zur Gegenwart aufwärts entwickelt
haben, und zwar im Sinne einer,
offenbar zielstrebigen Entwicklung
in allen ~~Lebensräume~~ Biotopen. Im Rahmen
dieser Besiedlung kam es zur Aus=
bildung einer großen Mannigfaltig=
keit von Arten und Symbiosen,
die sich optimal an den spezifi=
schen ~~Lebensraum~~ Biotop anpaßten. Für
die Entwicklungsgeschichte in den
~~Lebensformen~~ Biotopen ergibt sich folgendes
Bild: (Bd 1 letzte Seiten ver=
wenden).

Hier wurde die ge=
samte Evolution in erige=

schichtliche Epochen unterteilt und neben den Leitfossilien noch andere Formen angeführt, welche das Bild der jeweiligen Population ergänzen.

Aus diesen paläontologischen Untersuchungen geht hervor daß offensichtlich nicht nur die Ontogenese eines Organismus oder die Phylogenese einer Organismenart die dem Entropieprinzip entgegengerichtete Zielstrebigkeit zu optimaler Selbsterhaltung, Selbstentfaltung und Expansion des ~~Lebensraumes~~ Biotops aufweist sondern daß vielmehr die ganze Entwicklungsgeschichte der Organismen, welche alle Phylogenesen umfaßt, in der

zeitlichen Folge der Arten dem gleichen Prinzip finaler Zielstrebigkeit genügt. Hiermit wird deutlich, daß die gesamte Evolution zeitlich dem Entropieprinzip entgegenorientiert ~~ist~~ zu sein scheint sodaß eine der Phylogenese überlagerte Orthogenese wahrscheinlich angenommen werden kann. Wenn aber das Prinzip einer allgemeinen Orthogenese vorliegt, dann verhalten sich die Organismen so, als ob sie als Entelechien angelegt sind, also als organisierte Strukturen mit zeitlicher Finalbestimmung.

30.6.62 Es besteht aber auch die Möglichkeit daß diese Orthogenese nur vorgetäuscht wird, mit anderen Worten die Mutationen verlaufen ohne

jede Zielstrebigkeit und durch die Entropie erhöhende Wirkung der Umgebung kommt es zu einer Selektion, in deren Rahmen nur die der Umgebung optimal angepassten Organismen zur weiteren Fortpflanzung kommen. Diese Auffassung begründet durch die beobachteten negativen und positiven Mutationen erklärt zwar die große Vielfältigkeit der Organismen, aber nur bedingt den ebenfalls beobachteten Evolutionstrend zu organischen Strukturen wachsenden Organisationsgrades. Evtl. Entscheidung

3.) Allgemeine Eigenschaften des Lebensprozesses

So vielfältig auch die Arten

der Lebensformen sind, gibt es doch gemeinsame Eigenschaften, die allen Lebewesen gemeinsam sind und daher als allgemeine Eigenschaften des Lebensprozesses anzusprechen sind, die zu einer empirischen Definition verwendet werden können.

2.7.62 Das auffälligste Merkmal aller Lebewesen ergibt sich aus einer Analyse ihrer Körperstrukturen. Hierbei zeigt sich, daß alle am Lebensprozess und am Aufbau der Organismen beteiligten Substanzen, organischer Natur sind. d.h. daß alle Molekularstrukturen auf C = Verbindungen aufbauen. Lebensformen auf einer anderen materiellen Basis können nicht nachgewiesen werden. Hieraus folgt, daß die Valenzen der C = Atome Eigenschaften aufweisen müssen, die bei keinem

anderen Element vorkommen und daher, aufgrund der vorliegenden Erfahrungen, ein Grundprinzip des Lebensprozesses kennzeichnen. Die Valenzschale des C wird beschrieben durch die symmetrische Tetraederkonfiguration ~~2s2+2p2~~ 2(s2p2), welche nur vom Kernfeld Z = 6 durch die abgeschlossene K-Schale abgeschirmt wird. Durch diese Konfiguration ist aber im extremen Maße die Fähigkeit zur homöopolaren Selbstbindung gegeben, die bei den übrigen Elementen dieser Art wie Si und Ge, wegen des steigenden Z-Wertes und der damit wachsenden metallischen Eigenschaften oder beim B wegen der Assymmetrie ~~2s2+2p1~~ 2(s2p1) stark reduziert ist. Erfahrungsgemäß

gibt es neben C nur noch die Gruppe SiO_4, die im gleichen Maße zur Selbstbindung fähig ist, doch besagt die Erfahrung, daß SiO_4-Strukturen nicht die Basis des Lebensprozesses bilden. Der wesentliche Unterschied zwischen den C- und den SiO_4-Strukturen liegt in der Reaktionsfähigkeit. Während SiO_4 als Basis aller Gesteine und Mineralien nur sehr schwer mit der Umgebung in eine Wechselwirkung tritt, können die Wechselwirkungen der C-Strukturen mit der Umgebung im Sinne eines Substanzaustausches sehr intensiv verlaufen. Die organischen Molekularstrukturen sind durch ihren hochmolekularen Charakter sehr differenzierter C-Gerüste

(Selbstbindung) und die intensive Wechselwirkungsfähigkeit gekennzeichnet.

Die aus diesen organischen C-Strukturen aufgebauten Organismen erhalten sich in ihrer Struktur während ihrer Lebensdauer aufgrund eines ständigen Materiedurchsatzes, der im Innern des Organismus einen Stoffwechsel verursacht. Erfahrungsgemäß ist jeder Organismus ausserordentlich labil, denn nach einer Unterbrechung dieses Stoffwechsels, die zum Tod des Lebewesens führt, zerfällt der Organismus kurzfristig in Substanzen tieferen Energieniveaus und wesentlich höherer Entropie. Die allgemeine Tendenz der

anorganischen Umgebung ist die zeitliche Entropieerhöhung, also die Destruktionstendenz. Dieser Destruktion entgegen existiert nicht nur das Lebewesen während seiner Lebensdauer, sondern es widersetzt sich der Destruktion und zeigt während seiner Ontogenese eine der destruktiven Umgebung entgegengerichtete aufbauende Konstruktionstendenz. Die Organismen erhalten sich nicht nur selbst gegen die Destruktionen der Umgebung, sondern sie zeigen darüber hinaus während ihrer Ontogenese eine deutliche Konstruktionstendenz im Sinne einer Selbstentfaltung.

weiter weisen ~~Erfahrungsgemäß~~ alle Be-

obachtungen darauf hin, daß jedes Lebewesen zur Fortpflanzung fähig ist, die von gelegentlichen Mutationen abgesehen stets einer identischen Reproduktion entspricht. Dies bedeutet, daß ein Lebewesen sich nur im Rahmen seiner Art vermehren kann. Wie schon erwähnt ist jede Art von Organismen einer spezifischen Peristase optimal angepaßt, sodaß die Art während ihrer Phylogenese den ganzen verfügbaren ~~Lebensraum~~ Biotop besiedelt. Diese Expansionstendenz einer Population während der Phylogenese scheint das ~~scheitert~~ Äquivalent zur Selbstentfaltung während der Ontogenese des Einzelindividuums zu sein.

Bei dieser Expansion einer Art kann es gelegentlich zu starken Destruktionen kommen, nämlich dann wenn der neue ~~Lebensraum~~ Biotop nur mit physischer Gewalt zugänglich wird. In völliger Analogie hierzu wäre die Destruktionstendenz des heterotropen Einzelorganismus beim ~~Entropie erhöhenden~~ Materiedurchsatz zu nennen, denn hier ~~werden~~ werden die Entropiewerte der aus der Umgebung aufgenommenen Materie erhöht, was einer Destruktion entspricht.

Nach diesen grundsätzlichen Beobachtungen kann festgestellt werden, daß die materielle Basis des Lebensprozesses C = Strukturen sind und daß

weiter die Organisation grundsätzlich eine Konstruktion und eine Destruktionstendenz zeigt. Weiter ist immer ein Prinzip der Selbsterhaltung und der Selbstreproduktion des Einzelorganismus sowie ein Prinzip der Arbeitsteilung und Arbeitsverbindung gegeben.

4.7.62 Wird der Organismus eines Lebewesens, also eine Form, gesetzt, dann stellt man bei höher entwickelten Formen fest, daß dieses Form als eine Struktur von Einzelteilen zusammengesetzt ist, die spezialisierten während das Lebensvorgänge in funktionellen Wechselbeziehungen stehen. Aber auch die physikalisch bedingten Bestandteile

meute des Form werden sich als zusammengesetzt, denn bei der histologischen Untersuchung aller scheinbar homogenen Baubestandteile des Form kann grundsätzlich eine gewebsartige Struktur aus gegeneinander Volumselementen nachgewiesen werden. Diese Zellen erscheinen grundsätzlich als Elemente jeder organischen Struktur, und jede dieser Zellen ist ein in sich geschlossenes Lebendes System. Im einfachsten Fall besteht der ganze Organismus nur aus einer einzigen autonomen Zelle, während bei den höher organisierten Vielzellern die einzelnen Zellen Spezialfunktionen übernommen haben und in Zellverbänden da-

zelne Organe als somatische Strukturanteile mit Spezialfunktionen aufbauen, die wiederum, durch ein System funktioneller Wechselwirkungen gekoppelt, das Soma des Lebewesens aufbauen. Die Elemente eines jeden lebenden Organismus sind also die Einzelzellen, die nach den histologischen Befunden weitere Differenzierungen aufweisen. Der von der Zellenmembrane umschlossene Zelleninhalt, das sogenannte Protoplasma, ist immer von einem wabenartigen Geflecht einer Substanz anderer Konsistenz durchsetzt, wodurch das Protoplasma in ein umfangreiches System sogenannter Mizellen aufgeteilt wird. In diesen Mizellen laufen beim

Lebensvorgang die verschiedensten Stoffwechselvorgänge ab und alle Mizellen eines Zellinhaltes bilden wiederum ein funktionelles System von Wechselwirkungen, welches nach den Erfahrungen von der ~~Zell~~ Zentralstruktur einer Zelle, dem sogenannten Zellkern, gesteuert wird. Die einzelne Zelle erfüllt bereits alle Eigenschaften, die den Lebensprozess kennzeichnen. Sie versucht sich gegen die Umgebung selbst zu erhalten und im Sinne eines organischen Wachstums eine Selbstentfaltung bis zur vollen Funktionsfähigkeit im Rahmen ihres Wirkungssystem durchzuführen. Weiter ist jede Zelle zu einer Fortpflanzung fähig, wobei es von gelegentlichen Mutationen abgesehen grundsätzlich

rien nämlich sogen. Viren, beobachtet. Ein Virus ist ein Molekül auf der C-Basis, sehr hoher Organisation welches als Einzelmolekül bereits die Grundcharakteristika des Lebensprozesses erfüllt, denn diese Virusmoleküle sind in sich geschlossene funktionelle Wechselwirkungssysteme. Eine deutliche symbiotische Tendenz ist bei ~~diesen~~ vielen Virusarten zu erkennen die auf ein höheres evolutorisches Existenzniveau der sogen. Miasmen hinzielt, bei denen ein funktionelles System vieler Virusartiger Moleküle aufgebaut wurde die innerhalb des Systems Spezialfunktionen übernommen haben. Die Einzel-

len im Protoplasma der Einzeller können als solche als in ein Funktionalsystem gebundene Miasmen aufgefaßt werden, die als Einzelwesen eine höhere Virusform darstellen. Bereits bei den primitivsten Einzellern, den Bakterien, wird eine starke symbiotische Tendenz als Kolonie – und im stärkeren Maße als Ascusbildung beobachtet, die bei den höher entwickelten Einzellern pflanzlicher und tierischer Art noch stärker hervortritt. Auch hier läuft die Vergesellschaftungstendenz gezielt auf ein höheres Evolutionsniveau in Form eines höher strukturierten funktionellen Wechselwirkungssystems. Es werden Infusorienkolonien

insbesondere beim Volvox beobachtet, bei denen die einzelnen Zellen innerhalb der Kolonie bereits ihre Individualität aufgegeben und Spezialfunktionen übernommen haben. Kolonien auflösbar. Schließlich sind die einzelnen Hydraformen der nächst höheren organischen Strukturen nicht mehr auflösbare Zellverbände aus ~~[illegible]~~ Ektoderm, Endoderm und Phagocytensystem, die ~~[illegible]~~ als Gesamtsystem einen fest vorgegebenen Genotypus haben. Im nächsten Evolutionsniveau der Molusken beginnen die spezialisierten Zellenverbände zu bilden, die ihrerseits wiederum Spezialaufgaben als Organe zu erfüllen haben und ein übergeordnetes funk-

tionelles Wechselwirkungssystem bilden. Diese beobachtete symbiotische Vergesellschaftungstendenz der Elemente einer jeden organischen Struktur ist ebensowenig analytisch fassbar, wie die Akausalität ihrer Reaktionen und die Grundprinzipien eines jeden Lebensprozesses, nämlich Erhaltung und Entfaltung des Individuums und der Art sowie Konstruktions- und Destruktionstendenz.

Anmerkung auf S. 91

Jedes Lebewesen ist nach den vorliegenden Beobachtungen offensichtlich ein funktionelles Wechselwirkungssystem welches mit der destruktiven Umgebung in einer Wechselbeziehung steht und dabei konstruktiv ontogenetisch evolviert. ~~Bei~~ Dieser Ontoge-

nese wird wesentlich durch sym=
biotische Vergesellschaftungen
bestimmt derart daß die Onto=
genese der betreffenden Struk=
tur als Organisationsgrad
hinsichtlich der Symbiosen ge=
zielt auf eine Finalbestimmung
in einem höheren Organisations=
grad gerichtet ist. Organi=
sationsgrade mit Finalbestim=
mung sind aber Entelechien
und funktionelle Wechselwir=
kungssysteme in organischen
symbiotischen Zusammen=
hängen, sind Wirkungsgefüge.
Nach dieser Untersuchung ist also
jede organische Struktur und
jede organische Symbiose ein
entelechal geschichtetes Wir=
kungsgefüge. Aus dieser un=

mittelbar empirisch gegebenen Defini=
tion organischer Strukturen folgt
daß zur Beschreibung des elemen=
taren Lebensprozesses die Analysis
von Zahlenquantitäten ungeeig=
net ist. Die entelechale Schichtung
der Wirkungsgefüge legt vielmehr
als Analogon ein Metroplasekom=
binat als äonische Area nahe, dessen gratuelle
syntromatische und telezentri=
sche Dektonik (zeitliche Telezentrik)
dem empirischen Bild der völlig akausal reagie=
renden entelechal geschichteten
Wirkungsgefüge vollständig ent=
spricht. Wenn also eine Theorie
des Lebensprozesses geschrieben
werden soll, so muß es sich dabei
um eine syntrometrische Be=
schreibung handeln.

Beim Fortpflanzungs=

prozess einzelner Zellen kommt es immer zur identischen Reproduktion des betreffenden Chromosomenaggregates, woraus geschlossen werden muß, daß die identisch reproduzierten Eigenschaften des gesamten Organismus also der Genotypus in einem solchen Chromosomenaggregat lokalisiert ist. Tatsächlich finden sich nach den histologischen Untersuchungen auf jedem Chromosom eine sehr große Zahl sehr kleiner klotzartiger Gebilde von denen jedes einzelne präsumptiv ein vererbbares Merkmal weiterträgt. Eine Analyse der in diesen Genen enthaltenen Substanz betrifft die Aussage,

daß diese Genensubstanz als Information des betreffenden Erbmerkmals in ihrer molekularstruktur derjenigen einmolekularen Virusarten ähnlich ist. Mutationen andern demnach als Folge äußerer Eingriffe die molekularstruktur der betreffenden Gensubstanz und damit die von dieser getragene Information. Auf diese Weise wird es möglich auf welche der alle beobachtbaren Lebensformen während der geschichtlichen Evolution durch Mutationen aus der primitivsten organischen Struktur nämlich dem einmolekularen Organismus hervorgegangen sind, doch bleibt

unverständlich wie sich die Erzeugung der ersten lebenden Molekularstruktur vollzogen hat. Auf jeden Fall muß es sich um einen stetigen Prozess gehandelt haben; d. h. es muß eine bestimmte Zahl von Molekularten auf der C-Basis gegeben haben, die nicht dem Kriterium des Lebensprozesses genügen, aber als Vorstufen der ersten lebenden Molekularstruktur anzusprechen sind und anorganisch aus einfachsten Molekülen hervorgehen. Tatsächlich kann nachgewiesen werden, daß sich in H_2O, in welchem alle Mineralsalze des Meerwassers gelöst sind, Peptide und Aminosäuren bilden, wenn

über dem Wasser eine geeignete Atmosphäre aus N_2, O_2, CH_4, NH_3, CO_2, CN u. s. w. sich befindet durch welche elektrische Entladungen als Funkenschlag in das mineralhaltige Wasser gehen. Peptide und Aminosäuren können aber bereits als Vorstufen eines einmolekularen Organismus angesprochen werden. Demnach muß es im Gegensatz zur Auffassung organischer Strukturen als entelechal geschichteten Wirkungsgefüge eine materielle atomistische Theorie des Lebensprozesses geben, die aber nicht in einer mathematisch-physikalischen Theorie der Materie enthalten ist. Es besteht aber

die Möglichkeit zu versuchen, eine einheitliche mathematisch-physikalische Theorie der Materie so zu formulieren, daß ihre Aussagen dem Uebergangskriterium genügen und eine syntrometrische einheitliche Beschreibung der Materie und ihrer physikalischen Wechselwirkungen über den Quantitätsaspekt entsteht.

9.7.62 Mit einer solchen Beschreibung ist aber die Forderung erfüllt worden, die sich hinsichtlich einer Theorie des elementaren Lebensprozesses unmittelbar aus der empirisch entstandenen Definition des Lebensvorganges ergeben hat. Es ist demnach zu erwarten, daß die

syntrometrische Theorie der Materie und ihrer Wechselwirkungen eine Theorie des Lebensprozesses impliziert.

1. Anmerkung zu Seite 83

Im allgemeinen ist die Reaktionsweise der Organismen akausal, jedoch bei Organismen, die sich selbständig bewegen können, stets gezielt, wenn irgend ein Lebensbedürfnis erfüllt oder ein Plan realisiert werden soll. Bei der gezielten Aktion verläuft die zeitliche Kausalfolge (Ursache → Wirkung) nicht linear sondern als Schleife. Die vom Lebewesen verursachte Wirkung wird vom Organismus kontrolliert und dieser Wirkung entsprechend die Aktion so moduliert, daß

die laufende Aktion des Organismus optimal gezielt ist. Gezielte Aktionen manifestieren sich aber stets ~~mit~~ in der Konstruktions- oder Destruktionstendenz der Organismen, die demnach von selbst beweglichen Organismen willkürlich gesteuert werden kann. Derartige Willensäußerungen machen sich auch in einem gelegentlich beobachtbaren assozialen Verhalten von Einzelorganismen gegen die Population einer Kolonie der gleichen Art bemerkbar. Die Art dieser Willensäußerungen ist stets akausal doch setzt sie grundsätzlich eine bewußte Existenz voraus, denn gezielte Willensäußerungen der beobachteten Art sind nur möglich, wenn

die quantitativen Einflüsse der Umwelt nicht nur vom Organismus registriert und durch kybernetische Reflexe über Kausalschleifen ein Handlungsablauf ausgelöst wird, sondern die quantitativ-materiellen Wirkungen müssen in qualitative Erlebnisweise umgesetzt werden. Nach solchen Beobachtungen scheint jeder materielle Organismus, der zu aktiven, gezielten Willensäußerungen fähig ist, von einer immateriellen psychischen Struktur begleitet zu sein, die aber in irgend einer psychosomatischen Korrelation mit dem Organismus stehen muß. Durch dieses Korrelat wird ein vom Organismus aufgenommener Umwelteinfluß materieller Natur in eine

imaterielle psychische Erlebnis-
qualität transformiert und
umgekehrt können, aufgrund
der Beobachtungen, ebenfalls
imaterielle psychische Regun-
gen über dieses Korrelat die
Aktionsweise des Sinna beein-
flussen. (Fortsetzung siehe Bd III S. 1)

Neubearbeitung Fortsetzung von
Band XII Seite 94.

12.11.62 Das auf diese Weise
exakt formulierte kompositive
Hermetrieproblem kann, nach
einigen Transformationen,
einmal metronisch integriert
werden. Mit dem normier-
ten Orthogonalsystem $(\bar{e}_i \bar{e}_k)_q = \hat{E}$
und $\bar{a}_{kl} = \bar{e}_l / \alpha_l \, (a(kl) - 1) -$
$- \sum_{m \neq l} \frac{\bar{e}_m}{\alpha_m}$ wird $(a(kl) - 1) \underline{\mathfrak{f}}_l -$

$- \sum_{m \neq l} \underline{\mathfrak{f}}_m = \bar{a}_{kl} \sum_{s=1}^{q} \bar{e}_s \mathfrak{f}_s =$
$= \bar{a}_{kl} \, GRAD_q$, also $\bar{a}_{kl} \, GRAD_q \, \varphi_{kl} =$
$= \lambda(kl) \, \varphi_{kl} - \varphi_{kl}^2 = \frac{1}{4} \lambda^2(kl) \left(1 -\right.$
$\left. - \left(\frac{2\varphi_{kl}}{\lambda(kl)} - 1\right)^2\right)$, oder mit
$\hat{u} = \pm \left(\frac{2\varphi_{kl}}{\lambda(kl)} - 1\right)$ ist auch
$GRAD_q \, \hat{u} = \pm \frac{1}{2} \lambda(kl) \, \bar{a}_{kl}^{-1} (1 - \hat{u}^2)$
~~wenn $\bar{a}_{kl}^2 \cdot \alpha_{kl} = 1$ benutzt wird.~~
Mit $\bar{n} = \sum_{s=1}^{q} \bar{e}_s \cdot n_s$ wird nach
einer Multiplikation mit $\mathfrak{f} \bar{n}$ stets
$\bar{a}_{kl}^{-1} \mathfrak{f} \bar{n} = \frac{\alpha_l \mathfrak{f} n_l}{a(kl) - 1}$
$- \sum_{m \neq l} (\alpha_m \cdot \mathfrak{f} n_m) = \mathfrak{f} N_{kl} =$
$= \varkappa_{kl} =$ const. wegen der
Linearität und $GRAD_q \, \hat{u} \, \mathfrak{f} \bar{n} =$
$= \sum_{s=1}^{q} \mathfrak{f}_s \hat{u} \cdot \mathfrak{f} n_s = \sum_{s=1}^{q} \mathfrak{f}_s \hat{u} =$
$= \mathfrak{f} \hat{u}$. ~~also~~ Es ergibt sich
also die integrierbare Form
$\frac{\mathfrak{f} \hat{u}}{1 - \hat{u}^2} = \pm \frac{1}{2} \lambda(kl) \, \mathfrak{f} N_{kl} =$
$= \pm \frac{1}{2} \lambda(kl) \varkappa_{kl} = \pm \Lambda_{kl}$ und hier

13.11.62

kann mit $\mu = TG\,w$ transformiert werden, was nach den Regeln der metronischen Differentiation,

$$\pm\Lambda_{kl} = \frac{\mathfrak{F}\mu}{1-\mu^2} = COS^2 w \cdot \mathfrak{F}\,TG\,w =$$
$$= COS^2 w\,(COS^2 w - \tfrac{1}{2}\,SIN\,2w\,\mathfrak{F}w)^{-1}\,\mathfrak{F}w =$$
$$= \mathfrak{F}w\,(1 - TG\,w\,\mathfrak{F}w)^{-1} = \mathfrak{F}w\,(1-\mathfrak{F}\ln COS\,w)^{-1}$$

liefert. Hieraus wird $\pm\Lambda_{kl} =$

$$= \mathfrak{F}w \pm \Lambda_{kl}\,\mathfrak{F}\ln COS\,w =$$
$$= \mathfrak{F}\left(w \mp \tfrac{1}{2}\ln(1-\mu^2)^{\Lambda_{kl}}\right) =$$
$$= \tfrac{1}{2}\,\mathfrak{F}\ln\frac{1+\mu}{1-\mu}\,(1-\mu^2)^{\mp\Lambda_{kl}}.$$

Da stets $\Lambda_{kl} = \frac{1}{2}\lambda(kl)\,\mathfrak{F}N_{kl}$ wegen $\varkappa_{kl} = \mathfrak{F}N_{kl}$ gesetzt werden kann, folgt, unter Verwendung der logarythmischen Integrationskonstanten $\ln C_{kl}$ für das Metronintegral nach Potenzierung $\frac{1+\mu}{1-\mu}(1-\mu^2)^{\pm\Lambda_{kl}} = C_{kl}\,e^{\pm\lambda(kl)N_{kl}}$. ⌐ In dieser Lösung müssen zunächst die beiden eindeutigen Zweige analysiert werden. Desgleichen ist eine Be-

⌐ Anmerkung auf Seite 123

stimmung von C_{kl} notwendig. ⌐ Die Lösung gilt offensichtlich für alle N_{kl} und muß sich in den infinitesimal approximierbaren Bereich fortsetzen sowie auch dann gültig sein, wenn die $\lambda(kl)$ und $a(kl)$ so beschaffen sind, daß $\lambda(kl)\,a_s \ll 1$ also $\Lambda_{kl} \approx 0$ wird. Damit ist aber zur Auswahl des Zweiges die Approximation $\frac{1+\mu}{1-\mu} = C_{kl}\,e^{\pm\lambda(kl)N_{kl}} = f$ gegeben. Mit $\mu = \pm\left(\frac{2\varphi_{kl}}{\lambda(kl)} - 1\right)$ ergibt die Elimination

$$2\,\frac{\varphi_{kl}}{\lambda(kl)} = \pm\frac{f-1}{f+1} + 1.$$

Die Extrema des Verlaufes von φ_{kl} sind gekennzeichnet durch $\mathfrak{F}_s\varphi_{kl} = 0$, was in das hermetrische Fundamentalsystem eingesetzt $\varphi^{(kl)}_{ext} = \lambda(kl)$ liefert, und dies führt zu $\mu_{ext} = \pm 1$. Die nicht

⌐ Anmerkung auf letzter Seite

approximierte Lösung ergibt nur für das untere Vorzeichen ein nicht divergierendes Extremum $f_{exet} = 0$, während das obere Vorzeichen ~~zur Divergenz $f_{exet} \to \infty$ führt~~ zu einem uneigentlichen Wert führt. Mithin kommt also nur der negative Zweig von u in Betracht und dies liefert mit der normierten Zustandsfunktion $\eta_{kl} = \frac{\varphi_{kl}}{\lambda(kl)}$ die eindeutige Lösung $(1-\eta_{kl})^{\Lambda_{kl}+1}\,\eta_{kl}^{\Lambda_{kl}-1} = 2^{-2\Lambda_{kl}}\, C_{kl}\, e^{-\lambda_{kl}(kl) N_{kl}}$ mit $N = \mu\pi$ und für die Approximation $\eta_{kl} \approx (1 + C_{kl}\, e^{-\lambda_{kl}(kl) N_{kl}})^{-1}$. Als muß der Exponent $\lambda_{kl}(kl) \cdot N_{kl}$ imaginäre Glieder enthalten, denn nach den Untersuchungen über die hermetrische Weltarchitektur sind Kondensationen ohne irgendeinen imaginären Gitterselektor

$\alpha_s(\,)_s$ mit $s > 3$ nicht möglich, weil bei allen diesen Hermetrieforderungen die imaginäre entelechale Metronenzählung immer mitwirken muß. Dies bedeutet aber, daß die Im $\lambda_{kl}(kl)\, N_{kl} \neq 0$ grundsätzlich erfüllt sind, während re $\lambda_{kl}(kl)\, N_{kl} \neq 0$ gelten kann, wenn die reelle semantische Architektureinheit $\mathcal{M}_{(1)}$, also der R_3, zur Kondensation kommt. Dieser Sachverhalt bedeutet aber, daß auch $C_{kl} = a + ib$ mindestens komplex aufgefaßt werden muß und daß für $f_{exet} = 0$ auch $(\lambda_{kl}(kl)\, N_{kl})_{exet} = \alpha + i\beta$ spaltet. Einsetzen in $f_{exet} = 0$ liefert

$$0 = (a+ib)\, e^{-(\alpha+i\beta)} = e^{-\alpha} \cdot (a+ib)(\cos\beta - i\sin\beta) =$$

$= e^{-\alpha}(a\cos\beta + b\sin\beta + i(b\cos\beta + a\sin\beta))$ daraus folgt $\operatorname{tg}\beta = -\frac{a}{b}$ und $\operatorname{tg}\beta = \frac{b}{a}$ folgen $e^{-\alpha} > 0$. daraus folgt aber $\operatorname{tg}^2\beta = -1$ oder $a^2 = -b^2$ was entweder der Realitäts-annahme $a = \pm ib$ zur Folge hat, wobei aber sowohl $c_{k\ell} \neq 0$ als auch $a = 0$ zur Folge hat, was zur Darstellung $c_{k\ell} = 2iB_{k\ell}$ führt. In der Klasse Komplexe Lösungen werden dürfen $N_{k\ell} = \nu_{k\ell}$; n und den Ansatz

$$\text{Lösung } \nu_{k\ell} = \frac{a_\ell \, (\;)_\ell}{a_{(k\ell)-1}} - \sum_{m\neq\ell} \frac{a_m}{b_\ell^{(k\ell)}} (\;)_m \frac{\psi_{k\ell}}{\lambda_{(k\ell)}} =$$

$$= \frac{\psi_{k\ell}}{\lambda_{(k\ell)}} \cdot [k^i \ell]\,; \; n =$$

$= \psi_{k\ell}$; n daher ein Linear-

aggregat von Fundamentallösungen dargestellt werden kann. Das reale Lösungsintegral des homogenen Fundamentalproblems wird also als Vektor beschrieben durch

$$\left(\frac{()}{()} - \psi_{k\ell}\right)^{1_{k\ell}+1} \cdot \psi_{k\ell}^{1_{k\ell}-1} =$$

$$= 2^{-2\,1_{k\ell}} \cdot c_{k\ell} \cdot e^{-\lambda_{k\ell} \nu_{k\ell}} \cdot \left(\frac{()}{()} + 2i B_{k\ell} \cdot e^{-\lambda_{(k\ell)} \nu_{k\ell}}\right)^{j-1},$$

$$\Lambda_{k\ell} = \frac{a_\ell}{a_{(k\ell)-1}} - \sum_{m\neq\ell} a_m\,,$$

$$M = \frac{a_\ell}{a_{(k\ell)}} \sum_{m=1}^{q} a_m (\;)_m\,,$$

$$c_{k\ell} = \text{const.}\,,$$

$$\psi_{k\ell} = \frac{b_\ell^{(k\ell)}}{\lambda_{(k\ell)}} [k^i \ell]$$

gleichmäßig 118

($b_\ell^{(k\ell)}$ und $\lambda_{(k\ell)}$ erklären)

da ψ_{kl}; n im Extremum den Wert 1 annimmt und $(\lambda_{(kl)}\,\mu_{kl}\,;\,n)_{ext} = \alpha + i\beta$ ist, folgt für die Extrema $e^{-\alpha}\cdot e^{-i\beta} = 1\,e^{-\alpha}(\cos\beta - i\sin\beta) = 0$, was wegen $e^{-\alpha} > 0$ nur für $\cos\beta - i\sin\beta = 0$ oder $\cos\beta = 0$ und $\sin\beta = 0$ für $\alpha < \infty$ erreichbar ist. Die imaginären Folgen von Metronenziffern ermöglichen also grundsätzlich ~~zwei~~ vier Eigenwertspektren (als Selektoren auffassen), nämlich $\beta_+^{(+-)} = \pm\frac{\pi}{2}(2n_+ + 1)$ aus $\cos\beta_+ = 0$ und $\beta_-^{(\pm)} = \pm\pi n_-$ aus $\sin\beta_- = 0$ da nach ~~immer~~ $n_+ = n_-$ die positiven ganzen Zahlen gleichsinnig durchlaufen werden können, ergeben sich die folgenden Komplementaritäten: $\beta_+^{(+)} + \beta_-^{(-)} = \frac{\pi}{2}$ und $\beta_+^{(-)} + \beta_-^{(+)} = -\frac{\pi}{2}$, was aber

zu $\beta_+^{(\pm)} + \beta_-^{(\mp)} = \pm\frac{\pi}{2}$ zusammengefaßt werden kann. Die Eigenwertspektren des ersten Metroninhegrals 118 werden, zusammen mit der Komplementarität der Eigenwertspektren beschrieben durch (als Selektor auffassen)

$$\beta_+^{(\pm)} = \pm\frac{\pi}{2}(2n_+ + 1),$$
$$\beta_-^{(\pm)} = \pm\pi n_-,$$
$$\beta_+^{(\pm)} + \beta_-^{(\mp)} = \pm\frac{\pi}{2},$$
$$n_\pm \geq 0,$$

Gleichung ~~a~~ 118b

Und diese komplementären Spektren beschreiben durch ihre positiven ganzen Quantenzahlen $n_\pm$ die durch [ ] beschriebenen metrischen Kondensationsstufen des hermiteschen ~~Kompositionsfeldes~~ Kondensatfelde als Kondensationszustände

eines kontinuierlichen Linkstraumes R_q vom metrischen Volumenkontinuum $\mathfrak{K}_6$, dabei stets $q \leq 6$ ist. (Hier Band XII Seite 118 einfügen).

15.11.62 Die früher [118] bestimmten Komponenten des Fundamentaltensors hat mit allen regulären Affinitäten invariant und müssen als partielle Metrikdifferentiale des räumlichen invarianten Linkselektors $\overset{2}{\gamma}$ aufgefaßt werden, für den aber in der euklidischen Hyperebene $\overset{2}{\gamma} = \overset{2}{\gamma}^*$ gilt. Zu dem Kontravariantor $\gamma_{ik} = \frac{b_i^{(ke)}}{\lambda(ke)} [k^i e]$ ist γ_{ke} nach [118] bekannt. Mit dem normierten Orthogonalsystem $(\bar{e}_i \; \bar{e}_k) = \overset{2}{E}$ des kontinuierlichen Koordinaten-

wird $\frac{b_i^{(ke)}}{\lambda(ke)} [k^i e] = \left(\sum_{s=1}^{q} \bar{e}_s \frac{b_s^{(ke)}}{\lambda(ke)} \right)$.

$\bar{e}_i [k^i e] = \frac{b_{(ke)}}{\lambda(ke)} \bar{e}_i [k^i e]$,

also

$\bar{\gamma} = \sum_{k,e=1}^{q} \lambda(ke) \, b^{-1}_{(ke)} \, \gamma_{ke} =$

$= \sum_{ke=1}^{q} \bar{e}_i [k^i e]$ oder $\gamma_s = \bar{e}_s \bar{\gamma} =$

$= \sum_{ke=1}^{q} \bar{e}_s \bar{e}_i [k^i e] =$

$= \sum_{ke=1}^{q} \delta_{is} [k^i e]$ bezw. $\gamma_i = \sum_{ke=1}^{q} [k^i e]$,

womit die Elimination der Kontravariantkomponenten gelungen ist. Mit den Kategorien $\sum_{k=1}^{q} \gamma_{ik} = \gamma_i$ und $\sum_{i=1}^{q} \gamma_i = \gamma$ und ~~diese Formeln~~ einer Verwendung von $\overset{2}{\gamma} = \overset{2}{\gamma}^*$ dieser Kovariante finden wir $\gamma_i = \sum_{k,e=1}^{q} [k^i e] =$

$= \gamma^{is} \sum_{kl=1}^{q} [s\,k\,e] = \frac{1}{2} \gamma^{is} \sum_{ke=1}^{q} (\underline{\delta}_k \gamma_{se} +$

$+ \underline{\delta}_e \gamma_{ks} - \underline{\delta}_s \gamma_{ke}) =$

$= \frac{1}{2} \gamma^{is} \left(2 \underline{\delta} \gamma_s - \underline{\delta}_s \gamma \right)$. Hat kann

$y_i \underline{f} \cdot y^{\frac{i}{s}} = \int^{\frac{s}{}} \frac{()}{()} = \int_{j^s} \frac{()}{()}$

wegen der kovarianten Summationsregel verschwindet daher, es folgt $\sum_{i=1}^{q} 2\gamma_i\, y_i \underline{f} = y_j\, y^{\frac{i}{s}} (2 \underline{f} y_s - \underline{f}_s y) = \delta_{sj} (2 \underline{f} y_s - \underline{f}_s y) =$

$= 2 \underline{f} y_j - \underline{f}_j y$. Summation längs j liefert dann $\sum_{i=1}^{q} 2\gamma_i\, y_i =$

$= \sum_{j=1}^{q} (2 \underline{f} y_j - \underline{f}_j y) =$

$= \underline{f} y - \sum_{i=1}^{q} \underline{f} y_i$ oder

$\sum_{i=1}^{q} (2\gamma_i\, y_i - \underline{f} y_i) = 0$ was nur für $2\gamma_i\, y_i = \underline{f} y_i$ möglich ist. Mit $\frac{1}{y_i} \underline{f} y_i = \underline{f} \ln y_i =$

$= 2\gamma_i$ sowie $\bar{\alpha} = \sum_{s=1}^{q} \bar{e}_s\, \alpha_s$,

ferner $\bar{Z} = \sum_{s=1}^{q} \bar{e}_s ()_s$ und dann

Faktor $\mu = \sum_{s=1}^{q} \alpha_s ()_s = \bar{\alpha}\, \bar{Z}$

wird wegen $\underline{f} \ln y_i = \bar{\alpha}^{-1}\, GRAD_q \ln y_i$

also $GRAD_q \ln y_i = 2\gamma_i\, \bar{\alpha}$ die lineare

Integration möglich, denn es ist

$GRAD_q \ln y_i \cdot \underline{f} \bar{Z} = \sum_{s=1}^{q} \underline{f}_s \ln y_i =$

$= \underline{f} \ln y_i$ und $2\gamma_i\, \bar{\alpha}\, \underline{f} \bar{Z} =$

$= 2\gamma_i\, \underline{f} \mu$. Mit der logarithmischen Fakultätsdifferenz $\ln A_i^{\bar{}}$ wird das Integral zu $\underline{f} \ln y_i = 2\gamma_i\, \underline{f} \mu$ umformbar. Es folgt $\ln y_i - \ln A_i^{\bar{}}$

$= 2 \sum \gamma_i\, \underline{f} \mu = 2 \cdot \sum \sum_{\kappa\varepsilon=1}^{q} \frac{\lambda(\kappa\varepsilon) \cdot \gamma_{\kappa\varepsilon}\, \underline{f} \mu}{b_i^{(\kappa\varepsilon)}}$

$= 2 \sum_{\kappa,\varepsilon=1}^{q} \frac{\lambda(\kappa\varepsilon)}{b_i^{(\kappa\varepsilon)}} \sum \gamma_{\kappa\varepsilon}\, \underline{f} \mu =$

$= \sum_{\kappa\varepsilon=1}^{q} c_{\kappa\varepsilon}^{(i)} \cdot \sum \gamma_{\kappa\varepsilon}\, \underline{f} \mu$ für diese

Integralsumme gilt Kürzung

die Koeffizienten $c_{\kappa\varepsilon}^{(i)}\, b_i^{(\kappa\varepsilon)} =$

$= 2\lambda(\kappa,\varepsilon)$ und das Theorem

$\sum \sum = \sum \sum$ vertauscht Indizes

Maß der Potenzierung

ergeben sich als Summen

Kürzungen die Summen

der logarithmischen Komponen-

ten des Fundamentalselektors zu

$$\sum_{k=1}^{q} \gamma_{ik} = A_i \exp\left(\sum_{k,l=1}^{q} c_{kl}^{(i)} S \psi_{kl}^{i} \mathfrak{f} \mu\right),$$

$$c_{k,l}^{(i)} b_i^{(k,l)} = 2\lambda(k,l),$$

$$\cancel{\mu = \sum_{s=1}^{q} \alpha_s (\ )_s}$$

Gleichung ~~118~~ 119

+ Wenn also nach Gl ~~a~~ 118 die partiellen Lösungen ψ_{kl} bekannt sind, dann besteht nach Gl ~~b~~ 119 die Möglichkeit, das zweite Metronintegral zu bilden und den Fundamentalselektor des Kompositionsfeldes explizit zu beschreiben, wodurch das ~~Komposi-tive~~ fundamentale Hermetrieproblem in

allgemeinster Form gelöst worden ist. Korrekt. XI

22.11.62 Aus Gl. ~~b~~ 119 können die Extrema der hermetrischen γ_{ik} ermittelt werden. Nach der metronischen Extremwerttheorie müssen diese Extrema bei $\mathfrak{f}_j \gamma_{ik} = 0$ für alle hermetrischen Indizierungen liegen, was $[s\,k\,l]_{ext} = 0$ sowie $[{}^{i}_{k}\,l]_{ext} = 0$ und daher auch $\psi_{k,l}^{(e)} = \frac{b_i^{(kl)}}{\lambda(k,l)} [{}^{i}_{k}\,l]_{ext} = 0$ ergibt. Die gleiche Bedingung folgt auch aus $\mathfrak{f} \sum_{k=1}^{q} \gamma_{ik} = 0$ denn nach Gl ~~b~~ 119 wird ~~$0 = \mathfrak{f} A_i$~~

$$0 = \mathfrak{f} A_i \exp\left(\sum_{k,l=1}^{q} c_{kl}^{(i)} S \psi_{k,l}; (\,)\mathfrak{f}\mu\right) =$$

$$= \sum_{k=1}^{q} \gamma_{ik}\, \mathfrak{f} \sum_{kl=1}^{q} c_{k,l}^{(i)} S \psi_{k,l}; (\,)\mathfrak{f}\mu =$$

$$= \sum_{k=1}^{q} \gamma_{ik} \sum_{k,l=1}^{q} c_{k,l}^{(i)} \psi_{k,l}^{(e)}; (\,)\mathfrak{f}\mu,$$

weil $\mathfrak{f} S \psi_{kl}; (\,)\mathfrak{f}\mu = \psi_{kl}; (\,)\mathfrak{f}\mu$ ist. Da immer

$\sum_{k=1}^{q} \gamma_{ik} \neq 0$ sowie $c_{k,e}^{(i)} \neq 0$ und $\delta\mu \neq 0$ bleiben, kann

$\sum_{k=1}^{q} \gamma_{ik} \sum_{k,e=1} c_{k,e}^{(i)} \psi_{k,e}^{(e)}$; () $\delta\mu = 0$

mit für $\psi_{k,e}^{(e)} = 0$ erfüllt werden.

Dann ist dem ersten Vektor-

integral der Gl 118 dieser Null-

vektor in das registrierte erste

Determinantglied eingesetzt wird

dann folgt als Bedingung

für Existenz $(e^{-\lambda_{k,e}^{(i)} \mu_{k,e}})^{-1}_{esct} \sim$

$\sim \lim_{\psi_{k,e} \to 0} \psi_{k,e}^{1-\lambda_{k,e}} (E - \psi_{k,e})^{-1-\lambda_{k,e}} =$

$= \lim_{\psi_{k,e} \to 0} \psi_{k,e}^{1-\lambda_{k,e}} = 0$ weil immer

$\lambda_{k,e} \ll 1$ ist. Mit $(\lambda_{k,e}^{(i)} \mu_{k,e})_{esct}$

$= \alpha + i\beta$ wird demnach

$(e^{\lambda_{k,e}^{(i)} \mu_{k,e}})_{esct} = |e^{\alpha}(\cos\beta + i \sin\beta)| =$

$= 0$, woraus für die Existenz

der γ_{ik} die periodischen Be-

dingungen $\cos\beta = 0$ und $\sin\beta = 0$

folgen. Es bedeutet aber, daß die

Existenz der betrachteten Kom-

ponenten von $\overset{2}{\gamma}$ nach Gl 118b

mit den Eigenvektoren des diskreten

Kondensatoraggregats $\psi_{k,e}$ zusam-

menfallen. F

Schließlich kann versucht werden,

aus Gl 119 die γ zu eliminie-

ren. Nach der i_{te} Iteration

rechnung mit einer Koordinate

mehr als $q > 1$ sein, wenn

es für Bildung von Kondensa-

torenstufen kommen soll.

Wenn aber $q > 1$ ist, dann

ist auch $\frac{q}{2}(q+1) > q$.

Symbolisch $\overset{2}{\gamma} = [\gamma_{ik}]_q$ mit

$q \leq 6$ den betrachteten

Abschnitt als $\overset{2}{\gamma} = \overset{2}{\gamma}^{+}$ dann

ist auch $\overset{2}{\gamma}_q = \overset{2}{\gamma}_q^{+}$, sodaß

F Anschluß auf Seite 124

die $1 \leq i \leq q$ Gleichungen $\sum_{k=1}^{q} \gamma_{ik}$ insgesamt $\binom{q}{2} + q = \frac{q}{2}(q+1) > q$ unbekannte Komponenten umfassen. Aus diesem Grunde ist eine allgebraische Elimination nicht möglich, doch kann immer eine unitäre Transformationsmatrix $\hat{S} \cdot \hat{S}^{\times} = \hat{E}$ aufgefunden werden, mit deren Hilfe das Diagonalschema $\hat{S}\, \overline{{}^2\gamma_q} \cdot \hat{S}^{\times} = \overline{{}^2\gamma} = [\gamma_{i,i}\, \delta_{ik}]_q$ erreichbar ist. Eine derartige Tensortransformation ist aber ~~mit~~ einer Koordinatendrehung äquivalent. Sind die ~~Koe~~ orthogonalen Koeffizienten $\beta_{i,k}$ dieser Drehung in $\hat{\beta} = (\beta_{ik})_q$ enthalten, dann

ist $\hat{\beta} \cdot \hat{\beta}^{\times} = \hat{E}$ und für die Koordinationsselektoren bedeutet dies $\underline{()}_i = \sum_{k=1}^{q} \beta_{ik} ()_k$ und dies hat für den linearen Selektor $\mu = \sum_{s=1}^{q} \alpha_s ()_s$ die Transformation $\underline{\mu} = \sum_{i=1}^{q} \alpha_i \underline{()}_i = \sum_{ik=1}^{q} \alpha_i \beta_{ik} ()_k = \sum_{k=1}^{q} \beta_k ()_k$ mit $\beta_k = \sum_{i=1}^{q} \alpha_i \beta_{ik}$ zur Folge. Andererseits kann aber für den ebenfalls linearen Selektor $\nu_{kl} = \bar{a}_{k,l}\, \bar{\alpha}^{-1} \mu$ mit $\bar{a}_{k,l} = \frac{\bar{e}_l \cdot \alpha_l}{a(kl)-1} - \sum_{m \neq l} \bar{e}_m \cdot \alpha_m$ und $\bar{\alpha} = \sum_{s=1}^{q} \bar{e}_s\, \bar{\alpha}_s$ gesetzt werden, sodaß sich $\underline{\nu}_{k,l} = \varepsilon_{k,l}\, \underline{\mu}$ mit der Kürzung $\varepsilon_{kl} = \bar{a}_{kl}\, \bar{\alpha}^{-1} = (a(kl)-1)^{-1} + 1 - q$ ergibt, und dies liefert mit Gl. 115 das transformierte Kondensaggregat $\underline{\Psi}_{k,l}$, welches

Ferner ist μ ein Maß, die jeweils [illegible] Maß auf Σ [illegible] Kompressionen bezeichnet, so ist damals $A_i \exp\left(\sum_{k,\ell=1}^{q} c_{k,\ell}^{(i)}\right) = \sum_{k=1}^{q} \psi_{ik} = \sum_{k=1}^{q} \psi_{ii}\,\delta_{ik} = \psi_{ii}$, nach dieser Formel [illegible] Kompressionen also die Zahl der $q(q+1)$ Kompressionen die q diagonalen [illegible], für die es nach [illegible]

$$\psi_{ii} = A_i \exp\left(\sum_{k,\ell=1}^{q} c_{k\ell}^{(i)}\right) = \sum \psi_{k\ell;i}()\,\delta\mu,$$

$$\sum \hat{\psi}_q \hat{\Sigma}^x = \hat{\psi},$$

$$\sum \hat{\Sigma}^{-1} \hat{\Sigma}^x = \hat{E},$$

$$\hat{\beta} + \hat{\beta}^x = \hat{E}, \quad \mu = \sum_{k=1}^{q} \beta_k(\,)_k,$$

$$\beta_k = \sum_{i=1}^{q} \alpha_i \beta_{ik}, \quad \psi_{k\ell} = \varepsilon_{k\ell}\mu,$$

$$\varepsilon_{k,\ell} = (\alpha(k\ell) - 1)^{-1} + 1 \cdot q,$$

119r

Gleichung (1)

Maß q Bestimmtheitsgleichungen offen.

Für Vektoren der ψ_i i 119r nach Gleichung (1)

$$\sum \psi_{k\ell;i}()\,\delta\mu = \text{, allein Maß}$$

$$\sum \psi_{k\ell;i}()\,\delta\mu$$

bestimmt. Nach Gleichung (1) ist $\psi_{k,\ell}$ ein [illegible] dann Vektor für [illegible] λ - Werte, immer die Approximationsmöglichkeit $\lambda_{k\ell} \approx \alpha$

$$\sum \psi_{k\ell;i}()\,\delta\mu,$$

also $\psi_{k,\ell} \approx (1 + 2i B_{k\ell}\, e^{-\lambda(k,\ell)\mu_{k,\ell}})^{-1} = (1 + \exp(-\lambda(k,\ell)\varepsilon_{k,\ell}\mu + \ln 2iB_{k,\ell}))^{-1}$, [illegible] weiter linearen Vektor $y = \lambda(k,\ell)\varepsilon_{k,\ell}\mu - \ln 2iB_{k,\ell}$ sowie $x = e^{\frac{y}{2}}$ und $\eta = \alpha R S^x$ Vektor approximativ für den Faktorialvektor $\lambda(k,\ell)\varepsilon_{k,\ell} \sum \psi_{k,\ell;i}()\,\delta\mu \approx$

$$\approx \int (1+e^{y})^{-1} \, dy = \int (e^{\frac{y}{2}} + e^{-\frac{y}{2}})^{-1} e^{\frac{y}{2}} \, dy$$

$$= 2 \int (e^{\frac{y}{2}} + e^{-\frac{y}{2}})^{-1} \, d e^{\frac{y}{2}} = 2 \int \frac{x \, dx}{1+x^2} =$$

$$= 2 \int \operatorname{Tg} \eta \, d\eta = 2 \int d \ln \cos \eta =$$

$$= 2 \ln \cos \eta = \ln (1+e^{y}), \text{ also}$$

$$\int \psi_{\kappa,\ell;i}(\mu) \, d\mu \approx \frac{1}{\lambda(\kappa,\ell)\, \varepsilon_{\kappa,\ell}} \ln (1+e^{y}).$$

Mit den Koeffizienten $(\kappa,\ell,i) = \frac{c^{(i)}_{\kappa\ell}}{\lambda(\kappa,\ell)\,\varepsilon_{\kappa,\ell}}$ wird dann approximativ

$$\psi_{\mu i} \approx A_i \cdot \exp\left(\sum_{\kappa,\ell=1}^{q} c^{(i)}_{\kappa,\ell} \int \psi_{\kappa,\ell;i}(\mu) \, d\mu \right) \approx$$

$$\approx A_i \exp \sum_{\kappa,\ell=1}^{q} (\kappa\ell i) \ln (1+e^{y}) =$$

$$= A_i \exp \ln \prod_{\kappa,\ell=1}^{q} (1+e^{y})^{(\kappa,\ell,i)} =$$

$$= A_i \prod_{\kappa,\ell=1}^{q} (1+e^{y})^{(\kappa,\ell,i)}, \text{ also}$$

$$\psi_{i,i} \approx A_i \prod_{\kappa,\ell=1}^{q} \left(1 - 2i B_{\kappa,\ell} \, e^{\lambda(\kappa,\ell)\, \nu_{\kappa\ell}}\right)^{(\kappa,\ell,i)}.$$

Dies approximative explizite Darstellung,

$\int y =$ $\lambda_{\kappa,\ell} \approx 0$, $\psi_{i,i} \approx A \prod_{\kappa,\ell=1}^{q} (1 - 2i B_{\kappa\ell} \cdot e^{\lambda(\kappa\ell)\, \nu_{\kappa,\ell}})^{(\kappa,\ell,i)}$,

$(\kappa,\ell,i) = \frac{c^{(i)}_{\kappa,\ell}}{\lambda(\kappa,\ell)\,\varepsilon_{\kappa,\ell}}$,

Gleichung 120a

liegt in der Approximation zwischen der exakten mechanischen Lösung und der infinitesimalen approximation $\tau \to 0$ vor, hat trotz $\lambda_{\kappa,\ell} \approx 0$, nimmt noch ein höheres Grad an Präzision zu kommt als der infinitesimalen Darstellung durch eine Fold Potenzreihe Ähnlichkeit.

1.12.62 (zu Seite 115) Für anomalen, desintegrierenden Kompositkörper mit elastischen Kernen für die einzelnen kernmechanischen Spezialfälle existiert

es zweckmäßig, die einzelnen Gültigkeits-Bereiche der Darstellung ~~möglichkeit~~ in Approximationsstufen zu untersuchen. Auf jeden Fall muß gefordert werden, daß eine durchgängige Korrespondenz aller dieser Approximationsstufen existiert. Der Verlauf der hermetrischen Komponenten $\chi_{\kappa,l}$ und $\psi_{\kappa,l}$ wird wesentlich durch den linearen Selektor $\lambda_{\kappa,l} \cdot \mu$ bestimmt, von dessen Verhalten die betreffende Approximationsstufe abhängt. Im ersten Gültigkeitsbereich, der als metronischer Bereich bezeichnet werden kann, sind die Metronenziffern niedrig, sodaß hier größenordnungsmäßig $\lambda_{\kappa,l}\mu; n \approx \Lambda_{\kappa,l}$ gesetzt werden muß, woraus hervorgeht, daß im metronischen

Bereich nicht die Approximation $\Lambda_{\kappa,l} \approx 0$ durchgeführt werden darf. Erst im zweiten Gültigkeitsbereich dem Approximationsbereich hoher Metronenziffern, wird $\lambda_{\kappa,l}\mu; n \geq \Lambda_{\kappa,l}$ was zur Approximationsmöglichkeit $\Lambda_{\kappa,l} \approx 0$ führt (hier die entsprechenden Approximationen verwenden). Der dritte Gültigkeitsbereich ist dadurch gekennzeichnet, daß die Metronenziffern so groß werden, daß im Verhältnis zu den untersuchten geometrischen Abmessungen das Metron praktisch vernachlässigt werden kann. Die Approximationsstufe mikromaren dieses Infinitessimalbereiches ist also durch $\tau \to 0$ und $n \to \infty$ gekennzeichnet. Mit $\bar{y}_0 = \sum_{s=1}^{q} \bar{e}_s$ wird unter Verwendung dieser Infinitesi-

molapprox'mativ dann, $\mu \cdot n = \sum_{s=1}^{q} \bar{\xi}_s a_s n_s \to \bar{\eta}_0 \cdot \eta = \pm \eta$
$= \bar{\eta}_0 \cdot \sum_{s=1}^{q} \bar{\xi}_s a_s n_s \to \bar{\eta}_0 \cdot \eta = \pm \eta$
mit $\eta^2 = \sum_{s=1}^{q} x_s^2$, also $\eta = \pm \left(\sum_{s=1}^{q} x_s^2 \right)^{\frac{1}{2}}$.

Da die reellen Koordinaten des $R_3 \equiv S_{(1)}$ immer mit gemeinsame als eine semantische Architektur erscheinen, kann für diese reellen Größen $\rho^2 = \sum_{\kappa=1}^{3} x_\kappa^2$ gesetzt werden sodaß die $q-3$ imaginären Koordinaten zu $-\sigma^2 = \sum_{s=4}^{q} x_s^2$ zusammengefaßt sind. Damit wird $\sigma = \sqrt{\sigma^2 - \rho^2}$, während aber $\pm i \cdot \eta$ im dritten Gültigkeitsbereich mit $\tau \to 0$ auch $\lambda_{\kappa,e} \to 0$ wird. Somit folgt für den infinitesimalen Bereich

$\psi_{\kappa,e}(x_s)_1^q = \left(1 + \frac{\text{konst}}{2\tau} \cdot e^{\pm i \lambda_{\kappa,e} \eta}\right)^{-1}$,
$\eta^2 = \sigma^2 - \rho^2$, $-\sigma^2 = \sum_{s=4}^{q} x_s^2$

gleichen

120a

Dann die Selektorcoïncidenz wird bei infinitesimaler Approximation einfach $\psi_{\kappa,e}; n \to \psi_{\kappa,e}(x_s)_1^q$ ganz Feldfunktion. Solange $\rho < \sigma$ bleibt, liegt wegen $e^{\pm i \lambda_{\kappa,e} \eta} = \cos \lambda_{\kappa,e} \eta \pm i \sin \lambda_{\kappa,e} \eta$ ein Exponentialproblem vor d. h. die Kondensationsstufen erscheinen nunmehr als Abstände Eigenwerte von Quantenstufen über einem nicht metrischen Koordinatenbereich. Erst für $\rho \geq \sigma$, also $\eta = i \sqrt{\rho^2 - \sigma^2}$ wird das Exponential reell, und dies bedeutet daß $\psi_{\kappa,e}$ für beide Zweige sich einem Konstanten Festwert exponentiell nähert. Damit wird gleich die Existenz eines weiten Gültigkeitsbereiches nämlich des makroskopischen Bereiches,

angedeutet. Wird nämlich $r \gg \varrho$, so kann $y \approx ir$ gesetzt werden. Außerdem rücken nach dem Korrespondenzprinzip, bezogen auf r, die Abstände zwischen den Quantenstufen so dicht zusammen, daß das Eigenwertspektrum $\lambda_{k,l} \to \lambda$ das Kontinuum eines Streckenspektrums annähert. Hier sind die einzelnen Elemente (k,l) nicht mehr unterscheidbar, sodaß $\psi_{k,l} = \psi(x_s)_1^q$ und $\mathfrak{C}_{k,l} = \mathfrak{C}$ gesetzt werden kann. In dieser makromaren Approximation

$$r^2 \gg \varrho^2, \quad \psi = (1 + \mathfrak{C}\, e^{\pm\lambda r})^{-1},$$

Gleichung 120 b

liegt also ebenfalls für beide Zweige ein exponentielles Abklingungsgesetz vor, dessen Verlauf ~~im~~

~~Falle des negativen Zweiges~~ als Reihe entwickelt werden kann, die ganz nach der Größenordnung von r wiederum approximativ nach irgend einer Gliedzahl abgebrochen werden ~~kann~~ darf.

Anmerkung zu Seite 96

In dieser Lösung mit $\bar{a}_{k,l}^{-1}$ und $\bar{\alpha} = \sum_{s=1}^{q} \bar{c}_s \alpha_s$ kann man den Exponenten $\lambda(k,l) N_{k,l} = \lambda(k,l)\, \bar{a}_{k,l}^{-1} \cdot \bar{\alpha}^{-1} \sum_{l=1}^{q} \alpha_s$ $= \lambda(k,l)\, \varepsilon_{k,l}\, \mu$; n umformen. Hier ist $\mu = \sum_{s=1}^{q} \alpha_s (\,)_s$ ein linearer Selektor und $\varepsilon_{k,l} = \bar{a}_{k,l}^{-1} \cdot \bar{\alpha}^{-1} = (a(k,l) - 1)^{-1} + 1 - q$ nur von den $\lambda_m(k,l)$ und der Hermetriebedingung q abhängiger Faktor. Auch $\lambda(k,l)\, \varepsilon_{k,l}$ ist in dieser Weise nur von dem $\lambda_m(k,l)$ abhängig, sodaß $\lambda(k,l)\, \varepsilon_{k,l} = \lambda_{k,l}$ als neues Spektrum von

Kondensationsstufen eingeführt werden kann. Der Exponent vereinfacht sich damit zu $\lambda(k,l) \cdot N_{k,l} = \lambda_{k,l}\, \mu; n$. Die Approximationen $\Lambda_{k,l} \approx 0$ nicht bei den exakten Lösungen verwenden sondern erst nach dem Absatz auf S. 117 als Gleichung c.

<u>Anmerkung zu Seite 111</u>

Für $\psi_{k,l}$ gibt es, nach diesen Untersuchungen, zwei verschiedene Extrema, nämlich $\psi_{k,l}^{(min)} = 0$ und $\psi_{k,l}^{(max)} = E$, welche mit den Extrema der $\gamma_{k,l}$ zusammenfallen. Diese Extrema der $\gamma_{k,l}$ können aber nur Wendebezirke sein, die sich mit den Minima der Kondensoraggregate decken, denn $\psi_{k,l}^{(ext)}$ ist an $\delta\psi_{k,l} = 0$, also an $\delta^2 \gamma_{k,l} = 0$ gebunden,

während $\gamma_{k,l}^{(ext)}$ wiederum $\psi_{k,l} = 0$ fordert. Es gibt demnach eine periodische Folge von Minima und Maxima, der linearen Kondensoraggregate, während die Extrema der hermetischen Komponenten des Fundamentalselektors als Wendebezirke mit den Minima der Linearaggregate zusammenfallen. Für diese $\gamma_{k,l}^{(w)}$ gilt demnach

$$\gamma_{k,l}^{(w)} \equiv \psi_{k,l}^{(min)} = 0, \quad \psi_{k,l}^{(max)} = E$$

<u>Gleichung 119b</u>

deren Folge von den komplementären Spektren 118b bestimmt wird.

6.12.62

3. Imaginäre Kondensationen

Nach der Partiallösung 115 hängt der Verlauf des Kondensoraggregates ebenso wie derjenige des Fundamentalselektors vom linearen Argumentselektor μ ab und dieser Selektor wird von den $1 \leq i \leq q$ Koeffizienten $\alpha_i^2 = \pm \tau$ derjenigen Gitterselektoren bestimmt, in denen die Hermetrie existiert. Nach den Untersuchungen der hermetrischen Weltarchitektur muß aber die entelechale Einheit $s_{(3)}$ immer hermetrisch sein, sodaß, wegen $C_5 = i\sqrt{\tau}\,(\,)_5$, der Argumentselektor $\mu = \sum_{l=1}^{q} \alpha_l (\,)_l$ niemal reell sondern nur imaginär oder komplex sein kann. Infolgedessen gibt es nur zwei Grundklassen von Kondensationen

des R_6, nämlich imaginäre und komplexe, von denen zunächst die imaginären untersucht werden sollen.

Eine imaginäre Strukturkondensation liegt vor, wenn $\mathrm{re}\,\mu = 0$ ist, d.h. wenn eine Antihermetrie des R_3 vorliegt, denn nur $s_{(1)}$ ist im R_6 reell. Da außerdem stets $s_{(3)}$ in der ärmischen Welt kondensieren muß, wenn überhaupt irgendeine Struktur existiert, und mindestens zwei semantische Architektureinheiten hermetrisch sein müssen, wenn es zur Ausbildung von Kondensationsstufen kommen soll, gibt es für die imaginären Kondensationen grundsätzlich nur drei Möglichkeiten.

Es sind dies

a) die transfiniten Selbstkondensationen in $s_{(3)}$ und $s_{(4)}$ bei einer Antihermetrie der durch $s_{(1)}$ und $s_{(2)}$ konstruierten Somawelt R. Die in diesem Fall als ~~Antisoma~~ antihermetrische Soma der transfiniten Selbstkondensation bezeichnet werden soll.

b) Zeitkondensationen bei äonischer Antihermetrie also Kondensationen in $s_{(2)}$ und $s_{(3)}$.

c) Zeitkondensationen bei äonischer Hermetrie für welche nur noch der R_3 antihermetrisch ist.

11.12.62 In jedem Fall müssen bei diesen imaginären Hermetrie-

formen die $\psi_{k,l}$ von den reell zählenden Gitterselektoren in μ unabhängig sein, d.h. die Koordinaten des R_3 können nur als konstante Größen, also $\mathrm{re}\,\mu \sim$ ~ ~~[illegible]~~ E in den $\psi_{k,l}$ enthalten sein. Demnach können grundsätzlich im R_3 Paralleltranslationen durchgeführt werden, sodaß immer $\mathrm{re}\,\mu = 0$ und $\mu = -\mu^*$ rein imaginär wird, wodurch die imaginären Kondensationen charakterisiert sind. Zur Analyse der Lösungen für diese drei imaginären Kondensationen wird die Bestimmung der ~~[illegible]~~ $\psi_{k,l}$ in $\psi_{k,l}$ wesentlich. Zu dieser Ermittlung muß die Konvergenz von $\psi_{k,l}\,\psi^*_{k,l}$ verwendet werden, weil für die

Kondensationen, wegen der Hermitezität des Raumkondensors und des diskreten Spektrums der Kondensationsstufen, ein abstrakter metronischer Funktionenraum existieren muß. Es ist $\psi_{k,l} = \psi^*_{k,l}$, also $\psi_{k,l} \cdot \psi^*_{k,l} = \psi^2_{k,l}$; während aus der Fassung $\frac{\delta \mathfrak{u}}{E - \mathfrak{u}^2} = -\frac{1}{2}\lambda(k,l)\,\bar{a}^{-1}_{k,l} = -\frac{1}{2}\lambda(k,l)\,\varepsilon_{k,l}\,\delta\mu = -\frac{1}{2}\lambda_{k,l}\,\delta\mu$ mit $\mathfrak{u} = E - 2\psi_{k,l}$ die Darstellung $\psi^2_{k,l} = \psi_{k,l} - \frac{1}{\lambda_{k,l}}\frac{\delta\psi_{k,l}}{\delta\mu}$ folgt. Wird zunächst der Fall c) ausgeschlossen, sodaß nur zwei imaginäre Architektureinheiten zur Kondensation kommen, dann gilt $\mu = \alpha_5 (\,)_5 + y$, wobei $y = \alpha_{4,6} (\cdot)_{4,6}$ sein kann. Das metronische Integrationsvolumen Ω; n in der Konvergenzbedingung ist also als ein imaginärer R_2 aufzufassen da $\psi_{k,l} \cdot \psi^*_{k,l} = \psi^2_{k,l} > 0$ und $0 < \sum_0^\infty \psi_{k,l}\psi^*_{k,l}\,\delta\Omega < \infty$ sowie $\sum_0^\infty \psi_{k,l}\psi^*_{k,l}\,\delta\Omega =$ ist, muß auch $\delta\Omega > 0$ reell sein und die Dimensionierung eines R_2 haben. Diese Bedingungen sind aber nur erfüllbar durch $\delta\Omega = -i\sqrt{\tau}\,\delta\mu$, und aus der Konvergenz $\sum_0^\infty \psi_{k,l}\psi^*_{k,l}\,\delta\Omega < \infty$ wird nach der Normierung $\lambda^2_{k,l}\sum_0^\infty \psi_{k,l}\psi^*_{k,l}\,\delta\Omega = E$

$\boxed{\delta\bar{Z} =}$

Einsetzen von $\psi_{k,l} \cdot \psi^*_{k,l} = \psi^2_{k,l}$ liefert dann $\frac{E}{\lambda^2_{k,l}} = \sum_0^\infty \psi_{k,l}\,\delta\Omega - \frac{1}{\lambda_{k,l}}\sum_0^\infty \frac{\delta\psi_{k,l}}{\delta\mu}\,\delta\Omega = -i\sqrt{\tau}\left(\sum_0^\infty \psi_{k,l}\,\delta\mu - \frac{1}{\lambda_{k,l}}\psi_{k,l}\Big|_0^\infty\right)$ oder mit dem Selektor

$\lambda_{k,e}\,\mu = \frac{\xi}{\operatorname{ctg}\frac{iE}{\lambda_{k,e}\sqrt{\tau}}} = \frac{\xi}{\psi_{k,e}\int\frac{\xi}{\xi-\psi_{k,e}}}\Big|_0^\infty$.

Für Bestimmung von $\psi_{k,e}$ kann der zweite mechanische Approximationsbereich $\psi_{k,e} = (E + \cancel{2iB^{(0)}_{k,e}}\, e^{-\xi})^{-1}$ herangezogen werden. Hierzu ist aber die Fakultät möglich.

Es folgt $\int\frac{\psi_{k,0}}{e^{\xi/2}}\int\frac{\xi}{\xi} = 2\int(e^{\xi/2} + \cancel{2iB^{(0)}_{k,e}})^{-1}\int e^{\xi/2} =$

$= \int\int \ln(e^{\xi + \cancel{2iB^{(0)}_{k,e}}}E) =$

$= \int\int \ln\frac{\cancel{\psi_{k,e}}E}{E-\psi_{k,e}} = \ln\frac{E\cancel{\psi_{k,e}}}{E-\psi_{k,e}}$.

12.12.962

Einsetzen liefert $+\frac{iE}{\lambda_{k,e}\sqrt{\tau}} =$

$= \left(\ln\frac{E\cancel{\psi_{k,e}}}{E-\psi_{k,e}} - \psi_{k,e}\right)\Big|_0^\infty =$

$= \ln\frac{\cancel{e^{-\psi_{k,e}}}}{E-\psi_{k,e}}\Big|_0^\infty = -\ln(E-\psi_{k,e})\cdot e^{\psi_{k,e}}\Big|_0^\infty$

Hierfür kann der Näherungswert Reihe für mechanischen

Funktion Verschaltet und nach dem Korrespondenzprinzip der Approximationsstufen der mikroskopischen Approximationsbereich gewählt werden. Mit $\tau \to 0$ Diesen dritten Approximationsbereich wird $\lim_{\substack{\tau\to 0\\ \xi\to\infty}} \psi_{k,e};\ n = \psi_{k,e}(\xi) =$

$= (1 + \cancel{2iB^{(0)}_{k,e}}\cdot e^{\pm i\lambda_{k,e}\xi})^{-1}$, sofern sich für das mechanische

$\ln(1-\psi_{k,e}(\xi))\cdot e^{\psi_{k,e}(\xi)}\Big|_0^\infty \to -\infty$

oder nach Potenzierung

$\frac{((1-\psi_{k,e})\,e^{\psi_{k,e}})_{\xi\to\infty}}{((1-\psi_{k,e})\,e^{\psi_{k,e}})_{\xi=0}} = 0$, weil

im Falle der rein imaginären Kennzahl $\eta = \xi$ sein muß.

$e^{\psi_{k,e}}\Big|_0^\infty$

Für den negativen Zweig des Eigenwertes im $\psi_{k,e}(\xi)$ ist diese Bedingung wegen $\lim_{\xi\to\infty}\psi_{k,e}^{(-)} = 1$ identisch

erfüllt doch folgt für den positiven Zweig $\lim_{\varrho\to\infty} \psi_{k,l}^{(+)} = 0$, während für beide Zweige $\psi_{k,l}(0) = (1 + \cancel{2iB\mathcal{C}_{k,l}})^{-1}$ ist. Dies bedeutet aber $\frac{1+\cancel{2iB\mathcal{C}_{k,l}}}{\cancel{2iB\mathcal{C}_{k,l}}} \cdot \exp-(1+\cancel{2iB\mathcal{C}_{k,l}})^{-1} = 0$, was nur durch

$\cancel{2iB\mathcal{C}_{k,l}} = -1$, $\mu = \alpha_5 ()_5 + \alpha_{4,6} ()_{4,6}$

Gleichung ~~d~~121

erfüllt werden kann, womit die Integrationskonstante $\cancel{B\mathcal{C}_{k,l}}$ im Fall der imaginären Kondensationen a und b bestimmt worden ist.

Zunächst soll der Fall a weiter analisiert werden, d. h. es sollen transfinite Kondensationsstufen im äonisch-entelechalen R_2 jenseits des raumzeitlichen ~~Antisoma~~ Antiretmetrie R_4

liegen. (Unter geeigneter Abänderung und Anpassung der Symbolschrift den weiteren Text aus Bd XI ab Seite 166 verwenden).

Nach diesen Untersuchungen Text aus Bd XII S. 1 bis 17 einfügen.

18.12.62 Die Zeitkondensation bei äonischer Hermetrie, also der Fall c, wird durch $\mu = \sum_{k=4}^{6} \alpha_k ()_k$ oder für $\tau \to 0$ durch $\varrho^2 = -\sum_{k=4}^{6} x_k^2 = \varepsilon^2 + \eta^2 + c^2 t^2$ und $\mathfrak{J}\Omega = -i\tau\mathfrak{J}\mu$ gekennzeichnet. Dies bedeutet aber, daß sich aus der Konvergenz $\int_0^\infty \psi_{k,l} \cdot \psi_{k,l}^* \cdot \mathfrak{J}\Omega < \infty$ nach der Normierung $-\frac{iE}{\lambda^2\tau} = \ln(E - \psi_{k,l})\, e^{\psi_{k,l}}\Big|_0^\infty$ ergibt, wenn die zweite Approximationsstufe $\psi_{k,l} = \cancel{(E + 2iB_{k,l} \cdot e^{-\lambda_{k,l}})}$ $= (E + \cancel{2iB_{k,l}}\, e^{-\lambda_{k,l}}\mu)^{-1}$ verwendet wird.

der Uebergang zur dritten approxi=
mationsstufe $\tau \to 0$ und $\psi_{k,l}; n \to$
$\to \psi_{k,l}(x_i)_4^6 = \psi_{k,l}(\varrho) =$
$= (1 + 2i B_{k,l} \cdot e^{\pm i \lambda_{k,l} \varrho})^{-1}$ liefert
dann für den positiven Zweig
$\lim_{\varrho \to \infty} \psi_{k,l}(\varrho) = 0$ und $\psi_{k,l}(0) =$
$= (1 + 2i B_{k,l})^{-1}$, was, wie
~~bei den~~ im Fall Fällen a ~~und~~ b zu
$2i B_{k,l} = -1$ führt. Die Lösung
dieser Kondensation unterscheidet
sich also nur durch das Hinzu=
treten von η^2 in ϱ^2 von den
Fällen a und b. Da $\varrho_a^2 =$
$= \varepsilon^2 + \eta^2$ transfinite latente
Energieterme bezw. im Anti=
soma R_{+4} mit ω fortschreiten=
de Gravitonen, aber $\varrho_b^2 = \varepsilon^2 + c^2 t^2$
im ~~Soma~~ R_{-4} fortschreitende Pho=
tonen beschreibt, müssen durch
$\varrho_c^2 = \varepsilon^2 + \eta^2 + c^2 t^2$ Photonen

wiedergegeben werden, die von
Gravitonen begleitet werden.
Diese Photonen bei ävnischer
Hermetrie liegen also im
R_{-4}, doch setzen sie sich
durch angekoppelte Gravita=
tionsfelder in den R_{+4} fort.
Da Gravitations= und Trägheits=
wirkungen äquivalent sind
erfährt die durch $E = mc^2$ aus=
empirischen Sachverhalten de=
duzierte Trägheit der Feldener=
gie eine radikale Interpre=
tation durch die Zeitkonden=
sation bei ävnischer Her=
metrie. Während der Zeitnull=
punkte $t = 0$ wird immer
$\varrho_c = \varrho_a$, d.h. es existiert
stets eine durchgehende Korres=
pondenz der Photonenenergie

zwischen der manifesten Form im R_4 und transfiniten Energietermen solange $\eta \neq 0$ bleibt. Hieraus kann wiederum auf den Elementarprozess geschlossen werden, der für $\eta \neq 0$ im Sinne einer Strukturkorrespondenz abläuft, wenn Photonen induktiv emittiert und absorbiert werden. Im Photon muß bei $t = 0$ immer ein transfiniter Term vorangehen. Dies bedeutet aber, daß die Photonenkorrespondenz immer nur über solche Terme gehen kann, sodaß der Photonenaustausch über eine Distanz des R_3 in mehreren Phasen erfolgt.

1.) Phase: Der Energieterm des

emittierenden Systems im R_3, der zur Emission kommt, muß zunächst transfinit werden.

2.) Phase: Nach $t = 0$ wird dieser Term im R_4 als Photon wieder manifest.

3.) Phase: Das entstandene Photon durchläuft die betreffende Distanz des R_3. Bei diesem Durchgang bleibt $\eta \neq 0$ doch ist $\eta = \text{const.}$ zu vermuten weil keine Wechselwirkung vorliegt. $\eta = 0$ würde bedeuten daß kein Graviton an das Photon gekoppelt ist was aber die Trägheitslosigkeit und damit die Unablenkbarkeit von Photonen durch Gravitationsfelder zur Folge hätte, was aber im Widerspruch

~~mit~~ zur Erfahrung steht. $\eta = 0$ ~~ist~~ wird nur möglich sein, wenn das Photon die einzige Struktur der ganzen äonischen Welt wäre. Der Fall b ist demnach eben wegen dieser Irrealität nur als eine analytische Fiktion zu werten.

4.) Phase: Bei der Absorption des Photons durch irgendein anderes System des R_3 wird ein neuer Zeitnullpunkt gesetzt, sodaß die Photonenenergie transfinit wird, also in einen latenten energetischen Zustand übergeht.

5.) Phase: Der transfinite Term wird im R_4 als Absorptionsterm des absorbierenden Systems ~~im~~ wieder manifest.

Da die Absorptionsterme nicht elektromagnetischer Natur zu sein brauchen sondern auch in kinetischer Form erscheinen können, muß angenommen werden, daß das Latentwerden des Emissionstermes vor der Photonenemission, sowie das inverse Manifestwerden des Absorptionstermes über Gravitonen vermittelt wird, denn nur diese Gravitonen sind als Strukturen ~~des Antisomas~~ ~~sowohl~~ sowohl im R_4 ~~sowohl~~ manifest als auch transfinit. ~~Die erste und fünf~~ Mit Ausnahme der dritten Phase ~~sind~~ werden ~~also~~ in den übrigen Phasen die als negative und positive Raumschlüsse definierten

Uebergänge von den Somastruk=
turen in transfinite Terme und
umgekehrt durch Gravitonen
vermittelt. Bei der Photonen=
emission erfährt also der
Emissionsterm über ein Gra=
vitonensystem einen nega=
tiven Raumschluß, dem sich
ein positiver, ebenfalls über
ein Gravitonensystem anschließt,
wodurch das Emissionsphoton
entsteht. Bei der Photonenab=
sorption vollzieht sich der
inverse Prozeß, d.h. das
Photon erfährt nunmehr
einen negativen Raumschluß
über ein Gravitonensystem,
dem sich ein positiver Raum=
schluß bei der ~~Erzeugung~~ Entstehung des
Absorptionskernes anschließt.

Offensichtlich bestimmt die Struk=
tur des Emissionskernes das
den negativen Raumschluß
vermittelnde Gravitonensystem,
was auch beim negativen Raum=
schluß der Photonenabsorption
gilt. Freiheitsgrade existie=
ren demnach nur bei den
positiven Raumschlüssen,
denn hier können die Gravi=
tonensysteme mehrdeutig
ausfallen. So können z.B.
mehrere Photonen emittiert
und verschieden strukturierte
Absorptionsterme entstehen.
Da die Natur der Gravitonen=
systeme, die den positiven Raum=
schluß vermitteln, allein von
ε und η bestimmt wird,
~~ist~~ wird die durch den Freiheitsgra=

bedingte Unschärfe durch den transfiniten Weltbereich bestimmt. Als Sonderfall derartiger Raumschlüsse muß eine direkte Transmutation von Photonen in Gravitonen und umgekehrt möglich sein, wie sie von den elementaren Mesofeldgleichungen bereits angedeutet wird. Die Analyse derartiger Prozesse setzt jedoch eine explizite Beschreibung der Raumschlüsse voraus und dies wiederum fordert eine Analyse derjenigen Kondensationen, die unmittelbar im R_3 manifest werden und somit Ortsfunktionen der reellen semantischen Architektur-

einheiten $\beta_{(1)}$ sind. Es handelt sich hierbei um komplexe Kondensationen, weil in μ neben den imaginären auch die reelle Selektoren $\alpha_k \cdot (\,)_k$ mit $k \leqq 3$ des $R_3 \equiv \beta_{(1)}$ auftreten.

4.) Komplexe Kondensationen

10.1.63 Wenn neben dem imaginären Architektureinheiten auch die reelle Einheit $\beta_{(1)}$ zu einer metronischen Kondensation des R_3 kommt, dann erscheinen in μ der Partiallösung $\Psi_{k,l}$ die reellen Gitterselektoren $\alpha = \sum_{k=1}^{3} \alpha_k (\,)_k$ des R_3 neben den imaginären $i\beta = \sum_{k>3} \alpha_k (\,)_k$, sodaß $\mu = \alpha + i\beta \neq \mu^*$ zu einem komplexen

Anmerkung letzte Seite

Linearselektor wird. Neben den imaginären Struktur-Kondensationen gibt es also auch solche komplexer Natur, deren Eigenart durch die metronische Strukturkondensation des physischen Raumes bestimmt wird. Ist $3 < p \leqq 6$ die Zahl der zur komplexen Kondensation kommenden Dimensionen, dann gilt für ein metronisches Volumenelement $\delta\Omega \sim \sqrt{\tau^p} \cdot \delta\mu$ im geodätischen Gitter der Hyperstruktur. Unabhängig vom Proportionalitätsfaktor ist dann $\delta\Omega \neq \delta\Omega^x$, sodaß auch $\sum_0^\infty \psi_{k,l}\psi^x_{k,l}\,\delta\Omega < \infty$ gegen einen komplexen Wert konvergieren muß weil $\psi_{k,l}\cdot\psi^x_{k,l} = \psi^2_{k,l}$ ein reeller

Selektor ist. Mit $E = \frac{0}{0}$ folgt dann für die Normierung $\lambda^p_{k,l} \sum_0^\infty \psi_{k,l}\psi^x_{k,l}\,\delta\Omega \sim (1+i)E = \varepsilon$, oder $(\lambda_{k,l}\sqrt{\tau})^{-p}\varepsilon \sim \sum_0^\infty \psi_{k,l}\psi^x_{k,l}\,\delta\mu$ und hierin kann mit dem hermetrischen Fundamentalproblem in der Fassung $\psi_{k,l}\cdot\psi^x_{k,l} = \psi^2_{k,l} = \psi_{k,l} - \frac{\delta\psi_{k,l}}{\lambda_{k,l}\,\delta\mu}$ substituirt werden. Mit der linearen Selektortransformation $\lambda_{k,l}\cdot\mu = x$ folgt nach einer Substitution für die Konvergenz $\lambda_{k,l}(\lambda_{k,l}\sqrt{\tau})^{-p}\varepsilon \sim \sum_0^\infty \psi_{k,l}\,\delta x - \psi_{k,l}\Big|_0^\infty$. Hierin gilt im zweiten Approximationsbereich $\psi_{k,l} = (E + A_{k,l}\cdot e^{-x})^{-1}$, also $\sum \psi_{k,l}\,\delta x = \sum (E + A_{k,l}\cdot e^{-x})^{-1}\delta x = \sum (e^x + A_{k,l})^{-1} e^x\,\delta x = \sum \delta \ln(e^x + A_{k,l}) = \sum \delta \ln\left(E + \frac{1}{A_{k,l}}\cdot e^x\right) =$

$= -\sum \int \ln(E - \psi_{\kappa,e})$.

Das bedeutet aber $\ln e^{\psi_{\kappa,e}(E-\psi_{\kappa e})}\Big|_0^\infty =$
$\sim -\lambda_{\kappa,e}(\lambda_{\kappa,e}\sqrt{\tau})^{-p} \cdot \varepsilon$ für $\lambda_{\kappa e}$
konvergiert das Zustands selek-
tor $\psi_{\kappa,e}$. Es kann nun-
mehr $\lambda_{\kappa,e}$ so gewählt in den
dritten Approximationsbereich
$\tau \to 0$ hinreichend klein werden.
Bei diesem Übergang wird
$\lim_{\tau\to 0} x;\ n = \pm i y = \pm i\sqrt{\xi^2 - r^2}$
und $r^2 = \sum_{\kappa=1}^{3} x_\kappa^2$ und $-\xi^2 = \sum_{\kappa>3} x_\kappa^2$.
Daher gilt $\lim_{\tau\to 0} \psi_{\kappa,e};\ n =$
$= \psi_{\kappa,e}(y) = \left(1 + \mathcal{A}_{\kappa,e}\, e^{\pm i\lambda_{\kappa,e} y}\right)^{-1}$
und $\lim_{\tau\to 0} \lambda_{\kappa,e}(\lambda_{\kappa,e}\sqrt{\tau})^{-p}(1+i) \to \infty$
also
$\lim_{\tau\to 0} \exp\left(-\lambda_{\kappa,e}(\lambda_{\kappa,e}\sqrt{\tau})^{-p}(1+i)\right) = 0$
Für die positiven Zweige
$\psi_{(+)\kappa,e}(y)$ folgt offenbar
$\lim_{y\to\infty} \psi_{(+)\kappa,e} = 0$, während für
beide Zweige $\psi_{(\pm)\kappa,e}(0) =$

$= (1 + \mathcal{A}_{\kappa,e})^{-1}$ gilt. Einsetzen die-
ser Taylorreihe in das potenzier-
te und anschließend infinitesi-
mal approximierte Wellenpaket
liefert dann die Bedingung
$\frac{1}{\mathcal{A}_{\kappa,e}}(1 + \mathcal{A}_{\kappa,e}) \cdot \exp\left(-(1+\mathcal{A}_{\kappa,e})^{-1}\right) = 0$
was nur durch $\mathcal{A}_{\kappa,e} = -1$ erfüll-
bar ist. Die Fakultätsmenge
dieser Komplexen Wirkungs-
Koordinatoren ist also auch
negativen imaginären Koordi-
naten fremd.

Aufgrund dieser Bestimmung
$\mathcal{C}_{\kappa,e} = -1$ kann die Lösung im
dritten also mikroskopischen Approxi-
mationsbereich infinitesimal fest,
wenn es die allgemeinen Komplexen
Wirkungskoordinaten kennt.
Für diese Komplexen Koordi-
naten gilt deshalb allge-

meine im nicht metronischen, mikromaren Bereich

$$\psi_{(\pm)k,l}(y) = \left(1 - e^{\pm i\lambda_{k,l} y}\right)^{-1},$$

$$y^2 = \varrho^2 - r^2,$$

$$r^2 = \sum_{k=1}^{3} x_k^2,$$

$$-\varrho^2 = \sum_{k>3} x_k^2$$

Gleichung 124

Aus dem Bau des komplexen Linearselektors $\mu = \alpha + i\beta$ können die möglichen Fälle komplexer Kondensationsstufen abgelesen werden. Auf jeden Fall muß immer $\alpha \neq 0$ bleiben denn würde der R_3 nicht kondensieren dann würde $\psi_{(\pm)k,l}$ zum imaginären Kondensoraggregat werden was bereits in 6 VIII 3) beschrieben wurde. Außerdem muß in $i\beta$ grundsätzlich nach der hermetri-

schen Weltarchitektur $\alpha_5 ()_5$ enthalten sein weil eine Struktur ohne entelechale Bewertung nicht möglich ist. Durch diese beiden Fixierungen ergeben sich für ~~für~~ die komplexen Kondensationen nur vier Möglichkeiten. Kennzeichnet (α) 12. I. 1963 die äonische Antihermetrie, dagegen (β) die äonische Hermetrie dann beschreibt $i\beta$ allein die vier möglichen Kondensationsformen weil immer $\alpha \neq 0$ ist. Im ersten und einfachsten Fall wäre

$$\beta_{(\alpha\alpha)} = -i\,\alpha_5 ()_5 \quad \text{bezw.}$$

$$\beta_{(\alpha\beta)} = -i\left(\alpha_5 ()_5 + \alpha_6 ()_6\right)$$

bei äonischer Hermetrie. In diesem Fall (α) kondensiert von der Sonnenwelt (verursacht

durch die transfiniten Strukturen) nur $\beta_{(1)}$, also der R_3, sodaß die komplexen Strukturkondensationen vom Typ (a) als Raumkondensationen bezeichnet werden müssen. Die beiden übrigen komplexen Kondensationstypen (b) wären dann

$$\beta_{(b\,\alpha)} = -i\,(\alpha_4\,()_4 + \alpha_5\,()_5)$$

und

$$\beta_{(b,\beta)} = -i\,(\alpha_4\,()_4 + \alpha_5\,()_5 + \alpha_6\,()_6).$$

Neben $\beta_{(1)}$ kondensiert hier die noch die Einheit $\beta_{(2)}$ der Sonnenwelt R_4, sodaß die Kondensationen (b) Raumzeitkondensationen sind.

Mit $-x_4^2 = c^2 t^2$ sowie $-x_5^2 = \varepsilon^2$ und $-x_6^2 = \eta^2$ folgt für den mikromaren Infinitesimalbereich $\tau \to 0$ für diese Kon-

densationstypen ein analoger Sachverhalt für y, denn in $y^2 = \varrho^2 - r^2$ ist r^2 eine Distanz im reellen R_3, ~~während~~ welche dem Selektor α aus μ ~~entspricht~~, während ϱ^2 dem imaginären Selektoranteil β entspricht.

In der Approximation $\psi_{k,l} = (1 - e^{\pm i\lambda_{k,l} y})^{-1}$ kennzeichnet also ϱ^2 den jeweiligen Kondensationstyp. Die Raumkondensationen werden dabei beschrieben durch $\varrho^2_{(a\,\alpha)} = \varepsilon^2$ und $\varrho^2_{(a\,\beta)} = \varepsilon^2 + \eta^2$ während für die Raumzeitkondensationen

$$\varrho^2_{(b,\alpha)} = c^2 t^2 + \varepsilon^2 \quad \text{und}$$

$$\varrho^2_{(b,\beta)} = c^2 t^2 + \varepsilon^2 + \eta^2 \quad \text{gilt.}$$

Nach dieser Klassifikation der aufgrund der Weltarchitektur überhaupt möglichen Kon-

plexen Kondensationsvorgänge können die Kondensations=stufen im einzelnen analysiert werden. Charakteristisch

14.I.63 ~~Zunächst soll der einfachste Fall also die Raumkondensation~~ für alle Kondensationen ist das Auftreten von Singularitäten in $\psi_{\kappa,l}$. Für den zweiten metronischen Approximationsbereich $\psi_{\kappa,l} = (E - e^{-\lambda_{\kappa,l}\mu})^{-1}$. Kommt es nur für $\mu \cdot n = 0$ zur Unendlichkeitsstelle doch ist dieser Fall von vornherein auszugrenzen, weil $\mu \cdot n = 0$ bedeutet, daß überhaupt kein Metron existiert was im Widerspruch zum Metronenbegriff steht. Auch in den Extrema gibt es keine singulären Unendlichkeitsstellen,

denn wegen $\mu = \alpha + i\beta$ steht vor dem komplexen Exponentialgesetz grundsätzlich der räumliche Abklingungsselektor $e^{-\lambda_{\kappa,l}\alpha} \neq E$, was die Unendlichkeitsstelle (auch im geradzahlig reellen Spektrum) unmöglich macht. Im Gegensatz hierzu treten im 3. Approximationsbereich $\tau \to 0$ derartige Unstetigkeiten auf weil

$$\psi_{\kappa,l}(y) = (1 - e^{\pm i\lambda_{\kappa,l} y})^{-1}$$

immer $y^2 = \varrho^2 - r^2$ ist.

15.I.63 Tatsächlich setzen sich also für $\tau > 0$ metronische Eigenwerte in dem ganzen R_3 fort, deren Amplituden allerdings räumlich steil abklingen, aber auch für $\alpha \cdot n \geq \beta \cdot n$, wegen $e^{-i\lambda_{\kappa,l}\beta} = \cos\lambda_{\kappa,l}\beta - i\sin\lambda_{\kappa,l}\beta$ als harmonischer Anteil erhalten bleiben. Für $\tau \to 0$ kommt es

aber zu einer Reihe von Singularitäten. Die erste hiervon liegt bei $\varrho^2 = r^2 = 0$ doch muß diese, wegen $\varepsilon > 0$, grundsätzlich ausgeklammert werden. Die übrigen Singularitäten sind eine Folge von $\tau \to 0$ und lassen sich ausklammern, weil sie nur im Bereich der ~~reellen~~ geradzahligen Eigenwerte $\cos \lambda_{k,l} y = +1$ für $\varrho^2 > r^2$ auftreten, sodaß in diesem Bereich nur die imaginären Eigenwerte $\sin \lambda_{k,l} y = 1$ auf die ungeradzahligen reellen zahlen. Eine allein auf $\tau \to 0$ zurückgehende singuläre Fläche liegt dagegen bei $\varrho^2 = r^2 \neq 0$, die auf jeden Fall als Folge des 3. Approximationsbereiches auszugrenzen ist. Diese singuläre Fläche zerlegt den

ganzen Definitionsbereich der Kondensation in zwei Teile nämlich in $0 \leq r^2 < \varrho^2$ und $r^2 > \varrho^2$, wobei in $0 \leq r^2 < \varrho^2$, wegen $y^2 > 0$ immer ein komplexes Schwingungsgesetz gilt, dessen diskrete Eigenwertverteilung durch $r^2 = \varrho^2$ von einem Abklingungsbereich $y^2 < 0$ getrennt wird. In diesem Abklingungsbereich in dem $\psi_{k,l}$ den Charakter eines Nahwirkungsfeldes annimmt, setzen sich jedoch tatsächlich die metronischen Eigenwerte mit räumlich steil abklingenden Amplituden fort.

F Nach dieser Analyse allgemeiner Approximations-

F Anmerkung siehe letzte Seite

eigenschaften können nunmehr die vier möglichen Formen komplexer Kondensationen diskutiert werden und zwar soll mit dem einfachsten Fall also mit der Raumkondensation bei äonischer Antihermetrie begonnen werden (S. XII S. 34 zur Interpretation unter Änderung der Symbole Band XII Seite 32 bis Seite 36 ~~verwenden~~) in dem folgenden Text einarbeiten).

22.I.63 Im Fall $S_{(a,\alpha)}$ mit $\tau \to 0$ wird dieser neutrale Charakter besonders deutlich in hinreichend großen Abständen r. Zwar sind im metronischen Bereich $\tau > 0$ die reellen Kondensationsstufen bipolar also hinsichtlich des vorzeichens zweideutig, desgleichen für $\tau \to 0$ alle Eigenwerte im Eigenwertbereich $0 \leq r < \varepsilon$ und auch im Abklingungsbereich $r > \varepsilon$ liegt noch eine potentielle Bipolarität $\psi_{\kappa,e} = (1 - e^{\pm\lambda_{\kappa,e} y})^{-1}$ mit $y^2 = r^2 - \varepsilon^2$ vor, die aber für $r \gg \varepsilon$ verschwindet, weil im 4. Approximationsbereich $\psi = (1 - e^{\lambda r})^{-1}$ wegen $\lim_{r\to\infty} \psi = 0$ gefordert werden muß. ψ wird demnach hier zu einem eindeutigen Feldverlauf, der aber nur einem Gravitationsfeld entsprechen kann welches keinerlei Polarität aufweist.

$r \gg \varepsilon$ ist zweifellos nur deshalb möglich, weil jeder Raumkondensation auf=

grund der Weltarchitektur ein charakteristischer ε = Wert zukommt, durch welchen die betreffende Struktur entelechal bewertet wird. Die durch den Fall (a, α) beschriebenen komplexen Kondensationen müssen also als Neutrokorpuskeln des physischen R_3 aufgefaßt werden, deren Spektrum durch die möglichen ε = Werte im transfiniten Bereich der Welt beschrieben wird. Offensichtlich ist die für $\tau \to 0$ auftretende singuläre Fläche das R_3 = Komplement dieses transfiniten ε = Wertes, sodaß $r = \varepsilon$ als räumlicher Entelechalradius der Neutrokorpuskel aufgefaßt werden muß.

Für $\varrho_{(a,\alpha)} = \varepsilon$ gilt im Bereich $0 \leq r < \varepsilon$ der mikromaren Eigenwerte $r = \frac{2 n_r + 1}{2 n_\varrho + 1} \cdot \varepsilon$ nach Gl 124a, doch fordert diese Beziehung stets $n_r < n_\varrho$, weil sie nur für $r < \varepsilon$ gilt. Der das mikromare Eigenwertspektrum abschließende Entelechalradius ist also grundsätzlich nicht im Fall (a, α) erfaßbar durch Systeme von Quantenzahlen, sodaß auch ε nicht als zahlentheoretische Funktion ganzzahliger Indizes ausdrückbar ist. Dies würde aber bedeuten daß es im R_3 kein diskretes Spektrum von Neutrokorpuskeln geben kann, was aber mit der Erfahrung im Widerspruch

steht. Hieraus folgt, daß der Fall (a, α) virtuell ist d. h. für das Spektrum der Neutrokorpuskeln kommt nur noch der Fall (a, β) in Betracht. Aus Gl. 124a, 24.I.63 nämlich $r = \frac{2n_r+1}{2n_s+1} \cdot S_{(a,\beta)}$ wird mit $S^2_{(a,\beta)} = \varepsilon^2 + \eta^2$ nach Quadrierung $r^2 - \left(\frac{2n_r+1}{2n_s+1}\right)^2 \cdot \varepsilon^2 = \left(\frac{2n_r+1}{2n_s+1}\right)^2 \cdot \eta^2$. Die beiden Quantenzahlen beschreiben den Verlauf der metronischen Eigenwerte im Bereich $0 \leq r^2 < S^2_{(a,\beta)}$, wobei immer $n_r < n_s$ bleiben muß. Für $r = \varepsilon$, also auf der singulären Fläche im Fall $\eta = 0$, wird dann $\frac{\eta}{r} = \pm 2(2n_r+1)^{-1} \cdot \sqrt{(n_s + n_r + 1)\cdot(n_s - n_r)}$. Ist $\mu > 0$ irgendeine Zahl welche den Beitrag $\eta > 0$ im System der Quantenzahlen bestimmt, dann

muß immer $n_r = n_s - \mu$ gesetzt werden, weil $n_s > n_r$ als Hauptquantenzahl die eigentliche Begrenzung der Raumkondensation hinsichtlich des metronischen Eigenwertbereiches bestimmt. Aus diesem Grunde kann $n_s = n$ und $n_r = n - \mu$ gesetzt werden, was $\frac{\eta}{r} = \pm (2n+1-2\mu)^{-1} \cdot \sqrt{\mu(2n+1-\mu)} = \pm 2f$ mit $f(n, \mu) = \cancel{(2n+1-2\mu)}$ $= (2n+1-2\mu)^{-1}\sqrt{\mu(2n+1-\mu)}$ ergibt. Zweifellos ist $f < 1$ für alle $\mu < n$ sodaß in $\frac{\eta}{r} = \pm 2f$ ~~offensichtlich $r = \frac{\lambda}{2}$ mit $\lambda = \frac{mc}{h}$ also $m\eta = \pm \frac{h}{c} f$ gilt.~~

26.I.36 immer $\left|\frac{\eta}{r}\right| < 2$ bleiben muß. Wesentlich ist die Interpretation der im R_3 wirkenden, aber ~~aus~~ an sich

transfiniten Größen. Sowohl η als auch r müssen im R_3 als irgendwelche ausgezeichneten Längen der betreffenden Neutro-Korpuskel erscheinen von denen es aber unabhängig vom Bewegungszustand im R_3 nur drei Arten gibt, nämlich die Mesofeldwellenlänge (3), die Materiewellenlänge (2) und der Gravitationsradius (1), der aus der Realitätsforderung von $r q e^{-q} \sim \left(1 - \frac{r}{\varrho}\right)^2$ mit $\varrho = \frac{h^2}{\gamma m^3}$ und $q = 1 - \sqrt{1 - \frac{3\varrho}{8c^2}}$ des erweiterten Gravitationsgesetzes ergibt. Auf jeden Fall ist (1) < (2) < (3), weil die Mesofeldmasse wesentlich kleiner ist als die Trägheit der betreffenden Korpuskel.

η und r können also jeweils in dreifacher Weise interpretiert werden, sodaß sich für das Verhältnis $\frac{\eta(k)}{r(l)} \equiv (k, l)$ insgesamt 6 Interpretationsmöglichkeiten ergeben, nämlich (1,2), (1,3), (2,1), (2,3), (3,1) und (3,2). Wegen (1) < (2) < (3) ~~und~~ $\left|\frac{\eta}{r}\right| < 2$ entfallen grundsätzlich (3,1), (3,2) und (2,1), sodaß nur noch (1,2), (1,3) und (2,3) verbleiben. Zur weiteren Eingrenzung dieser Interpretationen muß zunächst die Mesofeldwellenlänge untersucht werden. Es ist $\Lambda = \frac{h}{\mu\omega}$ nach dem Mesofelddualismus zwischen der Mesofeldmasse μ und der Mesofeldwellenlänge $\Lambda \equiv (3)$. (Bd XII Seite 63 bis Seite 64 verwenden).

Nach dieser Approximation ist $\mu = \frac{3\gamma m^2}{16 c^2 r_0} = \frac{\gamma m^2}{4 \omega c r_0} \ll m$ der Korpuskelradius r_0 auf, der in jedem Fall als $r_0 = \frac{\lambda}{2} = \frac{\hbar}{2mc}$ (2) interpretiert werden muß. Es gibt demnach (2,3) $= \frac{r_0}{\hbar} 2\omega \mu = \frac{6\omega\gamma}{16 c^2 \hbar} \cdot m^2 = \frac{1}{2} \cdot \frac{\gamma m^2}{c\hbar}$ Für den Zweig (2,3) ergibt sich also das Massenspektrum $\chi m^2_{(2,3)} = \pm 4 \frac{c\hbar}{\gamma} \cdot \rho$. Für die beiden übrigen Zweige muß zunächst $\eta(1)$ aus $\rho q e^{-q} = 0$ ermittelt werden. Diese Näherungskurve verläuft aber $1 - \frac{3\varphi}{8c^2} \geqq 0$. und $\varphi = \frac{\gamma m}{r}\left(1 - \frac{r}{s}\right)^2$. Im Extremum $r = \eta(1)$ wird also $\varphi_{ext.} = \frac{8}{9} c^2 = 2\omega c$ oder mit $\chi^3 = \frac{\eta(1)}{s}$ auch $2\omega c \frac{m^2 s^2}{\hbar^2} = \frac{1}{\chi}(1-\chi)^2 \cdot \frac{s}{\hbar}$ mit $\alpha = \omega c \frac{m^2 s^2}{\hbar^2}$ ergibt sich die lösbare quadratische

Gleichung $\chi^2 - 2\chi(1+\alpha) + 1 = 0$ mit den Lösungen $\chi = (1+\alpha) \cdot \left(1 \pm \sqrt{1 - (1+\alpha)^{-2}}\right)$. Da auf jeden Fall $\chi \ll 1$ bleiben muß und ebenfalls $\alpha \gg 1$ ist, kommt nur der negative Zweig in Betracht, für die Radikalgröße $\sqrt{1 - (1+\alpha)^{-2}} \approx 1 - \frac{1}{2}(1+\alpha)^{-2}$ in sehr guter Näherung erfüllt. Einsetzen liefert dann $\chi = \frac{1}{2}(1+\alpha)^{-1}$ oder $(1) = \frac{s}{2}(1+\alpha)^{-1}$ mit $\alpha = \omega c m^2 s^2 \hbar^{-2}$ und $s = \frac{\hbar^2}{\gamma m^3}$ also $(1) = \frac{\hbar^2}{2\gamma m}\left(m^4 + \omega c \frac{\hbar^2}{s^2}\right)^{-1}$ und dies bestätigt für den Zweig (1,2) das Verhältnis $\frac{\eta}{\hbar} = \frac{c\hbar}{\gamma} \cdot m^2 \left(m^4 + \omega c \frac{\hbar^2}{\gamma^2}\right)^{-1}$ also die Spektraldarstellung $\frac{c\hbar}{\gamma} m^2_{(1,2)} \left(m^4_{(1,2)} + \omega c \frac{\hbar^2}{\gamma^2}\right)^{-1} = \pm 2\rho$. Somit entspricht dann für den letzten Zweig (1,3) die Beziehung $\frac{\eta}{\hbar} = \frac{\hbar}{\gamma} \omega \mu m \left(m^4 + \omega c \frac{\hbar^2}{\gamma^2}\right)^{-1} = \frac{\hbar}{\gamma^2} \omega \frac{\gamma m^3}{4\omega c r_0} \left(m^4 + \omega c \frac{\hbar^2}{\gamma^2}\right)^{-1} =$

$= m^4 \left(m^4 + a\,c\,\frac{h^2}{p^2}\right)^{-1}$ also das Spektrum $\times\ m^4 \cdot \left(m^4 + a\,c\,\frac{h^2}{p^2}\right)^{-1} = \pm 2 f$.
Es kommt nun darauf an, alle drei Zweige zu analysieren und aufgrund dieser Analyse die richtige Interpretation auszuwählen. In jedem Fall muß für $n = 0$ auch $m = 0$ sein, denn, wenn überhaupt keine Quantenzahl existiert, kann es auch keine Kondensation als ponderable Kopplung geben. $m = 0$ bedeutet aber in jedem Fall $f(0) = 0$, was für μ die Anpassung $\mu = 1$ und damit $f(n) = \frac{\sqrt{2n}}{2n-1}$ zur Folge hat. Einsetzen in die explizierten Darstellungen $m_{(2,3)} = \pm 2\sqrt{\frac{ch}{p}}\sqrt{f}$ oder $m_{(1,2)} = \pm \tfrac{1}{2}\sqrt{\frac{ch}{p}}\sqrt{\frac{1}{f}\left(1 - \sqrt{1 - \frac{a}{3}f^2}\right)}$ bezw. $m_{(1,3)} = \pm\sqrt{\pm 1}\; 2\sqrt{\frac{ch}{p}}\cdot\sqrt[4]{\frac{1}{6}f(1-2f)^{-1}}$ bestätigt, daß für die Fälle (1,2) und (1,3) die m = Werte komplex werden für $n \leq 3$ bezw. $n \leq 11$, was aber unmöglich ist, wenn f tatsächlich die Spektralfunktion eines Spektrums echter ponderabler Massen ist. Nur für (2,3) beschreibt $m(n)$ ein echtes Massenspektrum, weil die m = Werte für alle $n \geq 0$ reelle Zahlen sind. Man hat also für das Massenspektrum des Raumkontinuums

$$m = 2\sqrt{\frac{ch}{p}}\cdot\frac{\sqrt[4]{2n}}{\sqrt{2n-1}}$$

125

Gleichung f

zu setzen, wobei die akustische Projektion im R_3 als Halbe Phasenwellenlänge $\eta = \frac{\lambda}{2} = \frac{h}{2mc}$ und der Entelechieradius $r = \varepsilon$ in dieser Projektion als Halbe Resofeldwellenlänge $\Lambda = \frac{h}{\mu a}$ erscheint. Einsetzen der Resofeldmasse $\mu \approx \frac{3}{16}\frac{p}{c^2}\frac{m^2}{r_0}$ und $r_0 = \eta = \frac{\lambda}{2}$ liefert dann

$\Lambda = 2\frac{h^2}{\gamma m^3}$, doch ist hierin $\frac{h^2}{\gamma m^3} = \varrho$ die Gravitationsgrenze aus $r q e^{-q} \sim \left(1 - \frac{r}{\varrho}\right)^2$, sodaß $\Lambda = 2\varrho$ ist. Aufgrund dieser Interpretation

$\eta = \frac{1}{2}\lambda$, $r = \varepsilon = \frac{\Lambda}{2}$, $\lambda = \frac{h}{mc}$,

$\Lambda = \frac{h}{\mu\omega} = 2\varrho$, $\varrho = \frac{h^2}{\gamma m^3}$

Gleichung f_1 125a

ergibt sich also das folgende Bild: Bei der Raumkondensation beschreibt die Projektion der ärnischen Koordinate in dem R_3 die quantenhafte Materiewellenlänge und die Projektion der entelechalen Bewertung als Mesofeldwellenlänge die Grenze des attraktiven Gravitationsfeldes sodaß jenseits dieser Gravitationsgrenze das exponentielle Abklingungsge-

setz wirksam wird. Im Gegensatz zu der ursprünglichen Interpretation als Neutrokorpuskel kann nach Gl. f_1 125a aus diesem Abklingungsgesetz mit Nahwirkungscharakter nicht mehr direkt auf die elektrische Neutralität der Raumkondensation geschlossen werden weil $\Lambda > \lambda$ ist und im ganzen makromaren Bereich $r \leq \frac{\Lambda}{2}$ Kondensationsstufen vorliegen. Da aber $\frac{1}{2}\Lambda$ mit der Gravitationsgrenze und dem Entelechalradius identisch ist, und außerdem im Hermetriefall (α, β) die transfiniten Selbstkondensationen an Raumstrukturen gekoppelt erscheinen, nicht aber ~~Zei~~ imaginäre Zeitkondensationen, können die Raumkondensationen

der Spektralgleichung f als Neutrokorpuskeln interpretiert werden, zumal transfinite Selbstkondensationen mit geodätischen Nulllinien im R_3 stets als Gravitonen niemals aber als Photonen erscheinen. Elektrisch geladene Korpuskel müssen aber immer in einer elektromagnetischen Wechselwirkung stehen, was mit einem Austausch elektromagnetischer Wirkungen, also einem Photonenaustausch verbunden ist, während sich die Wechselwirkung von Neutrokorpuskeln auf einen Gravitonenaustausch wegen (α, β) also auf eine Gravitations- und Mesofeldwechselwirkung beschränkt.

Bei der Kondensation (α, β) ist zwar die Zeit antihermetrisch,

doch müssen in jedem Fall die hermetrischen Einheiten Zeitfunktionen sein, was in ~~Glf~~ 125 die Zeitabhängigkeit $n(t)$ der Quantenzahl zur Folge hat. Ist $n = \text{const}(t)$ längs ~~ein~~ irgend eines Zeitintervalles, dann beschreibt n eine in diesem Zeitintervall stabile Neutrokorpuskel, die in eine andere übergeht, wenn die Grenze des Zeitintervalles überschritten wird. Bei $n = 0$ ist überhaupt kein m-Wert definiert, während der Maximalwert bei $n = 1$ liegt. $n < 0$ ist nicht möglich und m nimmt mit wachsendem n immer mehr ab. Dies bedeutet aber, daß n mit t nur anwachsen kann, ~~daß~~ das heißt wegen

$n = n(t)$, $\frac{dn}{dt} \geqq 0$

gleichung f_2

kann eine instabile Neutrokorpuskel nur in eine solche geringerer Masse übergehen, weshalb dieser Uebergang auch als Zerfall bezeichnet wird. Ob irgendein n = Wert längs $t_1 \leqq t \leqq t_2$, also während $t_2 - t_1$ der Stabilität $\frac{dn}{dt} = 0$ der Neutrokorpuskel genügt, oder ob es nach $\frac{dn}{dt} > 0$ zum Zerfall ~~eines ti~~ in eine tiefere Neutrokorpuskel kommt und wie groß die Zeit $t_2 - t_1$ der Stabilität ist, hängt offensichtlich allein von der Korrelation der Partialstrukturen ab denn die vorangegangene Hermetrie-untersuchung gilt nur für das

hermitesche Kompositionsfeld.

Zunächst müssen noch die beiden letzten Möglichkeiten (b, α) und (b, β) komplexer Kondensationen des Kompositionsfeldes untersucht werden.

21.2.63 Bei der letzten Klasse komplexer Kondensationen (b, α) und (b, β) entfällt wegen der Interpretationsnotwendigkeit (2, 3) die Klasse (b, α) als nicht real, denn $\eta = \frac{\lambda}{2}$ als Projektion im R_3 bedeutet $\eta = 0$ wegen $\lambda = \frac{h}{mc}$, daß entweder $h \to 0$ oder $c \to \infty$ sein müßte, was in jedem Fall mit der Erfahrung im Widerspruch steht. Es verbleibt demnach die Diskussion des Falles (b, β), wo alle Weltkoordinaten

kondensieren. Komplexe Kondensationen dieser Art können als Raum-Zeitkondensationen bei äonischer Hermetrie bezeichnet werden, denn es kondensieren alle Koordinaten der Somawelt. Für (b, β) ist in der Partiallösung des allgemeinen Hermetrieproblems der Linearselektor $\mu = \alpha + i\beta$ durch den Imaginärteil $i\beta = \sum_{k=4}^{6} \alpha_k (\,)_k$ gekennzeichnet. Im mikromaren Approximationsbereich $\tau \to 0$ folgt dann für das Eigenwertgesetz $\varsigma = \frac{2n_\varsigma + 1}{2n_r + 1} \cdot r$ wegen $\varsigma^2 = \eta^2 + \varepsilon^2 + c^2 t^2$ aufgrund des Baues von μ; n nach Quadrierung $\eta^2 + \varepsilon^2 + c^2 t^2 = \left(\frac{2n_\varsigma + 1}{2n_r + 1}\right)^2 \cdot r^2$. Hieraus wird unmittelbar deut-

lich, daß neben der transfiniten Kondensation noch eine Zeitkondensation an die Raumkondensation gekoppelt ist. Im Fall der imaginären Kondensationen beschreiben die transfiniten Selbstkondensationen latente transfinite Terme, die im R_3 als Gravitonen erscheinen, wenn ihre Weltlinien geodätische Nullinien sind. Die Zeitkondensationen erscheinen dagegen immer im R_3 als Photonen mit angekoppelten Gravitationsfeldern, also als elektromagnetische Wirkungen, die mit c fortschreiten. Bei den komplexen Raumkondensationen erscheint ein transfiniter Term an die eigentliche Raumkondensation gekoppelt, was

im R_3 zu einer Neutrokorpuskel mit einem angekoppelten Gravitationsfeld führt. In Analogie hiezu wäre also die Raumzeitkondensation als eine Raumstruktur zu verstehen, an welche ein elektromagnetisches Feld zusammen mit einem Gravitationsfeld gekoppelt ist. Dieser Analogieschluß läßt die Raumzeitkondensationen im R_3 als Korpuskeln erscheinen von denen elektromagnetische Wirkungen ausgehen. Strukturen dieser Art können aber nur elektrisch geladene Korpuskeln sein, die immer nur paarweise in Erscheinung treten. Die vom Eigenwertgesetz ange-

gebenen Massen sind demzufolge auch als Massen dieser Korpuskelpaare zu verstehen. Im Extremfall gilt $\eta = \frac{\lambda}{2}$ und $r = \varepsilon = \frac{\Lambda}{2} = \varrho$ wo $\varrho = \frac{h^2}{\gamma m^3}$ die Gravitationsgrenze aus $r g e^{-q} \sim \sim \left(1 - \frac{r}{\varrho}\right)^2$ gilt. Setzt man auch für $ct = cT$ einen Extremwert, dann wird das Gesetz des Massenspektrums zu

$$\left(\frac{\Lambda}{2\varrho}\right)^2 + \left(\frac{cT}{\varrho}\right)^2 = \left(\frac{2n_\varrho + 1}{2n_r + 1}\right)^2 - 1 = 4\mu \frac{2n + 1 - \mu}{(2n + 1 - 2\mu)^2} = 4f^2,$$

wenn $n_r = n_\varrho - \mu$ und $n_\varrho = n$ für die Haupt~~zahl des~~quantenzahl des Massenspektrums und μ für die Anpassung gesetzt wird. $cT = s$ ist offensichtlich ein Weg im R_3, der während T von einer Wirkung durchlaufen wird, die mit c fortschreitet und daher elektro-

magnetischer Natur sein muß. Dieser Sachverhalt läßt den Schluß zu, daß s der räumliche Abstand zwischen den beiden elektrischen Ladungskomponenten ist, denn nach dem elektromagnetischen Induktionsgesetz erscheint das elektrische Kraftfeld im Gegensatz zum Gravitationsfeld nur zwischen den Ladungen. Einsetzen von ς und λ liefert als Massengesetz $\frac{\gamma^2 m^4}{4c^2 h^2} + s^2 \frac{\gamma^2}{h^4} m^6 = 4 f^2$. Da für die Quantenzahl $n = 0$ auch $m = 0$ sein muß, folgt, daß auch in diesem Falle wie bei den Neutrokorpuskeln $f(0,\mu) = 0$ sein muß, weil nur dann $m(0) = 0$ erfüllbar ist. Dies bedeutet aber daß auch für elektrisch geladene

Korpuskeln $\mu = 1$ und damit $f = \frac{\sqrt{2n}}{2n-1}$ wird. Es kommt nun noch darauf an, s durch die Eigenschaften des Korpuskelpaares zu substituieren. V

~~Beide Korpuskeln müssen wenn sie ein elektrisches Kraftfeld aufspannen, in einer elektromagnetisch-attraktiven Wechselbeziehung stehen. Bilden die Korpuskeln ein stabiles System, dann umlaufen sie sich relativ zueinander auf~~ ~~Kreisbahnen~~ räumlichen Bahnen a mit der ~~konstanten~~ Geschwindigkeit ~~[illegible]~~ v. ~~$v = \text{const}(a)$~~ m ist die Masse des aus zwei Korpuskeln bestehenden Systems, sodaß für die Wirkung einer Korpuskel $w = \frac{1}{2} \oint m v \, da = \pi \int^s m v \, ds = \pi m v s$ gilt.

V Hauptbearbeitung siehe S. 200 ~~Anmerkung, Seite 10,8~~

Andererseits gilt das Quanten-
prinzip der Wirkungen $w = N \cdot h$
also $m v s = 2 N \hbar$. Die Wech-
selwirkung ist elektromag-
netischer Natur. d. h. für die
~~synthetische~~ kinetische Energie einer Kor-
puskel relativ zu anderen folgt
$\frac{m}{4} \cdot v^2 = \frac{q_\pm^2}{4 \pi \varepsilon_0 s}$ wenn $|q_+| =$
$= |q_-|$ die Ladung der Korpuskeln
angibt. Einsetzen von $v^2 = \frac{q_\pm^2}{\pi \varepsilon_0 m s}$
in $m^2 s^2 v^2 = 4 N^2 \hbar^2$ liefert
$4 N^2 \hbar^2 = m s \cdot \frac{q_\pm^2}{\pi \varepsilon_0}$ oder $s = N^2 \hbar^2 \frac{4 \pi \varepsilon_0}{q_\pm^2 m} =$
$= N^2 h^2 \frac{\varepsilon_0}{\pi q_\pm^2 m}$. Dies kann in
den zweiten Term von $4 f^2$ ein-
gesetzt werden und liefert $s^2 \frac{\gamma^2}{h^4} m^6 =$
$= m^4 N^4 \left(\frac{\varepsilon_0 \gamma}{\pi q_\pm^2}\right)^2$. Die Empirik
des elektro-mag-netischen Feldes
weist darauf hin daß es ele-
mentare elektrische Ladungsquan-
ten $e_\pm$ gibt, sodaß immer

$q_\pm = \pm \nu \cdot e_\pm$ mit ganzzahligem
ν ist. Das bedeutet aber $s^2 \frac{\gamma^2}{h^4} m^6 =$
$= m^4 \left(\frac{\varepsilon \gamma}{\pi e_\pm^2}\right)^2 \left(\frac{N}{\nu}\right)^4$, also

$$4 f^2 = \frac{m^4 \gamma^2}{4 c^2 h^2} \left(1 + \left(\frac{2 c h \varepsilon_0}{\pi e_\pm^2}\right)^2 \left(\frac{N}{\nu}\right)^4\right)$$

Wird ~~wieder~~ $\mu = \sqrt{\frac{ch}{\gamma}}$ und $2\pi^2 e_\pm \varepsilon =$
$= \pm \sqrt{2\pi \cdot c h \varepsilon_0}$ zur Kürzung eingeführt,
dann folgt $m = \pm 2 \mu \sqrt{f} \left(1 + \left(\frac{\varepsilon N}{\nu}\right)^4\right)^{-\frac{1}{4}}$
für das Massenspektrum. Solange $N > 0$
ist, handelt es sich um geladene
Korpuskeln, doch zeigt sich, daß
das Spektrum $m = \pm 2 \mu \sqrt{f}$ der
Neutrokorpuskeln nach Gl. f.
entsteht, wenn $N = 0$ gilt. Die
geladenen Korpuskeln $N > 0$ be-
stehen immer aus zwei Kom-
ponenten $\underline{m}$ sodaß $m = 2\underline{m}$
also $\underline{m} = \pm \mu \sqrt{f} \left(1 + \left(\frac{\varepsilon N}{\nu}\right)^4\right)^{-\frac{1}{4}}$ gilt,
was für $N = 0$ zu $\underline{m}_0 = \pm \mu \sqrt{f}$ einer
Neutrokorpuskel führt. Hieraus

folgt, daß es nicht nur zu jeder geladenen Korpuskel die entgegengesetzt geladene Antikorpuskel gleicher Masse gibt, sondern daß auch zu jeder Neutrokorpuskel eine Antikorpuskel existieren muß. Aus diesem Grunde wird $\underline{m} = m_{(\pm)}$ gesetzt, wodurch die Ambivalenz von Korpuskeln und Antikorpuskeln ausgedrückt werden soll. Das die Raumkondensationen der Gl. f. implizierende Massenspektrum der Raumzeitkondensationen $m_{(\pm)} = \pm \mu \sqrt{f} \left(1 + \left(\frac{\varepsilon N}{\nu}\right)^4\right)^{-\frac{1}{4}}$ ist zweideutig, d. h. es ~~gibt~~ ist $m_{(\pm)} > 0$ und $m_{(\pm)} < 0$ möglich. Alle komplexen Kondensationen sind durch ihre Fortsetzung in die transfiniten Bereiche der Welt, also durch die

Ankoppelung transfiniter Selbstkondensationen an die räumlichen bezw. raumzeitlichen Strukturen gekennzeichnet, die aber als Projektion auf den R_3 immer als angekoppelte Gravitationsfelder erscheinen müssen. Diese gravitativen Strukturen setzen aber im reellen R_3 eine Grenze $\varrho = \frac{h^2}{\gamma m_{(\pm)}^3}$, die wegen ihrer Realität $\varrho > 0$ bleiben muß. Da $\varrho \sim m_{(\pm)}^{-3}$ ist, würde $m_{(\pm)} < 0$ zu $\varrho < 0$ führen, was einen Widerspruch zur Realität einer Distanz im R_3 bildet. Aus diesem Grunde kommt nur der positive Zweig $m_{(\pm)} > 0$ in Betracht, denn hier bleibt $\varrho > 0$. Es gibt also grundsätzlich keine negativen Massen, was auch für das Spektralsystem der

Antimaterie gilt. Das einheitliche Massenspektrum aller neutralen und elektrisch geladenen Korpuskeln zusammen mit dem System der entsprechenden Antikorpuskeln wird beschrieben durch

$$m_{(\pm)}(n, q) = \frac{\pi \mu}{\sqrt{2n-1}} \sqrt[4]{\frac{2n}{\pi^4 + 4q^4}}$$

$$\mu = \sqrt{\frac{ch}{\gamma}}, \quad 2\pi^2 e \quad \varepsilon_0 \quad \text{Gleichung } g.$$

Die Spektralfunktion ist also abhängig von zwei Systemen ganzer Quantenzahlen; nämlich der Massenquantenzahl n ~~der Quantenzahl N welche die räumliche Ausdehnung des Ladungssystems bestimmt~~, und der Ladungsquantenzahl q.

Für $q = 0$ wird die Korpuskel neutral, doch liegt immer eine geladene Korpuskel für $q > 0$ vor. Ist n ein Festwert, dann folgt $m_{(\pm)}(n)$ als Neutrokorpuskel für $q = 0$ und $m_{(\pm)}(n, q)$ für beliebige Werte $q > 0$. Da immer $\pi^4 + 4q^4 > \pi^4$ bleibt, wenn $q > 0$ ist ~~muß~~ ~~$\left(1 + \left(\varepsilon \frac{N}{\nu}\right)^4\right)^{-\frac{1}{4}} < 1$ bleiben und dies bedeutet~~ also $m_{(\pm)}(n) > m_{(\pm)}(n, q)$.

Zu jeder Massenquantenzahl n gehört demnach ein System elektrisch geladener Korpuskeln und eine Neutrokorpuskel, doch liegt die Masse der Neutrokorpuskel grundsätzlich höher als die Masse der zur gleichen Massenquantenzahl gehörenden geladenen Komponenten. Es können auch alle zur Kondensation kommenden semantischen Architektureinheiten

zeitlich veränderlich sein, was wiederum in völliger Analogie zur Gl. f_2 zu zeitlich veränderlichen Quantenzahlen führt. Gleichung g wäre also zu ergänzen durch

$$m_{(\pm)}(n) > m_{(\pm)}(\overset{n,\,q}{\cancel{n, N, \nu}}),$$

$$n = n(t),\quad q = q(t),\quad \cancel{N = N(t)}.$$

Gleichung g_1.

× Anmerkung siehe Bd XV Seite 88

Die zeitliche Änderung von n und q bedeutet einen Strukturzerfall der Korpuskeln der nur auf Korrelationsprozesse also auf Wechselbeziehungen der drei Partialstrukturen ${}^2\bar{g}_{(\varkappa)} \neq {}^2\bar{g}^{\times}_{(\varkappa)}$ zurückgehen kann. Hierbei kann es offensichtlich zur Erzeugung und Emission imaginärer und komplexer

Kondensationen in tieferen Niveaus kommen, doch müssen zur Analyse derartiger Zerfallsvorgänge erst die Korrelationen der Partialstrukturen untersucht werden.F

Die Zeitfunktion $N(t)$ ändert nur die räumliche Ausdehnung des Ladungssystems, was durch eine Energieabsorbtion bezw. Energieemission erfolgt. Bei der Energieemission kommt es immer zur Emission imaginärer Kondensationen über transfinite Terme und anschließenden Raumschluß wobei der Uebergang immer über ein Gravitonensystem vermittelt wird, sodaß nach dem Raumschluß Emissionsphotonen erscheinen.

F Fortsetzung Seite 197

23.2.63

Die Quantenzahl N ist andererseits dem Abstand s der $m_{(\pm)}$ direkt proportional, sodaß der Uebergang zur Neutrokorpuskel $N = 0$ mit $s = 0$, also der Berührung von $m_{(+)}$ und $m_{(-)}$ identisch ist. In diesem Fall wäre also, wenn n_1 die Massenquantenzahl von $m_{(\pm)}$ ist, $m = m_{(+)} + m_{(-)} = 2\mu\sqrt{f(n_1)}$ die Masse eines neutralen Systems, für welche auch $m = \mu\sqrt{f(n_2)}$ gelten muß, wenn m ebenfalls eine komplexe Kondensation ist. Der Vergleich liefert $\frac{f_1}{f_2} = \frac{1}{4}$, sodaß eindeutig keine ganze Quantenzahl n_2 gefunden werden kann. $m_{(+)} + m_{(-)}$ liefert also für $N = 0$ keine komplexe Kondensation, doch kann der Energieinhalt nicht verloren gehen. $(m_{(+)} + m_{(-)}) \cdot c^2$

muß also in Form irgend einer anderen Kondensation wieder erscheinen, doch gibt es nur noch imaginäre Strukturen. Wenn also $N = 0$ wird, dann muß geschlossen werden, daß $m_{(+)} + m_{(-)}$ zurzeit der Berührung $N = 0$ über ein Gravitonensystem transfinit wird, um nach dem anschließenden Raumschluß als ein System von Emissionsphotonen und Emissionsgravitonen zu erscheinen, dessen Energieinhalt mit $(m_{(+)} + m_{(-)}) \cdot c^2$ für $N = 0$ identisch ist. Wenn sich geladene Korpuskeln mit ihren Antikorpuskeln berühren, so müssen sich derartige Systeme zerstrahlen. Wie dieser Prozess strukturell abläuft und ob ein analoger Prozeß für ~~neutrale~~ neutrale

Korpuskel - Antikorpuskelsysteme existiert, kann ebenfalls erst aus einer Korrelationstheorie der Partialstrukturen hervorgehen. Das Massenspektrum $m_{(\pm)}$ impliziert formal für $N = 0$ die Neutrokorpuskel doch werden diese tatsächlich durch das Verschwinden der Ladung $\nu = 0$ gekennzeichnet. In $\frac{N}{\nu}$ muß aber für $N > 0$ eine Divergenz auftreten wenn $\nu = 0$ wird, doch ist dieser Widerspruch nur scheinbar. Im Integral der Wirkung ~~ist~~ w ist $w = \left| 2\pi^2 \sqrt{\frac{q_{(\pm)}^2}{\pi \varepsilon_0}} \cdot \sqrt{s} \right. = N \cdot h$. Mit der Elementarladung ~~$e_\pm$~~ $e_\pm$, also der elementaren Wirkung $w_e = 2\pi^2 \frac{e_\pm \sqrt{s}}{\sqrt{\pi \varepsilon_0}}$, gilt aber

$w = \nu w_e$, weil $q_\pm = \nu e_\pm$ ist. Mit der ganzen Quantenzahl $q(t)$ muß auch $w_e = q h$ quantisiert sein, was mit $w = N h$ in $w = \nu w_e$ eingesetzt, $q = \frac{N}{\nu} \geqq 0$ liefert. Das Verhältnis $\frac{N}{\nu}$ muß als positiv ganzzahlig sein, sodaß q als neue Quantenzahl und zwar als Ladungszahl eingeführt werden kann. Das Massenspektrum wird damit zu $m_{(\pm)} = \frac{\mu}{\sqrt{2n-1}} \cdot \sqrt[4]{\frac{2n}{1+\varepsilon^4 q^4}}$, d.h. nunmehr ist das Spektrum auf zwei Quantenzahlen reduziert worden, denn das für $\nu = 0$ uneigentlich werdende Verhältnis wurde durch die ganzen Zahlen $q \geqq 0$ substituiert, wobei $q = 0$ die ladungsfreie Neutrokorpuskel angibt. Mit diesem

Massenspektrum könnte nunmehr das System aller komplexen Kondensationen explizit wiedergegeben werden, wenn in $2\pi^2 e_\pm \varepsilon = \pm\sqrt{2\pi c h \varepsilon_0}$ die Elementarladung $e_\pm$ bekannt wäre. $e_\pm$ kann aber höchstens die empirisch gemessene Elektronenladung erreichen, denn läge $e_\pm$ höher, dann könnte es sich nicht mehr um eine Elementarladung handeln, was aber $\varepsilon \geq 1$ bedeutet. Ist m die Masse einer geladenen Korpuskel und $m_0 > m$ die Masse der zur gleichen Quantenzahl gehörenden Neutrokorpuskel dann folgt aus der Spektralfunktion $\frac{m_0}{m} = \sqrt[4]{1+\varepsilon^4 q^4}$ oder $\frac{m_0}{m} = \sqrt[4]{1+\varepsilon^4}$ für $q = 1$. Diese Beziehung ~~ist~~ stimmt aber nur für

den Minimalwert von ε, also $\varepsilon = 1$, mit der Empirik der Elementarkorpuskeln überein, sodaß $\varepsilon = 1$ zu fordern ist. In $2\pi^2 e_\pm \varepsilon = \pm\sqrt{2\pi c h \varepsilon_0}$ ist $c\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0} = 1$, also $c\varepsilon_0 = \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} = \frac{1}{R_-}$ mit dem reziproken elektromagnetischen Raumweltwiderstand $R_- = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}}$ des Gültigkeitsbereiches von $\hat{A}_-$, also des R_{-4} identisch. Außerdem kann $\hbar = \frac{h}{2\pi}$ verwendet werden, was mit $\varepsilon = 1$ für die Elementarladung $e_\pm = \pm\frac{1}{\pi}\sqrt{\frac{\hbar}{R_-}}$ liefert. Einsetzen der Naturkonstanten ~~$h \approx 6{,}6$~~ $h \approx 6{,}6 \cdot 10^{-34}$ [Watsec^2] und $R_- \approx 377$ [Ω] liefert $e_\pm \approx \pm 1{,}6 \cdot 10^{-19}$ [Ampsec], woraus folgt, daß die Elektronenladung tatsächlich als Folge

komplexer metronischer Raum-zeitkondensationen die Natur einer elektrischen Elementarladung trägt. Das explizite Massenspektrum sämtlicher Elementarkorpuskel einschließlich der Antikorpuskeln wird beschrieben durch

$$m_{(\pm)} = \frac{\mu}{\sqrt{2n-1}} \cdot \sqrt[4]{\frac{2n}{1+q^4}},$$

$$n(t) \geqq 0, \quad q(t) \geqq 0$$

$$\mu = \sqrt{\frac{ch}{\gamma}}, \quad e_{\pm} = \pm \frac{1}{\pi}\sqrt{\frac{\hbar}{R_-}}$$

Gleichung h

wobei die Zeitabhängigkeit der ganzzahligen Systeme n und q Aufschluß über den zeitlichen Zerfall aller Elementarkorpuskeln gibt, doch kann über ihren expliziten Verlauf

allenfalls eine Korrelationstheorie der Partialstrukturen Hinweise erteilen. F Während die Ladungszahl q Aufschluß über die elektrische oder neutrale Struktur liefert, beschreibt die Massenquantenzahl n die Zahl metronischer Kondensationen.

Aus $\varsigma = \frac{2n+1}{2n-1} \cdot p$, wegen $n_\varsigma = n$ und $n_p = n_\pm - \mu$ sowie der Anpassung $\mu = 1$ folgt, daß in jedem Fall $\varepsilon + \eta$, also die transfiniten Strukturen, mit n anwachsen, daß aber umgekehrt mit diesem Wachstum m abnimmt. Ist $n_1 \gg n_2$ dann sind die ~~jenigen~~ Kondensationen n_2 metronisch wesentlich dichter und m_2 wesentlich größer als die vielen, aber

F Fortsetzung von S. 189

flachen Kondensationen n_1.
(evt noch weiter analysieren und dann Band XII Seite 69 bis 72 verwenden).

Anmerkung zu Seite 181

Als Folge dieser Attraktion müssen sich beide Korpuskeln auf geschlossenen räumlichen Bahnen $a(r)$ mit der Geschwindigkeit $v(r)$ umlaufen wenn r ihr variabler Abstand ist. Da m die Masse des Gesamtsystems ist, welches aus zwei gleichen Komponenten besteht, folgt für die Wirkungsgröße einer Korpuskel $w = \frac{1}{2}\oint m v\, da = N h$ mit ganzzahligem $N \geq 0$ wobei $m\, da$ gegen $\underline{A}$ des R_{-4} invariant ist. Es kann also

$m = \text{const.}$ gesetzt werden, doch gilt, wenn $0 \leq \varphi \leq 2\pi$ der Azimutwinkel der Bahn und $0 \leq \vartheta \leq \pi$ der Drehwinkel der Bahnebene ist, $da = dr\, d\vartheta\, d\varphi$, denn a kann eine beliebige Raumkurve sein. Mit $0 \leq r \leq s$ wird also $\oint m v\, da = m \int_0^s \int_0^\pi \int_0^{2\pi} v\, dr\, d\vartheta\, d\varphi$. Für die kinetische Energie einer Korpuskel folgt $\frac{m}{4} v^2 = \frac{q_\pm^2}{4\pi\varepsilon_0 r}$, also $v = \frac{q_\pm}{\sqrt{\pi\varepsilon_0 m r}}$ wenn $|q_+| = |q_-|$ die Korpuskelladung angibt. Damit kann aber die Integration ausgeführt werden was $2Nh =$

$$= 2\pi^2 \sqrt{\frac{m q_\pm^2}{\pi\varepsilon_0}} \int_0^s \frac{dr}{\sqrt{r}} =$$

$$= 4\pi^2 \sqrt{\frac{q_\pm^2 m}{\pi\varepsilon_0}} \sqrt{s}$$

oder $s = \left(\frac{N}{2\pi^2}\right)^2 h^2 \frac{\pi\varepsilon_0}{q_\pm^2 m}$ liefert. Die Empirik des elektromagnetischen Feldes weist

auf die Existenz elektrischer Elementarladungen $e_\pm$ hin, sodaß $q_\pm = \nu \cdot e_\pm$ mit ganzzahligem $\nu \geq 0$ zu reden ist. Damit wird aber der Term

$$s^2 \cdot \frac{\gamma^2}{h^4} m^6 = \left(\frac{N}{2\pi^2 \nu}\right)^4 \left(\frac{\pi \varepsilon_0 \gamma}{e_\pm^2}\right)^2 m^4$$

und damit $4f^2 = \frac{m^4 \gamma^2}{4 c^2 h^2} \left(1 + \left(\frac{N}{2\pi^2 \nu e_\pm}\right)^4 \cdot (2\pi c h \varepsilon_0)^2\right)$

Weiterarbeitung von S. 181

28.2.63 Diese Attraktion der beiden elektrisch geladenen Korpuskeln welche die Ladungen $|q_+| = |q_-|$ tragen, wird nicht allein durch diese elektromagnetischen Wechselwirkungen bestimmt sondern darüber hinaus durch eine gravitative Komponente der Korpuskelmassen und durch das Spektrum

der quantenhaften Nahefeldresonanzen. Die gesamte Attraktionsladung $Q_\pm$ mit Vorzeichen $|Q_\pm| > |q_\pm|$ sein, weil die durch die gravitationskomponente und die Nahefeldresonanzen projizierte Gesamtattraktion höher liegt als die elektromagnetische Attraktion. Nach der elementaren Nahefeldtheorie kugelförmiger elektrischer Ladungen ist die Änderung von $Q_\pm$ mit dem Azimut $0 \leq \varphi \leq 2\pi$ und der Polordinate $0 \leq \vartheta \leq \pi$ gegeben durch $2\sqrt{\frac{d}{d\varphi}} \frac{d\Theta_\pm}{d\vartheta} = m \sqrt{\frac{R_\pm}{R}}$, wenn R_+ der Gravitations- und R_- der elektromagnetische Wellenwiderstand im $\pi_{\pm 4}$ ist, ~~m = m~~ $m = m(1)$ beginnt sich

auf die Mesofeldwellenlänge Λ, so daß $m = \text{const}(\varphi, \vartheta)$ ist. Dies bedeutet aber die völlige Symmetrie, sodaß $Q_\pm = \frac{m}{2}\sqrt{\frac{1}{6}\frac{R_+}{R_-}}\int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\pi} d\vartheta = \pi^2 m \sqrt{\frac{1}{6}\frac{R_+}{R_-}}$ wird. Einsetzen von $R_+ = 16\pi\, \gamma/c$ und $\frac{1}{R_-} = c\,\varepsilon_0$ liefert dann $Q_\pm = \sqrt{2}\,\frac{\pi^2}{\sqrt{3}}\, m \sqrt{4\pi\varepsilon_0 \gamma}$, also $4\pi\varepsilon_0 \gamma\, m^2(\Lambda) = \frac{3Q_\pm^2}{2\pi^4}$. Für die Energie des Gravitationsfeldes folgt $E_g = \int_0^{\Lambda} \text{grad}(m\varphi_g)\, d\bar{g} = m(\Lambda)\cdot\varphi_g(\Lambda) - m(0)\cdot\varphi_g(0) = m(\Lambda)\,\varphi_g(\Lambda) = \frac{\gamma m^2(\Lambda)}{\Lambda}$ wenn $\varphi_g(r) = \gamma\, \frac{m(r)}{r}\left(1 - \frac{r}{\varrho}\right)^2$ verwendet wird, denn wegen des Mesofeldeseponenten in $m(r)$ wird $\lim_{r\to 0} \varphi_g = 0$, ~~aber auch~~ durch $\lim_{r\to 0} m(r)$ (in höherer Ordnung) $= 0$. Für die reine elektromagnetische Feldenergie folgt dagegen, wenn $\lambda = \frac{h}{mc}$ die elektromagnetische Oberfläche bestimmt, $E_e = \int_\lambda^\infty \text{grad}\, V\, d\bar{r} = -\frac{q_\pm^2}{4\pi\varepsilon_0\lambda}$. Für das Verhältnis beider Energien ergibt sich

$$\frac{E_g}{E_e} = -\frac{1}{q_\pm^2}\, 4\pi\varepsilon_0 \gamma\, m^2(\Lambda)\,\frac{\lambda}{\Lambda} = -\frac{3Q_\pm^2}{2\pi^4 q_\pm^2}\cdot\frac{\lambda}{\Lambda}.$$

Hierin ist $E_g = -h\frac{\omega}{\Lambda}$ und $E_e = h\frac{c}{\lambda}$, was eingesetzt unter Berücksichtigung von $\frac{4}{3} = \frac{\omega}{c}$ die Beziehung $Q_\pm^2 = q_\pm^2\left(\frac{\pi^2}{\sqrt{2}}\cdot\frac{\omega}{c}\right)^2$ oder für die gesamte Attraktionsladung der geladenen Korpuskeln $Q_\pm = q_\pm \frac{\pi^2}{\sqrt{2}}\frac{\omega}{c}$ liefert. Für die Attraktionsenergie dieses $Q_\pm$-Feldes folgt dann $E = \frac{Q_\pm^2}{4\pi\varepsilon_0 r} = \frac{\alpha q_\pm^2}{4\pi\varepsilon_0 r}$ wenn zur Kürzung $\sqrt{\alpha} = \frac{\pi^2}{\sqrt{2}}\frac{\omega}{c}$ verwendet wird. Bilden beide Korpuskeln ein stationäres dynamisches System, so bewegen sie sich mit

der Geschwindigkeit $\bar{v}$ im Abstand s auf Kreisbahnen um einander, was mit $\beta = \frac{v}{c}$ die gegen $\hat{A}_-$ im R_{-4} invariante Form $E = \frac{mc^2\beta}{\sqrt{1-\beta^2}}$ liefert. Setzt man $rx = \frac{\alpha q_\pm^2}{4\pi\varepsilon_0 mc^2}$, dann folgt im Vergleich $\beta = \frac{x}{\sqrt{1+x^2}}$. Als Wirkungsgröße w dieser Bewegung gilt, ebenfalls in invarianter Fassung, $w = \oint \frac{mc\beta\, do}{\sqrt{1-\beta^2}} = mc\oint \beta\, do_0 = 2\pi mc \int_0^s \beta\, dr$, weil $do = do_0\sqrt{1-\beta^2}$ und $do_0 = 2\pi\, dr$ ist. Für die Wirkung gilt aber die Quantisierung $w = Nh$, was mit $dr = \frac{\alpha q_\pm^2}{4\pi\varepsilon_0 mc^2}\, d\left(\frac{1}{x}\right)$ und $\beta = \frac{x}{\sqrt{1+x^2}}$ eingesetzt $Nh = \frac{1}{2}\alpha q_\pm^2 R_- \int_0^s \frac{x}{\sqrt{1+x^2}}\, d\left(\frac{1}{x}\right)$ liefert, weil $R_- = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} = \frac{1}{c\varepsilon_0}$ ist. Zur Ausführung des Integrals wird $x \cdot \sin y = 1$ als Transformation verwendet und das ergibt

$$\frac{2Nh}{\alpha q_\pm^2 R_-} = \int_0^s \frac{x}{\sqrt{1+x^2}}\, d\left(\frac{1}{x}\right) = y(s) - y(0) = \arcsin \frac{1}{x(s)} - \nu\pi \text{ oder } \frac{2Nh}{\alpha q_\pm^2 R_-} = \arccos \frac{1}{x}(s) - \frac{\pi}{2}(2\nu+1)$$

~~wird die Zweideutigkeit durch~~ F ~~$\Sigma\mathcal{C} = \left(\frac{\sin}{\cos}\right)$ ausgedrückt, dann folgt $s = \frac{\alpha q_\pm^2}{4\pi\varepsilon_0 mc^2}\, \Sigma\mathcal{C}\left(\frac{2Nh}{\alpha q_\pm^2 R_-} + \nu\pi, \frac{\pi}{2}(2\nu+1)\right)$~~

Dieser Wert muß nunmehr in das Massenspektrum eingesetzt werden, was $4f^2 = \frac{\gamma^2 m^4}{4c^2h^2} + s^2\frac{\gamma^2}{h^4}\, m^6 = m^4\frac{\gamma^2}{4c^2h^2}\left(1+\left(\frac{\alpha q_\pm^2}{2\pi\varepsilon_0 ch}\right)^2 \cdot \sin^2\frac{2Nh}{\alpha q_\pm^2 R_-}\right) = \frac{m^4}{4\mu^4}\left(1+\left(\frac{\alpha q_\pm^2 R_-}{2\pi h}\right)^2 \sin^2\frac{2Nh}{\alpha q_\pm^2 R_-}\right)$ ergibt. Nach der Empirik des elektromagnetischen Feldes erscheinen alle elektrischen Ladungen $q_\pm$ als ganzzahlige Vielfache $q = \frac{q_\pm}{e_\pm} \geq 0$ einer Elementarladung $e_\pm$, was zu $\frac{16\mu^4 f^2}{m^4} = 1 + q^4\left(\frac{\alpha e_\pm^2 R_-}{2\pi h}\right)^2 \sin^2\frac{2Nh}{\alpha q^2 e_\pm^2 R_-}$ führt. F ~~die Zweideutigkeit $\Sigma\mathcal{C}$ kann unmöglich zu zwei voneinander verschiedenen Zweigen der Spektralfunktion führen~~

F Anmerkung siehe Seite 210

F Anmerkung siehe Seite 211

~~weil es sonst zu jeder Korpuskella-~~
dung q_+ oder q_- jeweils zwei verschiedene Massenwerte geben müßte, was aber im Widerspruch zu der Erfahrung hinsichtlich der Elementarkorpuskeln steht.
Dieser Sachverhalt fordert aber den Vergleich $1 + q^4 \left(\frac{\alpha e_\pm^2 R_-}{2\pi h}\right)^2 \sin^2\left(\frac{N}{q^2} \cdot \frac{2h}{\alpha e_\pm^2 R_-}\right) =$
$= 1 + q^4 \left(\frac{\alpha e_\pm^2 R_-}{2\pi h}\right)^2 \cos^2\left(\frac{N}{q^2} \frac{2h}{\alpha e_\pm^2 R_-}\right)$ oder
$\operatorname{tg}\left(\frac{N}{q^2} \frac{2h}{\alpha e_\pm^2 R_-}\right) = \pm 1$. Dieser Bedingung kann aber nur durch $\frac{2Nh}{q^2 \alpha e_\pm^2 R_-} = \pm \frac{\pi}{4}$ Rechnung getragen werden. Da $e_\pm$ als Elementarladung eine Naturkonstante sein muß, kann $\frac{N}{q^2}$ keine zahlentheoretische Funktion mehr sein, weil sonst auch $e_\pm$ eine solche wäre, was ~~mit~~ zu der Voraussetzung im Widerspruch steht.

Wenn aber $\frac{N}{q^2} = \text{const.}$ ist, dann besteht grundsätzlich die Möglichkeit der Normierung $N = q^2$ und von $\pm \frac{\pi}{4} e_\pm^2 = \frac{2h}{\alpha R_-}$ ist nur der positive Zweig verwendbar, weil $e_\pm$ eine ~~reelle physikalische Größe ist.~~
Substituieren ~~Einsetzen~~ von $\alpha = \frac{1}{2}\pi^4 \frac{\omega^2}{c^2} = \frac{8}{9}\pi^4$ in die eindeutige Beziehung $\frac{\pi}{2} e_\pm^2 = \frac{2h}{\alpha R_-}$ liefert dann für die Elementarladung $e_\pm^2 = \frac{9}{2\pi^5} \frac{h}{R_-} = \frac{9}{\pi^4} \frac{\hbar}{R_-}$ oder $e_\pm = \pm\frac{3}{\sqrt{\pi^2}} \sqrt{\frac{\hbar}{R_-}}$.
Einsetzen der Naturkonstanten $h = 6{,}63 \cdot 10^{-34}$ [Watt sec^2] und $R_- = 377$ [Ω] ergibt für den theoretischen Wert $e_\pm = \pm 1{,}604 \cdot 10^{-19}$ [Amp sec], woraus folgt, daß die gemessene Elektronenladung tatsächlich als elektrische Elementarladung anzusprechen ist, denn $e_\pm$ liegt nur um ca $\frac{1}{4}$ % höher als die gemessene

Elektronenladung von $1{,}6 \cdot 10^{-19}$ [Ampsec]. Mit $e_\pm$ kann im Massenspektrum zusammen mit $\alpha = \frac{8}{9}\pi^4$ und der Normierung $N = q^{2(2\nu+1)}$ substituiert werden. Da immer $\sin^2 \frac{\pi}{2} = 1$ ~~$\sin^2 \frac{\pi}{4} = \frac{1}{4}$~~ ist folgt, $\frac{16\mu^4 f^2}{m^4} = 1 + q^4 \frac{4}{\pi^4}$ und dies liefert das Massenspektrum $m = \pm 2\pi\mu\sqrt{f}\,(\pi^4 + 4q^4)^{-\frac{1}{4}}$ mit $\mu = \sqrt{\frac{ch}{\gamma}}$. Für alle Ladungsquantenzahlen $q > 0$ weicht m vom Spektrum der Neutrokorpuskeln ab, doch wird $m = \pm 2\mu\sqrt{f}$ zum Spektrum der Neutrokorpuskeln, wenn die Ladungsquantenzahl $q = 0$ wird. m gibt die Masse des aus beiden Komponenten bestehenden dynamischen Systems an, sodaß für die Masse einer geladenen Korpuskel $\underline{m} = \frac{1}{2} m = \pm\pi\mu\sqrt{f}(\pi^4 + 4q^4)^{-1/4}$

zu setzen ist. Der zu jeder geladenen Korpuskel gehört also eine entgegengesetzt geladene Antikorpuskel. Zeigt sich, daß für $q = 0$ auch $\underline{m}_{(0)} = \pm\mu\sqrt{f}$ zu einer Neutrokorpuskel wird, woraus folgt, daß die Ambivalenz zwischen Korpuskeln und Antikorpuskeln auch auf das Spektrum der Neutrokorpuskeln übertragen werden muß, sodaß im Spektrum der Cl f immer nur die Masse eines aus der neutralen Korpuskel und ihrer Antikorpuskel bestehenden dynamischen Systems beschrieben wird. Diese Ambivalenz der Antistrukturen werde durch $m_{(\pm)}$ gekennzeichnet. Dann beschreibt das Spektrum $m_{(\pm)} = \pm\pi\mu\sqrt{f}\,(\pi^4 + 4q^4)^{-\frac{1}{4}}$ eine allgemeine Spektralfunktion,

welche die Spektren der neutralen und geladenen Korpuskeln sowie ihre entsprechenden Antistrukturen impliziert. Es zeigt sich, daß $m_{(\pm)}$ ein doppeltes Vorzeichen trägt. (Seite 184 offenen Text benutzen)

Gleichung 126 g. S 186

$$m_{(\pm)}(n,q) = \frac{\pi\mu}{\sqrt{2n-1}}\sqrt[4]{\frac{2n}{\pi^4+4q^4}},$$

$$\mu = \sqrt{\frac{ch}{\gamma}}, \quad e_\pm = \pm\frac{3}{\pi^2}\sqrt{\frac{\hbar}{R_-}}$$

Gleichung g

Anmerkung zu S. 205

Nach den Additionstheoremen ist aber immer $\sin(\gamma + \nu\pi) = \pm\sin\gamma$ und $\cos\left(\gamma + \frac{\pi}{2}(2\nu+1)\right) = -\sin\gamma$, sodaß die Zweideutigkeit zu $s = \pm\frac{\alpha\, q_\pm^2}{4\pi\varepsilon_0 m c^2}\cdot\sin\frac{2Nh}{\alpha\, q_\pm^2 R_-}$ wird.

Anmerkung zu Seite 205

In dieser Beziehung muß der Sinus als Extremum auftreten, weil $e_\pm$ als Elementarladung definitionsgemäß die kleinstmögliche Ladung überhaupt sein soll. Es gibt aber nur zwei Arten derartiger Extrema, nämlich $\sin\gamma = 0$ oder periodisch ~~$\sin\gamma = \pm 1$ (2ν+1)~~ $\sin\gamma = \pm 1$ ~~mit ganzzahligem ν~~. Im Fall $\sin\frac{N}{q^2}\cdot\frac{2h}{\alpha\, e_\pm^2 R_-} = 0$ würde sich unabhängig von $q > 0$ oder $q = 0$ das Spektrum der Neutrokorpuskeln ergeben, sodaß nur $\sin\frac{N}{q^2}\,\frac{2h}{\alpha\, e_\pm^2 R_-} = \pm 1$ oder $\frac{N}{q^2}\,\frac{2h}{\alpha\, e_\pm^2 R_-} = \pm\frac{\pi}{2}(2\nu+1)$ mit ganzzahligem ν in Betracht kommt. Hierin wird immer die Substitution $N = q^2(2\nu+1)$ im Sinne einer Normierung mög-

lich, weil $e_\pm$ als Elementarladung nur von Naturkonstanten nicht aber von Quantenzahlen abhängen kann. Schließlich muß noch $e_\pm^2 > 0$ gefordert werden, weil $e_\pm$ nur eine reelle physikalische Größe sein kann, sodaß der negative Zweig entfällt.

Fortsetzung von Bd XII. S. 72

6.3.63 Nach dem Vorangegangenen kann ein Energiequant immer dann unmittelbar transfinit werden, wenn es eine kritische Mindestenergie enthält. Beim anschließenden Raumschluß entstehen im allgemeinen über ein Gravitonensystem Emissionsphotonen, doch kann auch eine Neutrokorpuskel maximaler

Masse bei diesem Raumschluß im R_3 entstehen, wenn der kritische Energiebetrag zum Durchbruch kommt. Für die Masse folgt aus der Spektralfunktion $m^{(1)}_{(\pm)} = \sqrt{\sqrt{2}\,\frac{ch}{\gamma}}$ wegen $n_1 = 1$, doch kann diese Korpuskel nicht stabil sein. Bei t_1 kommt es zum Zerfall $m^{(1)}_{(\pm)} \to m^{(2)}_{(\pm)} < m^{(1)}_{(\pm)}$ mit $n_1 \to n_2 > n_1$, was längs des Intervalls $t_2 - t_1$ der Halbwertzeit von n_2 stabil bleibt, um dann $n_2 \to n_3$ zu erreichen. Auf diese Weise kommt es dann zu einer Zerfallsreihe $(m^{(k)}_{(\pm)} \to m^{(k+1)}_{(\pm)} \equiv (n_k \to n_{k+1})$ mit der Halbwertzeit $t_{k+1} - t_k$ für n_{k+1} mit $1 \leqq k \leqq N < \infty$, deren Zeitdiagramm wegen $m^{(k+1)}_{(\pm)} = \text{const}$ während $t_{k+1} - t_k$ eine Stufen-

Kurve sein muß, deren horizontale Stufenlänge die jeweiliche Halbwertzeit angibt.
Da stets $m^{(k)}_{(\pm)} > m^{(k+1)}_{(\pm)}$ ist, liegt ein progressiver Zefall im Sinne einer Stufendevolution vor bei welcher alle, ~~überhaupt~~ während bestimmter von Null verschiedener Halbwertzeiten stabilen Elementarkorpuskeln durchlaufen werden. Da die Massenquantenzahl in der Spektralfunktion eine laufende Metronenziffer ist, kann durchaus ~~nur~~ $n_{k+1} - n_k \gg 1$ sein, was durch $n(t)$ aus Gl. g_1 zum Ausdruck gebracht wird. $n(t)$ muß also als eine zeitliche Auswahlregel der Massenquantenzahlen im Sinne einer

diskreten Funktion erscheinen, deren expliziter Verlauf aus den Korrelationen der hypothetischen Substrukturen hervorgehen muß. Ganz analog verhält es sich mit der Ladungsquantenzahl q, die wegen des Zerfalls nicht nur von t sondern auch vom jeweiligen n-Wert abhängen muß. Neben den beiden Systemen von $m_{(\pm)}(n)$ gibt es offensichtlich zu jeder Massenquantenzahl noch ein komplementäres Ladungsspektrum $q \geq 1$, dessen einzelne Terme ebenfalls in der Zerfallsreihe enthalten sein müssen. Da beim Zerfallsprozess $m^{(k+1)}_{(\pm)} < m^{(k)}_{(\pm)}$ ist, aber der Energieinhalt konstant bleiben muß, kann

der Zerfall nur unter der Emission eines Quantensystems der Masse $\varkappa_K$ stattfinden, wobei $m_{(\pm)}^{(K)} = m_{(\pm)}^{(K+1)} + \varkappa_K$ ist. Auf diese Weise wird also die Zerfallsreihe vollständig beschrieben durch

$$m_{(\pm)}^{(K)} \xrightarrow[t_{K+1} - t_{K-1}]{\varkappa_K} m_{(\pm)}^{(K+1)},$$

$$n_K \to n_{K+1} > n_K,$$

$$n_{K+1} - n_K \gg 1,$$

$$1 \leqq K \leqq N < \infty,$$

$$q = q(n,t), \quad n = n(t),$$

$$n_K = \text{const}\,(t_K - t_{K-1})$$

Gleichung 128

7.3.63 Zweifellos kann ein Uebergang $m_{(\pm)}(n) \to m_{(\pm)}(n,q)$ mit $q > 0$ nicht direkt stattfinden, weil das Ladungs-

spektrum zur Quantenzahl n koordiniert erscheint. Wenn a[illegible] zu n ein Komplementärsyst[illegible] existiert, dann müßte beim Spontanübergang eine vorübergehende Änderung von n eintreten, was aber einen Widerspruch zur Voraussetzung des Komplementärsystems bildet. Die Möglichkeit eines indirekten, intermittierenden Ueberganges ist dagegen gegeben, wenn ein Zustand n' der Neutrokorpuskel $m_{(\pm)}(n') = m'_{(\pm)}$ zwischen $q = 0$ und $q = 1$ liegt. In diesem Fall der Intermission wäre $m_{(\pm)}(n) \to m'_{(\pm)}$ und anschließend $m'_{(\pm)} \to m_{(\pm)}$ zu erwarten, wobei $n' > n$ wieder auf n abfällt, was aber durch

$q > 0$ in der Spektralfunktion kompensiert wird. Diese Kompensation beim Intermissionsübergang hat ihre Ursache in der Tatsache, daß bei $m'_{(\pm)} \to m_{(\pm)}(n, q)$ an die Raumkondensation der Neutrokorpuskel $m'_{(\pm)}$ als Folge des Zerfalls eine Zeitkondensation angekoppelt wird, was zur elektrischen Struktur $q > 0$ der Raumzeitkondensation führt. Die Maximalkorpuskel $m^{(1)}_{(\pm)} = \mu \sqrt[4]{2}$ muß eine Neutrokorpuskel sein, denn ihr Komplementärspektrum muß im jeweiligen Massenwert um den Faktor $\left(1 + 4\left(\frac{q}{\pi}\right)^4\right)^{-\frac{1}{4}}$ tiefer liegen, doch muß eine Intermission zum Komplementärspektrum



möglich sein, wodurch die Aufendevolution eingeleitet wird. Da ursprünglich bei $m^{(1)}_{(\pm)}$ unmittelbar nach dem Raumschluß $q = 0$ ist, muß geschlossen werden, daß eine völlige Parität zwischen den Vielfachen von e_+ und e_- herrscht, sodaß neben dem Erhaltungsprinzip $\cancel{m^{(k)}_{(\pm)} \xrightarrow[t_k - t_{k-1}]{\varkappa_k} m^{(k+1)}_{(\pm)}}$ $m^{(k)}_{(\pm)} = m^{(k+1)}_{(\pm)} + \varkappa_k$ beim $\varkappa_k$-Prozess $m^{(k)}_{(\pm)} \xrightarrow[t_k - t_{k-1}]{\varkappa_k} m^{(k+1)}_{(\pm)}$ ein Prinzip der Ladungskonstanz wirksam sein muß, wenn $m^{(k)}_{(\pm)}(n_k)$ neutral aber $m^{(k+1)}_{(\pm)}(n_{k+1}, q_{k+1})$ eine q_{k+1}-fache Ladung $e_\pm$ trägt. Wegen der Ladungsparität muß dann auch $\varkappa_k$ eine q_k-fache Ladung tragen,

derart, daß immer $q_{k+1}\, e_{\pm} + q_{\varkappa}\, e_{\mp} = 0$ ist, wodurch die Ladungsparität ausgedrückt wird. Die Gl. 128 muß also durch die beiden Erhaltungsprinzipien

$$m^{(k)}_{(\pm)} = m^{(k+1)}_{(\pm)} + \varkappa_k ,$$

$$q_{k+1} \cdot e_{\pm} + q_{\varkappa} \cdot e_{\mp} = 0$$

$$m^{(k)}_{(\pm)}(n_k) \xrightarrow{\varkappa_k} m^{(k+1)}_{(\pm)}(n_{k+1}, q_{k+1})$$

Gleichung 128a

ergänzt werden. Da dieses Paritätsgesetz gilt, würde sich ein Kriterium für die Möglichkeit eines intermittierenden Ueberganges ergeben wenn bekannt wäre wo die Grenze N des Massenspektrums liegt. Offenbar handelt es sich bei dieser Grenze um diejenige

Raumzeitkondensation, welche der Elementarladung, die kleinstmögliche Masse m_e ~~zuordnet~~ zuordnet, die dann allerdings zeitlich stabil bleiben muß, weil ein weiterer Zerfall im Widerspruch zu dem elementaren Charakter von m_e stehen würde.

9.3.63 Die Bestimmung der Elementarmasse kann nur auf eine Untersuchung der metronischen Hyperstrukturen zurückgehen, die von den komplexen Kondensationen verursacht werden. Zunächst muß die Massenquantenzahl n interpretiert werden. Zu diesem Zweck wird eine empirisch gut bekannte Masse einer

Elementarkorpuskel zusammen mit dem q-Wert dieser Korpuskel in die Spektralfunktion eingesetzt und der entsprechende n-Wert eliminiert. Wird nun die Gravitationsgrenze $\varsigma = \frac{h^2}{\gamma m^3}$ auf den eliminierten Wert n bezogen, so zeigt sich, daß $\frac{\varsigma}{n}$ immer im Bereich metronischer Längen liegt. $\frac{\varsigma}{n}$ muß immer als metronische Härke einer Kugelschale (metronisches Kondensationsniveau) aufgefaßt werden, deren Volumen wiederum ein ganzzahliges Vielfaches der metronischen R_3-Zellen sein muß. Die Metrik dieser Zellen wird dabei von der Ganzzahligkeitsforderung und der

sphärischen Natur der symetrischen also ungestörten Kondensation bestimmt. Wegen dieser Interpretationsmöglichkeit von n als Metronenziffer kann die ganze metronische Hyperstruktur der Kondensation auf ein einfaches euklydisches Tensorium bezogen werden, weil die Spektralfunktion nur von einlaufenden Metronenziffer abhängt, was aber das Charkteristikum einfacher metronischer Tensorien ist. Die Projektion der Kondensationsniveause in die euklidische Ebene R_2 des einfachen Tensoriums liefert dann ein System konzentrischer Kreise, ~~V sodaß nach einem aus der Theorie einfa~~

V Anmerkung siehe Seite 328

~~Tensorien herleitbaren Prinzip~~
das n = fache eines Einheits=
kreises (inbezug auf die Fläche)
mit ~~dem~~ e-fachen Flächeninhalt des
einfachen euklidischen Tensoriums
identisch ist. Ist $y = \nu\sqrt{\tau}$ die
Länge des einfachen Tensoriums
und $\sqrt{\tau}$ seine Breite (quadra=
tische Metronen im ungestörten Fall),
dann kann mit der Flächenein=
heit $\int dF = E\,[m^2]$, also
der Einheitskreisfläche πE die
Metronenziffer n gemäß
$n\pi E = e y \sqrt{\tau}$ durch die
Länge y des Bezugstensori=
ums ausgedrückt werden.
Ganz zweifellos wird $n = n_N$ zum
absoluten Grenzwert der Kon=
densation wenn $y = R_e$ mit
~~dem größtmöglichen Abstand~~

identisch wird, der noch im Wir=
kungsbereich der betreffenden Kon=
densation liegt. Dieser Abstand
ist in $n_N = \frac{e}{\pi} \cdot \frac{R_e}{E}\sqrt{\tau}$ einzu=
setzen und damit ist in der Spei=
tralfunktion unter der Annahme
einer Elementarmasse $m_e^{(\pm)}$ zu
substituieren. Im Gravitationsge=
setz $r q e^{-q} \sim \left(\frac{r}{\varrho} - 1\right)^2$ für
$r > \varrho$ muß es eine derartige
Grenze R_e des Definitionsbereich=
ches überhaupt geben, bei welcher
$q = 1$ wird, was aber $\varphi(R_e) =$
$= \frac{8}{3} c^2 = 2\omega c$ bedeutet. Mit
$\varphi(R_e) = \gamma \frac{m}{R_e}\left(\frac{R_e}{\varrho} - 1\right)^2$ und
$\alpha = \frac{\omega c}{\gamma m} \cdot \varrho$ wird dann $R_e = \varrho(1 +$
$+ \alpha) \cdot \left(1 \pm \sqrt{1 - (1+\alpha)^{-2}}\right)$. Da nun auf
jeden Fall $m_e \ll p_2$ ist, aber
schon $\alpha(\mu) \gg 1$ ist und $R_e \gg$
$\gg \varrho$ sein muß, kommt nur

Der positive Zweig in Betracht, für welchen in sehr guter Näherung $R_e = 2r_S$ wegen $\alpha(m_e) \gg \alpha(\mu) \gg 1$ gesetzt werden darf, ergeben von α und S liefert dann $R_e = \frac{8}{3}\frac{c^2}{\gamma^3} h^4 m_e^{-7} = \frac{8}{3}\mu^4 \frac{h^2}{\gamma} m_e^{-7}$, was eingesetzt $n_N = \frac{8}{3}\frac{e^2}{\pi}\cdot\mu^4\frac{h^2}{\gamma}\frac{\sqrt{\tau}}{E} m_e^{-7}$ liefert. Für die Spektralfunktion gilt, $\left(\frac{m_e}{\mu}\right)^4 \cdot \left(1+4\left(\frac{q}{\pi}\right)^4\right) = \frac{2n_N}{(2n_N-1)^2} \approx \frac{1}{2n_N}$ weil auf jeden Fall $n_N \gg 1$ ist. Eingesetzt von $n_N = \frac{8}{3}\frac{e}{\pi}\mu^4\frac{h^2}{\gamma}\frac{\sqrt{\tau}}{E} m_e^{-7}$ in $2n_N\cdot\left(\frac{m_e}{\mu}\right)^4\left(1+4\left(\frac{q}{\pi}\right)^4\right) = 1$ liefert dann $m_e^3 = \frac{16}{3}\frac{e}{\pi}\left(1+4\left(\frac{q}{\pi}\right)^4\right)\frac{h^2}{\gamma}\frac{\sqrt{\tau}}{E}$. Dieser Ausdruck kann noch mit $\tau = \frac{\gamma h}{2\omega c^2}$ und $\omega = \frac{4}{3}c$ umgeschrieben werden, was dann für die Elementarmasse und ihr neutrales Komplement

$E\cdot\left(m_e^{(\pm)}\right)^3 = 2\frac{e}{\pi}\left(1+4\left(\frac{q}{\pi}\right)^4\right)\frac{h^2}{c}\cdot\sqrt{\frac{8h}{3\gamma c}}$

gleichung i

liefert. Trägt diese Elementarmasse mit ihre Elementarladung $e_\pm$, sodass $q=1$ zu setzen ist, dann folgt nach Einsetzen der Naturkonstanten

$E\cdot m_e^3 = 2\frac{e}{\pi}\left(1+\frac{4}{\pi^4}\right)\cdot\frac{h^2}{c}\sqrt{\frac{8h}{3\gamma c}} \approx$

$\approx 775{,}1\cdot 10^{-93}$ also

$m_e^{(\pm)} \approx 9{,}18\cdot 10^{-31}$ [Kg];

$m_e^{(\pm)}$ liegt aber nur um 0,11% über dem oszillographisch gemessenen Wert der Elektronenmasse, sodass die Elektronen und Positronen als Antielektronen tatsächlich als Minimalmassen für $e_\pm$ angesprochen werden müssen, die noch imstande sind, eine Elementarladung

e_+ zu tragen. Wenn also bei einem Intermissionsprozess eine intermittierende Neutrokorpuskel in das mit $e_\pm$ einfach geladene Komplement als erstes Glied des jeweiligen Komplementärspektrums übergeht, dann kann es sich dabei nur um einen β-Prozeß handeln, bei welchem mindestens ein Elektron als β-Quant emittiert wird. Hieraus kann nun die Bedingung einer Intermission zum ersten Glied des Komplementärspektrums abgelesen werden. Zunächst folgt, ~~aus der Entwicklung von Gl. i~~ da jede Neutrokorpuskel $m_{(\pm)}(n) = \frac{\mu \sqrt[4]{2n}}{\sqrt{2n-1}} = m_0$ gilt, aber das Ladungskomplement $m_{(\pm)}(n,q) = m =$

$= \pi m_0 \cdot (\pi^4 + 4q^4)^{-\frac{1}{4}} < m_0$ ist, daß das Verhältnis der Komplementären Massen durch

$$\frac{m_0}{m} = \sqrt[4]{1 + 4\left(\frac{q}{\pi}\right)^4}$$

130

Gleichung j

beschrieben wird. Dies bedeutet aber, daß für das erste Glied des Komplementärspektrums, nämlich $q = 1$, immer $m_0 \approx 1{,}01 \cdot m$ gilt, d.h. die Neutrokorpuskel liegt stets um ca 1% höher als die Masse des einfach geladenen Komplements. Auch zur elementaren Masse des Elektrons muß es demnach auch ein ambivalentes Neutroelektron $m^{(\pm)}_{(0)}$ geben, welches eine um 1% höhere Masse als das Elektron hat und als Neutrino bezw. Antineutrino interpretiert werden kann. ✓

✓ Anmerkung auf Seite 333

Wenn es nun zu einem Intermissions-
prozeß im Sinne eines β-Zerfalls
kommt, dann muß auf jeden
Fall der Uebergang $m_0 \to m_0'$
mit $m_0 > m_0' > m$ voraus-
gehen und $m_0' \xrightarrow{\beta} m$ anschlie-
ßen, woraus hervorgeht, daß auf
jeden Fall $m_0' - m > m_e^{(\pm)}$ sein
muß, weil ~~auf jeden Fall~~ immer ein
β-Quant als Elektron emit-
tiert wird. Da außerdem
$m_0 > m_0'$ ist, muß erst recht
$m_0 - m > m_e^{(\pm)}$ sein und
hieraus kann die Bedingung
zur Intermission abgeleitet
werden. Bei derartigen Prozessen
ist immer $q = 1$, sodaß
stets $m \approx \frac{m_0}{1{,}01}$, also $m_e^{(\pm)} < m_0\left(1 - \frac{1}{1{,}01}\right) =$
$= \frac{m_0}{1{,}01}$ wird und dies liefert die
Bedingung

$m_0 > 1{,}01\, m_e^{(\pm)}$

Gleichung 130a

für den Inter-
missionsprozess. Die Neutrokor-
puskel muß also immer in ihrer
Masse höher liegen als 101 Elek-
tronenmassen, wenn es zu einem
komplementären β-Prozess kom-
men soll, wobei Gl. 130a nur als
eine grobe vorläufige Näherung
aufzufassen ist. Trotz dieses
Näherungscharakters geht aus
der Bedingung unmittelbar
hervor, daß es im Rahmen
der intermittierenden Stufen-
devolution keinen Uebergang
vom Bari-Neutrino bezw. Antibari-Neutrino
($\beta_0^{(\pm)}$) zum Elektron bezw.
Positron ($\beta^{\mp}$) geben kann.
Die Nukleonenmassen des Neutro-

(n) und des Protons (p) sind empirisch gut bekannt und zwar gilt $m_n \approx 1{,}6755 \cdot 10^{-27}$ [Kg] und $m_p \approx 1{,}6723 \cdot 10^{-27}$ [Kg], woraus hervorgeht, daß nach Gl. 130 das Neutron in der Masse tiefer liegt als das zum Proton $q = 1$ neutrale Komplement, ~~das erreich~~ welches nach seiner Berechnung der Gl. 130a voll genügt. m_n muß also als eine intermittierende Neutrokorpuskel aufgefaßt werden, die zu einem β = Prozess fähig sein muß, denn es gilt $m_n - m_p \approx$ $\approx 32 \cdot 10^{-31}$ [Kg] $\approx 3{,}55\, m_e^{(\pm)}$, was einen β – Prozess ermöglicht, bei welchem eine gleichzeitige Neutrinoemission auftreten kann. Tatsächlich wird der Prozess

$n \xrightarrow{\beta} p$ mit einem kontinuierlichen β – Spektrum unter einer Diskriminante beobachtet, was auf eine simultane Neutrinoemission schließen läßt, während die Restmasse von mindestens $0{,}55\, m_e^{(\pm)}$ als Emissionsphoton der Energie $0{,}55\, m_e^{(\pm)}$ oder als kinetische Energie der β – Ein der β_0 – Quanten erscheint. Dieser Sachverhalt deckt sich genau mit dem beobachteten (n, p) – Uebergang, doch kann vorerst noch nicht entschieden werden, ob es zu nur einer oder zu zwei Neutrinoemissionen kommt und ob im letzten Fall ein Neutrinopaar (Neutrino, Antineutrino) entsteht.

zu B. XV S. 106

11.3.63 Nach den vorangegangenen Ergebnissen wird der Rahmen einer symmetronischen Korrelationstheorie der Partialstrukturen durch eine fünffache ~~Proble~~ Problematik festgelegt, die in der folgenden Problemstellung zusammengefaßt werden kann.

a) Das zeitliche Auswahlgesetz $n(t)$ mit $q(n,t)$ muß explizit gefunden werden.

b) Nach dem Auswahlprinzip müssen die Terme n_k, $q(n_k)$ mit den zeitlichen Stabilitätsintervallen $t_{k+1} - t_k > 0$ des nunmehr ausgewählten Spektrums $1 \leq k \leq N$ angebbar sein.

c) Es muß festgestellt werden, wie sich strukturell das Spektrum $m^{(k)}_{(+)}$ vom spiegelsymmetrischen Antispektrum $m^{(k)}_{(-)}$ unterscheidet.

d.) Es muß untersucht werden, nach welchen ~~Korrelat~~ Korrelationsprinzipien alle hermetrischen Strukturen ab metronische Kondensationszustände ineinander transmutieren.

e) Die Bedeutung des empirisch festgestellten unsteten Auftretens von $m_{(-)}$ in der aus $m_{(+)}$ stabil strukturierten Sonnawelt hinsichtlich der hermetrischen Weltarchitektur ist zu ermitteln.

Erst wenn diese offenen Fragen durch eine Symmetronik der Partialstrukturen beantwo

tet werden können, ist es möglich, eine allgemeine Korrespondenztheorie der metrischen Kondensationsstufen und eine symmetronische Besobarie ihrer wechselseitigen Transmutationsprozesse zu entwickeln. (Schluß von VIII) Zuvor soll aber eine im vorangegangenen explizit erscheinende einheitliche Eigenschaft aller Kondensationen analysiert werden. ~~Schluß von VIII~~

5. Die äonische Aktualisierung der kosmischen Bewegung.

Bd XI S. 11 mitverwenden auf S. 248

12.3.63 Das gemeinsame Kennzeichen aller, überhaupt möglichen metrischen Kondensationen ist die Notwendigkeit ihrer äonischen

Hermetrie. Da außerdem aufgrund der hermetrischen Weltarchitektur und aus Gründen der Definition zugleich auch eine entelechale Hermetrie gegeben ist, kann festgestellt werden, daß jede Kondensation des Raumes der Zeit oder des R_4 von transfiniten Selbstkondensationen begleitet wird. Im allgemeinen erscheinen die Selbstkondensationen als latente transfinite Terme, sodaß sie auf diese Weise alle Struktur-Kondensationen der Somawelt R_4 in den transfiniten Weltbereich fortsetzt. Die quantenhafte Natur aller metrischen Kondensationsstufen geht dabei auf den imaginären Charakter der beiden transfinit

Architektureinheiten zurück, denn wegen $e^{i\varphi} = \cos\varphi + i \sin\varphi$ werden die Eigenwerte des Kondensationsvorganges allein durch die imaginären Architektureinheiten der Welt bestimmt. Eine unmittelbare Konsequenz aus diesem Sachverhalt ist im Fall komplexer Kondensationen die Interpretation der äonischen Projektion in den R_3 als $\eta \equiv \frac{h}{mc}$, was wiederum die Unmöglichkeit einer äonischen Antihermetrie demonstriert. Wird dieser gesamte Sachverhalt unter Berücksichtigung der Natur der latenten Seinspotenzen in Richtung der äonischen Dimension mit dem Verlauf der allgemeinen Spektralfunktion $m_{(\pm)}(n, q)$, sowie

im transfiniten Korpuskularraumschluß von $m_{(\pm)}^{(1)} = \mu \sqrt[4]{2}$ verglichen, denn dann das Zerfallsspektrum $n > 1$ bis maximal n_N anschließt, so wird deutlich, daß alle metrischen Strukturkondensationen primär aus transfiniten Selbstkondensationen, also latenten Termen jenseits des R_4, im Rahmen eines Korpuskularraumschlusses hervorgehen, der über ein Gravitonensystem vermittelt wird. Die primären Selbstkondensationen werden dabei eindeutig von vorhandenen äonischen Seinspotenzen ~~in~~ induziert. Alle diese so induzierten Kondensationen haben aber ihre Fortsetzung über eine entelechale Hermetrie.

struktur in den transfiniten Bereich und stehen so wegen der nachgewiesenen grundsätzlichen äonischen Hermetrie im Zusammenhang mit den ursprünglich induzierenden äonischen Seinspotenzen. Die Wechselbe-
13.3.63 ziehung zwischen der äonischen Dimension und der entelechalen Struktur ergibt sich unmittelbar aus der Projektion der transfiniten Strukturen in den R_3 als η und ε, wobei die eindeutige Interpretation von $\frac{\eta}{\varepsilon}$ im Sinne (2,3), also $\eta = \frac{h}{2mc}$ und $\varepsilon = \frac{h^2}{\gamma m^3}$ zu verwenden ist. Substitution von m liefert dann die Beziehung $\varepsilon = \frac{8\eta^3 c^3}{\gamma h}$ oder $\gamma h = 8c^3 \frac{\eta^3}{\varepsilon}$. Dieses Produkt γh ist aber der

Zähler im Betrag $\tau = \frac{\gamma h}{2\omega c^2} = \frac{3\gamma h}{8c^3}$. Die Substitution ergi[illegible] dann $\tau = \frac{3\eta^3}{\varepsilon}$, also den Zusammenhang

$$\eta = \sqrt[3]{\frac{\tau}{3}\varepsilon}$$

131

Gleichung [illegible]

der auch im transfiniten Bereic[illegible] gelten muß und aus dem unmittelbar hervorgeht, daß ein[illegible] Einflußnahme $\eta(\varepsilon)$ über d[illegible] R_4 vorliegt. Die auf diese Wei[illegible]
14.3.63 veränderte Entelechalstruktur hat aber eine unmittelbar Rückwirkung auf die Struktur des R[illegible] und damit auf die zeitliche Änderung eines Zustandes im R_3, wa[illegible] mit der Interpretation $2\eta = \frac{h}{mc}$ zugänglich wird, wenn man annimmt, daß m die Fel[illegible]masse einer kinetischen Energie ist

Unter dieser Annahme wird dann $mc^2 = E_K = pc$ mit dem gegen $\hat{A}_-$ invarianten Impuls p einer Elementarkorpuskel. Einsetzen liefert $p\,\eta = \frac{h}{2} = \pi\hbar$. Nach Gleichung ~~K~~ 131 gilt dann aber $p = \frac{h}{2}\cdot\left(\frac{\tau}{3}\,\underline{\varepsilon}\right)^{-\frac{1}{3}}$, woraus hervorgeht, daß p auf ε zurückgehen muß und zwar erfolgt die Rückwirkung grundsätzlich über ein Gravitations- bezw. Mesofeld weil $\underline{\varepsilon} = \frac{\Lambda}{2} = \frac{h^2}{\gamma m^3}$ als Mesofeldwellenlänge interpretiert werden muß. ~~Für~~ Jede Wirkung im R_3 wird also nach dieser Beziehung über ein Gravitationsfeld von der entelechal-transfiniten Fortsetzung der betreffenden Raumzeitstruktur bedingt. Bei dieser

Einflußnahme äonischer Seinspotenzen auf die R_4-Diskontinuitäten ist es offensichtlich wesentlich, ob ein metronisches Kondensationssystem vorliegt, oder eine Kollektive derartiger Systeme. Im Falle des Kondensationssystems gilt für jede Wirkung $w = \oint p\,ds = 2\pi\int p\,dr$ und $w = Nh$ mit $N \geq 1$, also $\pi\int p\,dr = N\pi\hbar \geq \pi\hbar = p\,\eta$, woraus sich ~~die~~ eine Unschärferelation, nämlich $\frac{w}{2p} \geq \eta$ ergibt, die aussagt, daß die äonischen Seinspotenzen grundsätzlich in akausaler Weise eine metronische Kondensation über $p \sim \underline{\varepsilon}^{-1/3}$ zeitlich aktualisiert. Nach

$$p\,\eta = \pi\hbar,\quad p = \frac{h}{2}\left(\tau/3\cdot\underline{\varepsilon}\right)^{-1/3},\quad \frac{w}{2p} \geq \eta$$

Gleichung ~~K~~ 131

wird der Prozeß der äonischen Aktualisierung des zeitlichen Geschehens einer metronischen Kondensation, wie er aus metrischen Notwendigkeiten bei der Konstruktion der äonischen Welt gefordert werden mußte, völlig transparent. Nach dem Vorangegangenen induzieren die äonischen Seinspotenzen nicht nur mit der entelechalen Dimension transfinite Selbstkondensationen, die als imaginäre oder komplexe Kondensationen raumzeitlich erscheinen, vielmehr hat jede R_4-Struktur wegen der begleitenden transfiniten Hermetrie eine transfinite Fortsetzung. Nach Gl. ~~K~~ 131

ist aber die zur Kondensation gehörige Entelechalstruktur grundsätzlich, wegen der nachgewiesenen äonischen Hermetrie, mit $s_{(4)}$ gekoppelt, sodaß diese äonischen Seinspotenzen die Entelechalstruktur ständig ändern und in Richtung $s_{(2)} = x_4$ zeitlich neu aktualisieren, was nach Gl. ~~K~~ 131a im R_3 als zeitliches Geschehen erscheint, dessen Impulse wegen der Interpretation von ε immer über ein Gravitonensystem vermittelt werden. Auch muß es im Falle einer metronischen Kondensation zu einer akausalen Aktualisierung kommen, d. h. zu jedem Ereignis des R_4 hinsichtlich der betreffenden

Korpuskel gibt es als Futural-
potenz ein ganzes Spektrum
futuraler Möglichkeiten, doch
~~er~~folgt die Wahl der Aktuali-
sierung aus dem Ävn heraus
grundsätzlich keinem Kausal-
gesetz, weil immer $\frac{w}{2p} \geqq \eta$
bleibt. Erst wenn eine große
Zahl metronischer Kondensa-
tionen eine statistische Kol-
lektive bildet, muß es zur
Superposition aller Akausali-
täten kommen, sodaß die ma-
kromare Kollektive inbezug
auf die Peristase so aktuali-
siert wird, wie es inbezug
auf diese Peristase dem größten
Wahrscheinlichkeitsgrad aller
mikromaren Kondensationen
entspricht. Auf diese Weise

entsteht eine makromare Kau-
salität, deren besonderer Ak-
tualisierungscharakter von
der Peristase also der ~~entel~~
korrespondierenden entelechalen
Strukturierung der Umgebung
geprägt wird. Da jede metro-
nische Kondensation in der
R_3 = Projektion als metri-
sches Strukturelement der
Welt also auch des Unter-
raumes R_4 aufzufassen ist
und die ävnische Aktualisie-
rung des zeitlichen Geschehens
einer R_3 - Struktur in der
Richtung x_4 erfolgt, muß
~~angenommen~~ geschlossen werden, daß die
Aktualisierung aller R_3 = Strukt-
uren des physischen Universums
ein integraler ävnischer Aktu-

alisierungsprozess ist. Das zeitliche Geschehen des ganzen Universums in seiner Geschichtlichkeit wird aber als kosmische Bewegung definiert, sodaß festgestellt werden muß, daß eine mundale äonische Seinspotenz existiert, welche integral die kosmische Bewegung des Universums als zeitlich geschichtliches Geschehen aktualisiert.

IX

Symmetronik der ~~Korrelationen~~ Partialstrukturen

1.) Strukturreinheiten und Gitterkernselektoren

siehe Band XII Seite 122-138

Insbesondere nachgewiesene äonische Hermetrie berücksichtigen und

Band XI S. 11

Anmerk. S. 333

6) Metrisierung der empirischen Elementarkonstante

damit $\overline{{}^2\chi}_{(1)}$ ($s_{(3)}$, $s_{(4)}$) ab Seite 134 begründen. X S. 47-49, 40-45, S. 60-61

Fortsetzung B. X. S. 61

2.) Feldaktivierung durch Spinfeldselektoren

Band XI S. 75-96

19.3.63

Nach der Interpretation der Gitterkerne durch Strukturreinheiten erscheint es zunächst zweckmäßig im hermetrischen Bereich V_{qr} des R_6 mit $r\,q \leq 6$ die antihermiteschen Anteile der Elemente von $\hat{\gamma}$ zu untersuchen, denn auf diese Anteile geht die Unterscheidung der Fundamentalkondensoren aller Partialstrukturen in der ~~symmetronischen Weltgleichung~~ Symmetronik bezüglich auf den hermiteschen Kondensor des Kompositionsfeldes zurück. Wird zur Kürzung $\overline{{}^2\gamma}_{(\mu,\nu)} = \overline{{}^2\gamma}$ für ein Element aus $\hat{\gamma}$ gesetzt, dann

kann nach der Analyse von Spinorientierungen metronischer Hyperstrukturen gemäß $\overline{{}^2\mathfrak{J}}_- = \overline{{}^2\mathfrak{P}} = \frac{1}{2}\,\mathrm{ROT}_{(x)}\,\overline{\Phi}$ der antihermitesche Anteil aus $\overline{{}^2\mathfrak{J}} = \overline{{}^2\mathfrak{J}}_+ + \overline{{}^2\mathfrak{J}}_-$ immer durch den Spinselektor, also durch den metronischen Feldrotor (hinsichtlich der Gitterselektoren $\mathfrak{C}_\kappa = \alpha_\kappa\,(\,)_\kappa$) eines Spinfeldselektors ausgedrückt werden, was für den hermiteschen Anteil die Darstellung $\mathfrak{J}_{+\tilde{\kappa},l} = \underline{\mathfrak{J}}_{\tilde{\kappa}}\,\Phi_l$ für antihermetrische Komponenten zur Folge hat. Hierbei ist eine Induzierung auf jeden Fall antihermetrisch, während die andere zum V_{gr} gehören kann. Die Komponenten von $\overline{{}^2\mathfrak{J}}_+$, die

vollständig im V_{gr} liegen, können dagegen nicht durch $\overline{\Phi}$ ausgedrückt werden. Wegen der Hermitezität von $\overline{{}^2\mathfrak{J}}_+$, gilt also im antihermetrischen Bereich $\underline{\mathfrak{J}}_{\tilde{\kappa}}\,\Phi_l - \underline{\mathfrak{J}}_l\,\Phi_{\tilde{\kappa}} = 0$, während im V_{gr} immer $\underline{\mathfrak{J}}_p\,\Phi_q - \underline{\mathfrak{J}}_q\,\Phi_p = \mathfrak{J}_{-p,q} \neq 0$ bleibt, weil im V_{gr} der hermitesche Anteil nicht durch den Spinfeldselektor dargestellt werden kann, woraus folgt, daß dieser Feldrotor im engen Zusammenhang mit der hermetrischen Struktur des betreffenden Elementes aus $\hat{\mathfrak{J}}$ stehen muß, da die Hyperstruktur eines metronischen Tensoriums metrisch durch die Hyperselektoren definiert ist, was das Selektorfeld $\overline{{}^2\mathfrak{J}}$ zur Folge

hat, dem eine Spinorientierung überlagert ist, wenn ein antihermitescher Anteil des Fundamentalselektors existiert, aber andererseits diese Spinorientierung als Vorprägung des metrischen Feldes aufgefaßt wird, muß die metronische Rotation des Spinfeldselektors im $V_{\varphi r}$ die hermetrische Struktur $\overline{{}^2\mathfrak{J}}_+$ vorprägen oder zumindest aktivieren, wodurch die Bezeichnungen Feldaktivator für $\overline{{}^2\mathfrak{J}}_-$ bezw. Protofeld für $\overline{{}^2\mathfrak{J}}_+$ gerechtfertigt erscheint. Nach der Hermetriebedingung ist $\overline{{}^2\mathfrak{J}}_+$; n = const inbezug auf die antihermetrischen Gitterselektoren, sodaß im antihermetrischen Bereich

auch $\underline{\mathfrak{J}}_{\tilde{\kappa}} \Phi_l$ = const sein muß. Ist auch $l = \tilde{l}$ antihermetrisch so kann $\underline{\mathfrak{J}}_{\tilde{\kappa}} \Phi_{\tilde{l}}$ = const nur durch $\Phi_{\tilde{l}} = \sum_{m=1}^{6} \varphi_{(\tilde{l})m}(V_{\varphi r}) Z^{\underline{m}}$ erfüllt werden, wenn $Z^{\underline{m}} = \alpha_m(\,)^{\underline{m}}$ ein kontravarianter Gitterselektor ist. Wegen der Hermitezität des Protofeldes ergibt sich unmittelbar die Symmetrie $\varphi_{(\tilde{l})m} = \varphi_{(m)\tilde{l}}$, weil immer $\mathfrak{J}_{+\tilde{\kappa}\tilde{l}} = \underline{\mathfrak{J}}_{\tilde{\kappa}} \Phi_{\tilde{l}}$ gilt. Dieses Gesetz gilt aber nur ~~im anti~~ solange $\tilde{l}$ wirklich im antihermetrischen Bereich liegt, nicht aber wenn l ein Element des $V_{\varphi r}$ ist, was wegen $\mathfrak{J}_{+\tilde{\kappa}l} = \underline{\mathfrak{J}}_{\tilde{\kappa}} \Phi_l$ möglich sein kann. In diesem Fall wäre $\mathfrak{J}_{+\tilde{\kappa},l}$ ein Linearaggregat der antihermetrischen Gitterselektoren, was einen

Widerspruch zu der Anti-Hermetrie-forderung außerhalb des V_{gr} bildet. Die einzige Möglichkeit ist durch $\varphi_{(l)m} = a_{l,m} = \text{const}$ gegeben, was im antihermetrischen Bereich zu

$\gamma_{+\tilde{\kappa},l} = a_{\tilde{\kappa},l} = a_{l\tilde{\kappa}} = \text{const}$

mit $\gamma_{-\tilde{\kappa}l} = 0$ führt, während im V_{gr} immer $\gamma_{+\kappa,l}$ (V_{gr}) aber

$\gamma_{-\kappa,l} = a_{\kappa,l} - a_{l,\kappa} = \text{const} \neq 0$

gilt. Für die Komponenten im V_{gr} muß also eine Unsymmetrie von $a_{\kappa,l}$ zugelassen werden, was keinen Widerspruch zu $\varphi_{(l)m} = \varphi_{(m)l}$ bildet, denn diese Symmetrie gilt nur im antihermetrischen Bereich.

Grundsätzlich gilt also für jedes Element aus $\hat{\gamma}$ nach der Spaltung $\overline{{}^2\gamma} = \overline{{}^2\gamma}_+ + \overline{{}^2\gamma}_-$, daß das Proto-

feld im antihermetrischen Bereich konstant, aber im V_{gr} eine Strukturfunktion der hermetrischen Gitterselektoren ist, während der Feldaktivator im antihermetrischen Bereich überhaupt nicht, im V_{gr} aber nur als Konstante existiert. Dieses Verhalten hat eine unmittelbare Auswirkung auf die Fundamentalkondensoren. Die Komponenten von $\left[\begin{smallmatrix}\kappa & \lambda \\ \mu & \nu\end{smallmatrix}\right] \neq \left[\begin{smallmatrix}\kappa & \lambda \\ \mu & \nu\end{smallmatrix}\right]^*$ sind $[{}^i_{\kappa}{}_l]^{(\kappa,\lambda)}_{(\mu,\nu)} = \gamma^{i\,s}_{(\kappa,\lambda)} \cdot ()\,[s,\kappa,l]_{(\mu,\nu)}$ und rein ~~kontra~~kovariant

$2\,[s,\kappa,l]_{(\mu,\nu)} = \underline{\delta}_\kappa \gamma_{s,l} + \underline{\delta}_l \gamma_{\kappa,s} - \underline{\delta}_s \gamma_{\kappa,l} = \underline{\delta}_\kappa \gamma_{+s,l} + \underline{\delta}_l \gamma_{+\kappa,s} - \underline{\delta}_s \gamma_{+\kappa l} = 2\,[s,\kappa,l]_{(\mu,\nu)+}$ weil immer $\gamma_{-\kappa,l} = \text{const}$ oder $\gamma_{-\tilde{\kappa},l} \equiv 0$ ist. Dies bedeutet aber auch $\gamma^{i,s}_{(\kappa,\lambda)} \cdot ()\,[s\kappa l]_{(\mu\nu)\times} =$

$= [{}^{i}_{\kappa}\, {}^{l}]^{(\varkappa,\lambda)}_{(\mu,\nu)+}$ oder $\widehat{[{}^{\varkappa}_{\mu}\, {}^{\lambda}_{\nu}]} = \widehat{[{}^{\varkappa}_{\mu}\, {}^{\lambda}_{\nu}]}_{+}$, weil die kovariante Symetrie nicht von einer evt. Antihermitezität der Kontrasignatur beeinflußt wird. Die unmittelbare Folge der Feldaktivierung durch Spinfeldselektoren ist also $\widehat{[{}^{\varkappa}_{\mu}\, {}^{\lambda}_{\nu}]}_{-} = \hat{0}$, wodurch $\sum_{\mu,\nu,\varkappa,\lambda=1}^{3} \left(\widehat{[{}^{\varkappa}_{\mu}\, {}^{\lambda}_{\nu}]}_{-} + sp\, {}^{2}\overline{R}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu,\nu)} \times \widehat{[{}^{\varkappa}_{\mu}\, {}^{\lambda}_{\nu}]}_{-} \right) = \overline{{}^{3}0}$ der symmetronischen Superposition

$$\widehat{[\;]} = \sum_{\mu,\nu,\varkappa,\lambda=1}^{3} \left(\widehat{[{}^{\varkappa}_{\mu}\, {}^{\lambda}_{\nu}]}_{+} + sp\, {}^{2}\overline{R}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)} \times \widehat{[{}^{\varkappa}_{\mu}\, {}^{\lambda}_{\nu}]}_{+} \right)$$

identisch erfüllt wird.

Da $\gamma_{+\tilde{\kappa}l} = const$ und $\gamma_{-\tilde{\kappa}l} = 0$ ist, wird die Eigenschaft aller Fundamentalkondensoren $[{}^{i}_{\tilde{\kappa}l}]^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)} = 0$ im antihermetrischen Bereich hinsichtlich der kovarianten Indigierungen von selbst evident, weil in $[s\tilde{\kappa}l]_{(\mu\nu)}$ die

Summanden entweder hetrondifferentiale $\underline{f}$ (hermetrisch) auf $\gamma_{+\tilde{\kappa}s}$ oder $\underline{f}_{\tilde{\kappa}}$ (antihermetrisch) auf γ_{+sl} $(\mathcal{V}_{\varkappa r})$ einwirken, sodaß in jedem Fall eine Konstanz hinsichtlich des partiellen hetrondifferentials besteht. Bei der

23.3.63 Formulierung des Symmetronischen Fundamentalproblems hat man also von den Eigenschaften der Protopolder und Feldaktivatoren ~~Strukturenheiten und Feldaktivatoren~~ nämlich

~~${}^{2}\overline{\varkappa}_{(1)} = {}^{2}\overline{\varkappa}_{(1)}(Z^{5}, Z^{6})$, ${}^{2}\overline{\varkappa}_{(2)} = {}^{2}\overline{\varkappa}_{(2)}(Z^{4})$,~~

~~${}^{2}\overline{\varkappa}_{(3)} = {}^{2}\overline{\varkappa}_{(3)}(Z^{\underline{\kappa}})^{3}_{1}$, ${}^{2}\overline{\gamma}^{i}_{(\mu,\nu)} = sp\, {}^{2}\overline{\varkappa}_{(\mu)} \times {}^{2}\overline{\varkappa}_{(\nu)}$~~

$\gamma^{\tilde{\kappa}l}_{(\mu,\nu)+} = const$, $\gamma^{\kappa l}_{(\mu,\nu)+} = \gamma^{\kappa l}_{(\mu\nu)+}(\mathcal{V}_{\varkappa r})$,

$\gamma^{\tilde{\kappa},l}_{(\mu,\nu)-} = 0$, $\gamma^{\kappa,l}_{(\mu,\nu)-} = const$.

Gleichung 142

auszugehen, deren unmittelbare

Konsequenz die Eigenschaft der Kovarianten Hermitezität aller Fundamentalkondensoren

$$\left[\begin{smallmatrix}\varkappa & \lambda \\ \mu & \nu\end{smallmatrix}\right] = \left[\begin{smallmatrix}\varkappa & \lambda \\ \mu & \nu\end{smallmatrix}\right]_+ = \left[\begin{smallmatrix}\varkappa & \lambda \\ \mu & \nu\end{smallmatrix}\right]^*$$

Gleichung 142 a

ist. Mit dieser hermiteschen Symmetrie kann also das ~~der~~ symmetronische Fundamentalproblem (oder) ~~Weltgleichung substituiert~~ werden.

~~Ergänzende Anmerkung zu Bd. XI S. 21~~

Nach der syntrometrischen Metronentheorie aus A VIII gibt es in R_6 eindeutig $\omega = 3$ Partialstrukturen, die in einer wechselseitigen Korrelation stehen und das Kompositionsfeld strukturieren. Die Darstellung ~~durch hermetrische Struktur-~~

~~einheiten nach Gl. l~~ derartiger Partialstrukturen durch drei Gitterkernselektoren und das damit verbundene Erscheinen extradiagonaler Korrelationsvermittler in $\hat{\gamma}$ zeigt, daß es sich bei den Korrelationen um das Zusammenwirken verschiedener metronischer Strukturen im Kompositionsfeld handelt. Dies Verhalten kann deshalb als symmetronisch bezeichnet werden, weil es hierzu keine Analogon in einer infinitesimalen Strukturtheorie geben kann. Während die symmetronische Korrelation nach A VIII durch einen tensoriellen Korrelationsselektor $\overline{{}^2Q}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)}$ inbezug auf $\left[\begin{smallmatrix}\varkappa & \lambda \\ \mu & \nu\end{smallmatrix}\right]$ ausgedrückt wird,

$\overline{V_{III}}$

gilt nach A ~~(4)~~ für die Superposition der Fundamentalkonnexoren zum Konnexor des Kompositionsfeldes

$$\widehat{[\,]} = \sum_{\varepsilon=1}^{3} \left(\widehat{\left[{}^{\kappa\ \lambda}_{\mu\ \nu} \right]} + sp\ {}^{2}\overline{\mathfrak{Q}}^{(\kappa\lambda)}_{(\mu\nu)} \times \widehat{\left[{}^{\kappa\ \lambda}_{\mu\ \nu} \right]} \right)$$

wenn für Kürzung $\varepsilon = (\kappa, \lambda, \mu, \nu)$ gesetzt wird. Nach den vorangegangenen Ergebnissen ist die Wirkung dieser metrischen Superposition stets $\overline{{}^{2}y} = \overline{{}^{2}y}^{\times}$ aber

$\overline{{}^{2}y}_{(\mu,\nu)} \neq \overline{{}^{2}y}^{\times}_{(\mu,\nu)}$, was $[\,] = [\,]^{\times}$ impliziert

$$\widehat{\left[{}^{\kappa\ \lambda}_{\mu\ \nu} \right]} = \widehat{\left[{}^{\kappa\ \lambda}_{\mu\ \nu} \right]}_{+} + \widehat{\left[{}^{\kappa\ \lambda}_{\mu\ \nu} \right]}_{-} \neq \left[{}^{\kappa\ \lambda}_{\mu\ \nu} \right]^{\times}$$

Invarianten der Konnexoren Basisvektoren zur Folge hat. Dieses Symmetrieverhalten in der symmetrischen Grundbeziehung kann aber nur dann erfüllt werden, sofern für die

(Fortsetzung unter 142 a identisch mit Fall 1)

symmetrische Grundbeziehung im Falle der metrischen Form der Welt

$$\widehat{[\,]} = \sum_{\varepsilon=1}^{3} \left(\widehat{\left[{}^{\kappa\ \lambda}_{\mu\ \nu} \right]}_{+} + sp\ {}^{2}\overline{\mathfrak{R}}^{(\kappa\lambda)}_{(\mu,\nu)} \times \widehat{\left[{}^{\kappa\ \lambda}_{\mu\ \nu} \right]}_{+} \right),$$

~~$\sum_{\varepsilon=1}^{3} \left(\widehat{\left[{}^{\kappa\ \lambda}_{\mu\ \nu} \right]}_{-} + sp\ {}^{2}\overline{\mathfrak{R}}^{(\kappa\lambda)}_{(\mu,\nu)} \times \widehat{\left[{}^{\kappa\ \lambda}_{\mu\ \nu} \right]}_{-} \right) = \overline{0}$,~~

$\varepsilon \equiv (\mu, \nu, \kappa, \lambda)$

Gleichung 143 ~~98~~

zu verwenden ~~ist~~. Es kann (zur 3.2.2.3) mit Gl. 143 ~~98~~ die Kompositions-Weltgleichung ~~115~~

~~$\widehat{[\,]} = \overline{0}$~~ zu spalten und demgegenüber, sofern eine symmetrische Weltgleichung existiert. Zu diesem Zweck wird $L = K - \overline{\lambda x}()$, also die Darstellung durch den Raum-Konnexor

$$\widehat{\left[{}^{\kappa\ \lambda}_{\mu\ \nu} \right]}_{-} \times \widehat{\left[{}^{\kappa\ \lambda}_{\mu\ \nu} \right]}_{-} = \overline{0}$$

$\lambda \times [\,] = \mathcal{K}$; $[\,]$ ist der Koordinatenform $\lambda_m (K,\ell) \cdot [K^i, e] = / K_m ; [K^i, \ell] = \dots$

$= \sum_{\varepsilon=1}^{3} \left([K^i, e]^{(\varkappa,\lambda)}_{(\mu,\nu)} + Q^{(\varkappa\lambda)\,i}_{(\mu,\nu)\,t} [K^t, \ell]^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu,\nu)} \right)$ verwendet. / auf diese Weise folgt

$K_m ; [K^i, \ell] = \sum_{\varepsilon=1}^{3} \Big(\dots$

$+ \mathcal{C}^{(\varkappa\lambda)\,i}_{(\mu\nu)\,K,\ell,m} \Big) = \sum_{\varepsilon=1}^{3} \Big(\Big(\Big(\frac{K\lambda}{\mu\nu} \Big)^{(+,-)}_{(-)\ell} \cdot \delta(\underline{\ell}, m) - \Big(\frac{K\lambda}{\mu\nu} \Big)^{(+,-)}_{(-)m} \Big) ; [K^i, \ell]^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)} + \Big(\Big(\frac{K\lambda}{\mu\nu} \Big)^{(+,-)}_{(-)\ell} \cdot \delta(\underline{\ell}, m) - \Big(\frac{K\lambda}{\mu\nu} \Big)^{(+,-)}_{(-)m} \Big) \cdot Q^{(\varkappa\lambda)\,i}_{(\mu\nu)\,t} [K^t, \ell]^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)} + \mathcal{C}^{(\varkappa\lambda)\,i}_{(\mu\nu)\,K,\ell,m} \Big)$ oder $K \cdot [\,] =$

$= \sum_{\varepsilon=1}^{3} \Big(K^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)} ; \big[E + \delta p \, \mathcal{Q}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)} \chi(\,) \big] ; \big[\frac{\varkappa\lambda}{\mu\nu} \big] + \dots$

$+ \mathcal{C}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)}$). Hierin bedeutet die Koordinatenform von $\mathcal{C}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)}$ als quadratische Matrix (Adjunkte der Koeffizienten-Koordinatenform).

Für diese quadratische Korrelation gilt

26.3.6 (3)

$\mathcal{C}^{(\varkappa,\lambda)\,i}_{(\mu,\nu)\,K,\ell,m} = [S^i, \ell]^{(\varkappa,\lambda)}_{(\mu,\nu)} \sum_{\varepsilon=1}^{3} [K^S, m]^{(\gamma,\delta)}_{(\alpha,\beta)} (1-\delta)$

$- [S^i, m]^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu,\nu)} \sum_{\varepsilon=1}^{3} [K^S, \ell]^{(\gamma,\delta)}_{(\alpha,\beta)} (1-\delta) + Q^{(\varkappa\lambda)\,i}_{(\mu\nu)\,t} \cdot$

$\cdot [S^t, \ell]^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu,\nu)} \sum_{\varepsilon=1}^{3} Q^{(\gamma,\delta)\,S}_{(\alpha,\beta)\,t} [K^t, m]^{(\gamma\delta)}_{(\alpha\beta)}$

$- Q^{(\varkappa\lambda)\,i}_{(\mu,\nu)\,t} [S^t, m]^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)} \sum_{\varepsilon=1}^{3} Q^{(\gamma\delta)\,S}_{(\alpha,\beta)\,t} [K^t, \ell]^{(\gamma,\delta)}_{(\alpha\beta)} +$

$\cdot \Big([S^i, \ell]^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)} \sum_{\varepsilon=1}^{3} Q^{(\gamma\delta)\,S}_{(\alpha,\beta)\,t} [K^t, m]^{(\gamma\delta)}_{(\alpha\beta)}$

$- [S^i, m]^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)} \sum_{\varepsilon=1}^{3} Q^{(\gamma\delta)\,S}_{(\alpha\beta)\,t} [K^t, \ell]^{(\gamma\delta)}_{(\alpha\beta)} (1-\delta) -$

$- Q^{(\varkappa\lambda)\,i}_{(\mu\nu)\,t} [S^t, m]^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)} \sum_{\varepsilon=1}^{3} [K^S, \ell]^{(\gamma,\delta)}_{(\alpha,\beta)} (1-\delta) =$

$= \Big\{ \delta(\underline{K}, S) ; (\,) \sum_{\varepsilon=1}^{3} [K^S, m]^{(\gamma\delta)}_{(\alpha\beta)} (1-\delta) -$

$- \delta(\underline{K}\,\underline{\ell}, S m) ; (\,) \sum_{\varepsilon=1}^{3} [K^S, \ell]^{(\gamma\delta)}_{(\alpha\beta)} (1-\delta) +$

$+ Q^{(\varkappa\lambda)\,i}_{(\mu\nu)\,t} \mathcal{S}^{*} \big(\underline{i}\,\underline{K}, t\,S \big) \cdot (\,) \sum_{\varepsilon=1}^{3} Q^{(\gamma\delta)\,S}_{(\alpha\beta)\,t} [K^i, m]^{(\gamma\delta)}_{(\alpha\beta)}$

$- Q^{(\varkappa\lambda)\,i}_{(\mu\nu)\,t} \delta(\underline{i}\,\underline{K}\,\underline{\ell}, t S m) ; (\,) \sum_{\varepsilon=1}^{3} Q^{(\gamma\delta)\,S}_{(\alpha\beta)\,t} \cdot$

$\cdot [K, \ell]^{(\gamma\delta)}_{(\alpha\beta)} + \delta(\underline{K}\,\underline{S}) ; (\,) \sum_{\varepsilon=1}^{3} Q^{(\gamma\delta)\,S}_{(\alpha\beta)\,t} \cdot$

$\cdot [K^t, m]^{(\gamma\delta)}_{(\alpha\beta)} - \delta(\underline{K}\,\underline{\ell}, S m) ; (\,) \sum_{\varepsilon=1}^{3} Q^{(\gamma\delta)\,S}_{(\alpha\beta)\,t} [K^t, \ell]^{(\gamma\delta)}_{(\alpha\beta)} +$

$+ [S^i, \ell]^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)} \sum_{\varepsilon=1}^{3} Q^{(\gamma\delta)\,S}_{(\alpha,\beta)\,t} [K^t, m]^{(\gamma\delta)}_{(\alpha\beta)}$

$- [S^i, m]^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)} \sum_{\varepsilon=1}^{3} Q^{(\gamma\delta)\,S}_{(\alpha\beta)\,t} [K^t, \ell]^{(\gamma\delta)}_{(\alpha\beta)} +$

$+ Q^{(\varkappa\lambda)\,i}_{(\mu\nu)\,t} [S^t, \ell]^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)} \sum_{\varepsilon=1}^{3} [K^S, m]^{(\gamma,\delta)}_{(\alpha\beta)} (1-\delta) -$

$- Q^{(\varkappa\lambda)\,i}_{(\mu\nu)\,t} [S^t, m]^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)} \sum_{\varepsilon=1}^{3} [K^S, \ell]^{(\gamma,\delta)}_{(\alpha,\beta)} (1-\delta) =$

$= \Big\{ \delta(\underline{K}, S) ; (\,) \sum_{\varepsilon=1}^{3} [K^S, m]^{(\gamma\delta)}_{(\alpha\beta)} (1-\delta) -$

$- \delta(\underline{K}\,\underline{\ell}, S m) ; (\,) \sum_{\varepsilon=1}^{3} [K^S, \ell]^{(\gamma\delta)}_{(\alpha\beta)} (1-\delta) +$

$+ Q^{(\varkappa\lambda)\,i}_{(\mu\nu)\,t} \mathcal{S}^{*} \big(\underline{i}\,\underline{K}, t\,S \big) \cdot (\,) \sum_{\varepsilon=1}^{3} Q^{(\gamma\delta)\,S}_{(\alpha\beta)\,t} [K^i, m]^{(\gamma\delta)}_{(\alpha\beta)}$

$- Q^{(\varkappa\lambda)\,i}_{(\mu\nu)\,t} \delta(\underline{i}\,\underline{K}\,\underline{\ell}, t S m) ; (\,) \sum_{\varepsilon=1}^{3} Q^{(\gamma\delta)\,S}_{(\alpha\beta)\,t} \cdot$

$\cdot [K, \ell]^{(\gamma\delta)}_{(\alpha\beta)} + \delta(\underline{K}\,\underline{S}) ; (\,) \sum_{\varepsilon=1}^{3} Q^{(\gamma\delta)\,S}_{(\alpha\beta)\,t} \cdot$

$\cdot [K^t, m]^{(\gamma\delta)}_{(\alpha\beta)} - \delta(\underline{K}\,\underline{\ell}, S m) ; (\,) \sum_{\varepsilon=1}^{3} Q^{(\gamma\delta)\,S}_{(\alpha\beta)\,t} [K^t, \ell]^{(\gamma\delta)}_{(\alpha\beta)} +$

$$+ Q^{(\varkappa\lambda)\underline{i}}_{(\mu\nu)t}\,\delta(\underline{i}\,\underline{k},ts);_{()}\sum_{\varepsilon=1}^{3}[\overline{k}^{s}_{m}]^{(\gamma\delta)}_{(\alpha\beta)}(1-\delta) -$$
$$- Q^{(\varkappa\lambda)\underline{i}}_{(\mu\nu)t}\,\delta(\underline{i}\,\underline{k}\,\underline{l},tsm);_{()}\sum_{\varepsilon=1}^{3}[\overline{k}^{s}_{l}]^{(\gamma\delta)}_{(\alpha\beta)}\Big\};$$

$$;\,[\overline{k}^{i}_{l}]^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)} = D^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)m};[\overline{k}^{i}_{l}]^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)},$$

also eine Darstellung $\overline{\mathcal{C}}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)} = D^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)};\overbrace{[\overline{\mu}^{\varkappa}\,\overline{\nu}^{\lambda}]}$ mit der Eigenschaft Kontragredientvektor $D^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)}$ mit der Komponente

$$+ D^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)m} = \delta(\underline{k},\underline{p}_m);_{()}\sum_{\varepsilon=1}^{3}[\overline{k}^{s}_{m}]^{(\gamma\delta)}_{(\alpha\beta)}(1-\delta) -$$
$$- \delta(\underline{k}\,\underline{l},sm);_{()}\sum_{\varepsilon=1}^{3}[\overline{k}^{s}_{l}]^{(\gamma\delta)}_{(\alpha\beta)}(1-\delta) +$$
$$+ Q^{(\varkappa\lambda)\underline{i}}_{(\mu\nu)t}\,\delta(\underline{i}\,\underline{k},ts);_{()}\sum_{\varepsilon=1}^{3}Q^{(\gamma\delta)\underline{s}}_{(\alpha\beta)t}\cdot[\overline{k}^{t}_{m}]^{(\gamma\delta)}_{(\alpha\beta)} -$$
$$- Q^{(\varkappa\lambda)\underline{i}}_{(\mu\nu)t}\,\delta(\underline{i}\,\underline{k}\,\underline{l},tsm);_{()}\sum_{\varepsilon=1}^{3}Q^{(\gamma\delta)\underline{s}}_{(\alpha\beta)t}\cdot[\overline{k}^{t}_{l}]^{(\gamma\delta)}_{(\alpha\beta)} +$$
$$+ \delta(\underline{k}\,\underline{s});_{()}\sum_{\varepsilon=1}^{3}Q^{(\gamma\delta)\underline{s}}_{(\alpha\beta)t}[\overline{k}^{t}_{m}]^{(\gamma\delta)}_{(\alpha\beta)} -$$
$$- \delta(\underline{k}\,\underline{l},sm);_{()}\sum_{\varepsilon=1}^{3}Q^{(\gamma\delta)\underline{s}}_{(\alpha\beta)t}[\overline{k}^{t}_{l}]^{(\gamma\delta)}_{(\alpha\beta)} +$$
$$+ Q^{(\varkappa\lambda)\underline{i}}_{(\mu\nu)t}\,\delta(\underline{i}\,\underline{k},ts);_{()}\sum_{\varepsilon=1}^{3}[\overline{k}^{s}_{m}]^{(\gamma\delta)}_{(\alpha\beta)}(1-\delta) -$$
$$- Q^{(\varkappa\lambda)\underline{i}}_{(\mu\nu)t}\,\delta(\underline{i}\,\underline{k}\,\underline{l},tsm);_{()}\sum_{\varepsilon=1}^{3}[\overline{k}^{s}_{l}]^{(\gamma\delta)}_{(\alpha\beta)}(1-\delta),$$

δ)-ten Teil zur Knüpfung ein tensorieller Zusammenhang und

$\delta = \delta_{\mu\alpha}\cdot\delta_{\nu\beta}\cdot\delta_{\varkappa\gamma}\cdot\delta_{\lambda\delta}$ verwendet, wird. Einsetzen liefert also

$$\overline{\lambda}\times\overbrace{[\,]} = \sum_{\varepsilon=1}^{3}\Big(\overline{\mathcal{K}}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)};\big((E+\delta p\,\overline{{}^{2}\mathcal{R}}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)}\times$$
$$\times\,()\big) + D^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)}\Big);\overbrace{[\overline{\mu}^{\varkappa}\,\overline{\nu}^{\lambda}]} =$$
$$= \sum_{\varepsilon=1}^{3}\overline{\Lambda}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)};\overbrace{[\overline{\mu}^{\varkappa}\,\overline{\nu}^{\lambda}]},$$

was zu K analoge Zusammensetzung liefert $\overline{\Lambda}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)} = \overline{\mathcal{K}}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)};(E+\delta p\,\overline{{}^{2}\mathcal{R}}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)}\times()) + D^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)}$ Infinitesimal wird. Wegen der kontravarianten von $\sum_{\varepsilon=1}^{3}\overline{\Lambda}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)};\overbrace{[\overline{\mu}^{\varkappa}\,\overline{\nu}^{\lambda}]} = \overline{\lambda}\times\overbrace{[\,]}$ liefert

$$\overline{\lambda}\cdot\overbrace{[\,]} = \sum_{\varepsilon=1}^{3}\overline{\lambda}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)}\Big(\overbrace{[\overline{\mu}^{\varkappa}\,\overline{\nu}^{\lambda}]} + \delta p\,\overline{{}^{2}\mathcal{R}}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)}\times$$
$$\times\,\overbrace{[\overline{\mu}^{\varkappa}\,\overline{\nu}^{\lambda}]}\Big) = \sum_{\varepsilon=1}^{3}\overline{\lambda}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)}\big(E+\delta p\,\overline{{}^{2}\mathcal{R}}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)}\times()\big);$$
$$;\overbrace{[\overline{\mu}^{\varkappa}\,\overline{\nu}^{\lambda}]}, \text{ weil } \overline{\mathcal{K}}\cdot\overline{\mathcal{R}} \text{ selbst. Einsetzen}$$
liefert $\sum_{\varepsilon=1}^{3}\big(\delta p\,\overline{\Lambda}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)} - \overline{\lambda}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)}(E+\delta p\,\overline{{}^{2}\mathcal{R}}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)}\times$
$\times\,()\big);\overbrace{[\overline{\mu}^{\varkappa}\,\overline{\nu}^{\lambda}]} = \overline{20}^{(\mu\nu)}$, was wegen der Linearkombination der Elemente $\overline{\lambda}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)}$ verschwindet, sofern nur δp, sodaß

$$\overline{{}^2O} = \left(sp\, \Lambda^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)} - \overline{\lambda}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)} \cdot \left(E + sp\, \overline{{}^2Q}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)} \times \right.\right.$$

$$\left.\left. \times (\,)\right)\right) ; \left[\overline{\begin{matrix}\varkappa & \lambda \\ \mu & \nu\end{matrix}}\right] = sp\,(\Lambda^{(\varkappa\lambda)} -$$

$$- \lambda^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)} \times \left(E + sp\, {}^2Q^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)} \times ()\right)) ; \left[\overline{\begin{matrix}\varkappa & \lambda \\ \mu & \nu\end{matrix}}\right]$$

Sind auch hier Kanonische Invariante selekta antikommutierende Art existieren, sodass sich mit ihnen symmetrische Weltselektor $L^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)}$ =

$$= \Lambda^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)} - \lambda^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)} \times \left(E + sp\, {}^2Q^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)} \times ()\right)$$

nach Kürzestem als Antikommutatoren symmetrische Weltselektion

$$L^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)} ; \left[\overline{\begin{matrix}\varkappa & \lambda \\ \mu & \nu\end{matrix}}\right] = \overline{{}^4O}$$

Lösung 344

Lösung.

Da diese Vertauschung mit der symmetrischen Weltselektor im wesentlichen dieselbe Analogie zum Kommutator wie der quadratischen Kombination

Antisymmetrische beschränken, was durch

$$L^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)} = \Lambda^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)} - \overline{\lambda}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)} \times \left(E + sp\, {}^2Q^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)} \times ()\right),$$

$$\Lambda^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)} = K^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)} ; \left(E + sp\, {}^2Q^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)} \times ()\right) + D^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)},$$

$$K^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)m} = \left(\overline{\begin{matrix}\varkappa & \lambda \\ \mu & \nu\end{matrix}}\right)^{(1,6)}_{(-)\ell} \cdot \delta(\underline{\ell}, m) - \left(\overline{\begin{matrix}\varkappa & \lambda \\ \mu & \nu\end{matrix}}\right)^{(1,6)}_{(-)m},$$

$$D^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)m} = \delta(\underline{\kappa}\,\underline{\sigma}) ; () \sum_{\varepsilon=1}^{3} [\overset{\Delta}{\kappa m}]^{(\gamma\delta)}_{(\alpha\beta)} (1-\delta) -$$

$$- \delta(\underline{\kappa\ell}, \sigma m) \cdot () \sum_{\varepsilon=1}^{3} [\overset{\Delta}{\kappa\ell}]^{(\gamma\delta)} (1-\delta) +$$

$$+ Q^{(\varkappa\lambda)\,i}_{(\mu\nu)\,t} \delta(\underline{i}\,\underline{\kappa}, t\rho) ; () \sum_{\varepsilon=1}^{3} Q^{(\alpha\beta)}_{(\alpha\beta)\,t}{}^{(\gamma\delta)} \overset{\Delta}{[\kappa m]}^{(\varkappa\delta)}_{(\alpha\beta)} -$$

$$- Q^{(\varkappa\lambda)\,i}_{(\mu\nu)\,t} \delta(\underline{i}\,\underline{\kappa}\,\underline{\ell}, t\rho m) \cdot () \sum_{\varepsilon=1}^{3} (Q^{(\gamma\delta)}_{(\alpha\beta)\,t}{}^{\Delta} \overset{\Delta}{[\kappa\ell]}^{(\gamma\delta)}_{(\alpha\beta)} +$$

$$+ \delta(\underline{\kappa}\,\underline{\rho}) ; () \sum_{\varepsilon=1}^{3} Q^{(\gamma\delta)}_{(\alpha\beta)\,t}{}^{\Delta} [\kappa^t m]^{(\gamma\delta)}_{(\alpha\beta)} -$$

$$- \delta(\underline{\kappa\ell}, \sigma m) \cdot () \sum_{\varepsilon=1}^{3} Q^{(\gamma\delta)}_{(\alpha\beta)\,t}{}^{\Delta} [\kappa^t \ell]^{(\gamma\delta)} +$$

$$+ Q^{(\varkappa\lambda)\,i}_{(\mu\nu)\,t} \delta(\underline{i}\,\underline{\kappa}, t\lambda) ; () \sum_{\varepsilon=1}^{3} [\overset{\Delta}{\kappa m}]^{(\gamma\delta)}_{(\alpha\beta)} (1-\delta) -$$

$$- Q^{(\mu\nu)\,t}_{(\varkappa\lambda)\,i} \delta(\underline{i}\,\underline{\kappa}\,\underline{\ell}, t\rho m) ; () \sum_{\varepsilon=1}^{3} [\overset{\Delta}{\kappa\ell}]^{(\gamma\delta)}_{(\alpha\beta)} (1-\delta),$$

$$\delta = \delta_{\mu\alpha} \cdot \delta_{\nu\beta} \cdot \delta_{\varkappa\gamma} \cdot \delta_{\lambda\delta}$$

Lösung 144a

Lösung.

Studienk. z. Bd. XI S. 92 bis 93

Es kommt nämlich darauf an, in analoger Weise zur Kompositionsregel eine zu finden, ob auch im spinorischen Fall für $\Lambda^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)}$ eine metrische Funktionaldarstellung existiert. Zunächst kann festgestellt werden, daß die Koeffizienten auf jeden Fall Konvergenzen insofern sind, als die $\left[\frac{\varkappa\ \lambda}{\mu\ \nu}\right]_+$ nach Gl. 143/98 die Funktion $[\,]$ abgeben und die Konvergenz im Funktionsraum für $[\,]$ bereits gegeben ist. Nach Gl. 143/98 ist $\sum_{\varepsilon=1}^{3}\left(\left[\frac{\varkappa\ \lambda}{\mu\ \nu}\right]_- + \operatorname{sp}\overset{2}{R}{}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)} \times \left[\frac{\varkappa\ \lambda}{\mu\ \nu}\right]_-\right) = \overline{3\mathfrak{O}}$ und nach Gl. 143/98 auch $\left[\frac{\varkappa\ \lambda}{\mu\ \nu}\right]_- + \operatorname{sp}\overset{2}{R}{}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)} \times \left[\frac{\varkappa\ \lambda}{\mu\ \nu}\right]_- = \overline{3\mathfrak{O}}$, daher $\Lambda^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)};\left[\frac{\varkappa\ \lambda}{\mu\ \nu}\right]_+ = \Lambda^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)} \times \left(E + \operatorname{sp}\overset{2}{R}{}^{(\mu\nu)}_{(\varkappa\lambda)} \times ()\right);\left[\frac{\varkappa\ \lambda}{\mu\ \nu}\right]_+$ gesetzt werden kann. da $\Lambda^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)}$ als

$\varkappa\ 7.\ 3.\ 6.\ 3.$ Funktion des Integrals

Raum $\left[\frac{\varkappa\ \lambda}{\mu\ \nu}\right]_- = \overline{3\mathfrak{O}}$ ist,

Kondensationsstufen immer beschränkt ist, folgt $\sum_{0}^{\infty}\left(\left[\frac{\varkappa\ \lambda}{\mu\ \nu}\right]^{x} \Lambda^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)};\left[\frac{\varkappa\ \lambda}{\mu\ \nu}\right]^{+} - \left[\frac{\varkappa\ \lambda}{\mu\ \nu}\right]\left(\Lambda^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)};\left[\frac{\varkappa\ \lambda}{\mu\ \nu}\right]^{+}\right)\right) \mathfrak{F}\Omega =$

$= \sum_{0}^{\infty}\left(\left[\frac{\varkappa\ \lambda}{\mu\ \nu}\right]^{x} - \left[\frac{\varkappa\ \lambda}{\mu\ \nu}\right]\right) \cdot \Lambda^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)} \times (E + \operatorname{sp}\overset{2}{R}{}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)} \times ());\left[\frac{\varkappa\ \lambda}{\mu\ \nu}\right]^{+}; () \mathfrak{F}\Omega =$

$= \overline{0}$ aber wegen $\left[\frac{\varkappa\ \lambda}{\mu\ \nu}\right]^{x} - \left[\frac{\varkappa\ \lambda}{\mu\ \nu}\right] = \overline{3\mathfrak{O}}$ ist was aber andererseits $\left[\frac{\varkappa\ \lambda}{\mu\ \nu}\right]_- = \overline{3\mathfrak{O}}$ bedeutet. Ω gibt im Raum metrischen Kontinuitätsintegrale das metrische Verhalten der R_6 an. Die metrische Funktionaldarstellung der $\Lambda^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)}$ als Funktionalelektat des R_6 kann gezeichnet, existiert also nur dann, wenn in Gl. 143/98 die Beziehung $\sum_{\varepsilon=1}^{3}\left(\left[\frac{\varkappa\ \lambda}{\mu\ \nu}\right]_- + \operatorname{sp}\overset{2}{R}{}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)} \times \left[\frac{\varkappa\ \lambda}{\mu\ \nu}\right]_-\right) = \overline{3\mathfrak{O}}$ stets $\left[\frac{\varkappa\ \lambda}{\mu\ \nu}\right]_- = \overline{3\mathfrak{O}}$ identisch erfüllt, was in

$$\widehat{\left[\frac{\varkappa}{\mu}\frac{\lambda}{\pm\nu}\right]}_{-} = \overline{0}, \quad \sum_{0}^{\infty} \widehat{\left[\frac{\varkappa}{\mu}\frac{\lambda}{\pm\nu}\right]}; () \widehat{\left[\frac{\varkappa}{\mu}\frac{\lambda}{\pm\nu}\right]}^{+}; () \int \Omega < \infty,$$

$$\sum_{0}^{\infty} sp\, \overline{Q}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)} \times \widehat{\left[\frac{\varkappa}{\mu}\frac{\lambda}{\pm\nu}\right]}; () \left(sp\, \overline{Q}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)} \times \widehat{\left[\frac{\varkappa}{\mu}\frac{\lambda}{\pm\nu}\right]} \right)^{+}; () \int \Omega < \infty,$$

$$\Lambda^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)} = \left(\Lambda^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)} \right)^{+}$$

Gleichung 146

Die Existenzbedingung des metronischen Funktionenraumes für das System symmetrischer Zustandselektoren (beschrieben durch 142a und 142b) wird durch die symmetrische Vollgleichung in Analogie zur Kompositionsform in doppelter Weise der Bildung eines hermitesch-spektralen Funktionalraumes, nämlich

$$sp\, \overline{L}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)}; \widehat{\left[\frac{\varkappa}{\mu}\frac{\lambda}{\pm\nu}\right]} = \overline{0},$$

$$\left(\overline{L}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)}; sp \right); \widehat{\left[\frac{\varkappa}{\mu}\frac{\lambda}{\pm\nu}\right]} = \overline{0},$$

Gleichung 146a

das zur Lösung des Fundamentalproblems der Hilbert-Korrelationen verwendet werden kann, weil sie die Existenzbedingung (gegeben durch 142 und 146) erfüllt ist. Schließlich wird noch gefordert, daß die symmetrische Vollgleichung 144 die Kompositive implizieren, was es keine operativ variierten Korrelationen der Elemente von $\overline{J}_{\overline{20}}$ gibt. Dann wird $\overline{2Q}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)} =$ und $\overline{L}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)} = \overline{K}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)} - \overline{\lambda}^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)} \times ( ) +$

$+ D^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)}$ mit $D^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)} = \delta(\underline{k}\,s) \cdot ( ) \cdot \sum_{\varepsilon=1}^{3} [k^{\varepsilon} m]^{(\gamma\delta)} (1-\delta) -$
$- \delta(\underline{k}\,\underline{\ell}, s\,m) \cdot ( ) \sum_{\varepsilon=1}^{3} [k^{\varepsilon} e]^{(\gamma\delta)}_{(\alpha\beta)} \cdot (1-\delta).$

Wenn auch keine Korrelation in der Fundamentalkonfiguration besteht, d.h. also wenn es nur einen Gitter-Konnektor $\overset{3}{K}_{(\mu)}$ und in je nur ein Element $\overset{3}{y}_{(\mu\mu)}$ gibt, dann wird $D^{(\mu\mu)}_{(\mu\mu)} = \delta$; ferner $K^{(\mu\mu)}_{(\mu\mu)} = (\mu)^{(1,6)}_{(-)} \delta(\underline{\mu}, m) - (\mu)^{(1,6)}_{(-)} m$ und $[\hat{\mu}] \neq [\hat{\mu}]^{\times}$; dann muß noch angenommen werden Gl 99 b gibt dann Konnex, es wegen $(\mu)^{(1,6)}_{(-)} \equiv ( )^{(+,-)}_{(-)}$ und $[\hat{\mu}] \equiv [\,]$. Zur vollständigen Identifizierung mit $L \cdot [\,] = \overset{4}{0}$, sowie formal die Bedingung 99 besagt, daß Gl 97 impliziert, wenn Gl 99 b gilt und mit eine Parkonstante ist angenommen daß.

Ergänzung 3.) Das symmetrische Fundamentalproblem
Datum 30.3.63 Bd XII Seite 139 bis 142 (oben) 145 bis 153 voranstellen

Die Darstellbarkeit der antihermiteschen Anteile der Fundamentalselektoren als Feldaktivatoren, die mit den metrischen Spurselektoren identisch sind, führt unter Berücksichtigung der metrischen Aktivatoreigenschaften der Gleichung $\overset{3}{K}_{(\mu)} = \overset{3}{y}_{(\mu\mu)}$ (142a 2,1) welche die Korrelationsfreiheit der Fundamentalkonnektoren also nach Gl. 146 99 b die notwendige Existenzbedingung des metrischen Funktionalen ergibt. Weil also der Hyperstruktur der metro-

dischen Volltensorraumes R_6 eine metrische Spinorien- klasse übertragen ist, er- weisen sich die Fundamental- konduktoren der Partialstrom- fäden als Konvergenz und $\Lambda^{(\kappa\lambda)}_{(\mu\nu)}$ als Zustandsselektor eines metrischen Faktoren- raumes, dessen Trägerraum das Volltensorraum ist. Da im Fall $\overbrace{\left[\begin{smallmatrix}\kappa & \lambda\\ \mu & \nu\end{smallmatrix}\right]}^{}_{+}$ immer $\left(\begin{smallmatrix}\kappa & \lambda\\ \mu & \nu\end{smallmatrix}\right)^{(+,6)}_{(\pm)} = \left(\begin{smallmatrix}\kappa & \lambda\\ \mu & \nu\end{smallmatrix}\right)^{(+,-)}_{(\pm)}$ ist, muß für den symmetro- dischen Volltensorteil $L^{(\kappa\lambda)}_{(\mu\nu)+}$ ge- setzt werden. Das symmetrische Fundamentalproblem wird daher durch Berück- sichtigung der Gl 142a in Gl 144, die präzisiert gestal- tet

$$L^{(\kappa\lambda)}_{(\mu\nu)+}\,;\ \overbrace{\left[\begin{smallmatrix}\kappa & \lambda\\ \mu & \nu\end{smallmatrix}\right]}^{}_{+} = \overline{0}$$

Gleichung 147,

worin

$$L^{(\kappa\lambda)}_{(\mu\nu)+} = \left(K^{(\kappa\lambda)}_{(\mu\nu)+} - \overline{\lambda}^{(\kappa\lambda)}_{(\mu\nu)} \times ()\right) ; \left(E + \operatorname{sp} {}^{2}\overline{R}^{(\kappa\lambda)}_{(\mu\nu)} \times ()\right) + D^{(\kappa\lambda)}_{(\mu\nu)},$$

$$\Lambda^{(\kappa\lambda)}_{(\mu\nu)+} = K^{(\kappa\lambda)}_{(\mu\nu)+}\,;\ \left(E + \operatorname{sp} {}^{2}\overline{R}^{(\kappa\lambda)}_{(\mu\nu)} \times ()\right) + D^{(\kappa\lambda)}_{(\mu\nu)},$$

$$K^{(\kappa\lambda)}_{(\mu\nu)+m} = \left(\begin{smallmatrix}\kappa & \lambda\\ \mu & \nu\end{smallmatrix}\right)^{(+,-)}_{(-)\,l}\, \delta(l,m) - \left(\begin{smallmatrix}\kappa & \lambda\\ \mu & \nu\end{smallmatrix}\right)^{(+,-)}_{(-)\,m}$$

Gleichung 147a

gilt, wodurch das symmetro- dische Fundamentalproblem gestellt worden ist. Zunächst folgt aus der Kennzeichnung der Selek- toren, daß es gilt $K^{(\kappa\lambda)}_{(\mu\nu)+}\,;\ \operatorname{sp}\left(E + \operatorname{sp} {}^{2}\overline{R}^{(\kappa\lambda)}_{(\mu\nu)} \times ()\right)\,;\ \overbrace{\left[\begin{smallmatrix}\kappa & \lambda\\ \mu & \nu\end{smallmatrix}\right]}^{}_{+} = \frac{i}{2}\,\delta$ und

sowie $D^{(\kappa\lambda)}_{(\mu\nu)+}$; $sp = \overline{\lambda}^{(\kappa\lambda)}_{(\mu\nu)} \times sp\,(E + sp\,{}^2\overline{Q}^{(\kappa\lambda)}_{(\mu\nu)} \times ())$. sowie den zweiten Faktor der (Gl. ~~146~~ 146a) Faktorisierung, wenn man sich für den Kommutator-Korrelationsoperator $sp\,K^{(\kappa\lambda)}_{(\mu\nu)+}$; $(E + sp\,{}^2\overline{Q}^{(\kappa\lambda)}_{(\mu\nu)} \times ()) + (sp. \times D^{(\kappa\lambda)}_{(\mu\nu)+})^{-} = (sp \times \overline{\lambda}^{(\kappa\lambda)}_{(\mu\nu)} \times ())_{-}$; $(E + sp\,{}^2\overline{Q}^{(\kappa\lambda)}_{(\mu\nu)} \times ())$

Gleichung ~~115~~ 148

Zur Faktorisierung der ~~Gl 117~~ 147, also für Kopplung, verursachen Fundamentalprozessen werden Anordnungen zugelassen der Kürzungen $\overline{T}^{(\kappa\lambda)}_{(\mu\nu)+} = \overline{T}$ für die Faktorisierungen und $(E + sp\,{}^2\overline{Q}^{(\kappa\lambda)}_{(\mu\nu)} \times ())\,; [\overline{F}^{\kappa\lambda}_{\mu\nu}]_{+} = \overline{F}$ für die Faktorisierungen sowie Gl. ~~147~~ mit ~~147a~~ die Form

$\overline{K}\,; \overline{F} + \overline{D}\,; [\overline{F}^{\kappa\lambda}_{\mu\nu}]_{+} = \overline{\lambda} \times \overline{F}$, die in Komponentenform Faktorisierungsanordnung der Kaskadenfolge $\overline{F}^{i}_{km} - \overline{F}^{i}_{m\kappa\ell} + \overline{F}^{is}_{s\ell} [F^{s}_{km}]^{(\kappa\lambda)}_{(\mu\nu)+} - \overline{F}^{is}_{sm} [K^{s}_{\kappa\ell}]^{(\kappa\lambda)}_{(\mu\nu)+} + \overline{D}_{mj} [K^{i}_{\kappa\ell}]^{(\kappa\lambda)}_{(\mu\nu)+} = \overline{\lambda}_{m}(\kappa,\ell)\, \overline{F}^{i}_{\kappa\ell}$. Hierin kann Faktorisierung von ~~Gl 143~~ und (Gl. ~~144a~~ 144a) der quadratische Korrelationsoperator auf den Kompositionsgrad Fundamentalkoeffizient $[\,]$ reduziert werden. Es folgt $\overline{D}_{mj} [K^{i}_{\kappa\ell}]^{(\kappa\lambda)}_{(\mu\nu)+} = \overline{F}^{is}_{sm} [F^{s}_{km}] - \overline{F}^{is}_{sm} [K^{s}_{\kappa\ell}] - \overline{F}^{is}_{s\ell} [K^{s}_{km}]^{(\kappa\lambda)}_{(\mu\nu)+} + \overline{F}^{is}_{sm} [K^{s}_{\kappa\ell}]^{(\kappa\lambda)}_{(\mu\nu)+}$ was eingesetzt $\overline{F}^{i}_{km} - \overline{F}^{i}_{m\kappa\ell} + \overline{F}^{is}_{s\ell} [F^{s}_{km}] - \overline{F}^{is}_{sm} [K^{s}_{\kappa\ell}] = \overline{\lambda}_{m}(\kappa,\ell)\, \overline{F}^{i}_{\kappa\ell}$ als reduzierte Form liefert. Aus dieser Darstellung wird ersichtlich $\overline{\lambda}_{m}(\kappa,\ell) = \overline{\lambda}_{m}(\kappa,\tilde{\ell}) = \overline{\lambda}_{m}(\tilde{\kappa},\tilde{\ell}) = 0$ für alle m und $\overline{\lambda}_{\tilde{m}}(\kappa,\ell) = 0$ für alle κ und ℓ, sowie

$\underline{\lambda}_m(m,m) = 0$ als im Kompositionen Fall existiert. Auch die symmetrischen eigentensperren Räumen kommen als metrische Kondensationsstufen Reine Komponente in der antikommutativen Algebra vor. Auch zwischen bildet $\underline{\lambda}_m(\ell,m) = 0$ ein Analogon zum Kompositionsfeld. Eine weitere Analogie zu Kompositionen Tensoren ergibt sich, wenn die reziproken Form für $\underline{\lambda}_m(m,\ell)$ und $\underline{\lambda}_\ell(m\,m)$ angesetzt, und beide Tensorgleichungen addiert werden. Diese Addition ergibt dann $\underline{\lambda}_m(m\ell)\cdot \underline{F}^{i}_{m\ell} + \underline{\lambda}_\ell(m,m)\,\underline{F}^{i}_{m,m} = 0$ also $\underline{F}^{i}_{m\ell} \sim \underline{F}^{i}_{m\,m}$ und $\underline{F}^{i}_{kq} \sim \underline{F}^{i}_{kl}$ als Folge der Tensorgleichungen. Mit dem Produktsatz Komponenten eine abelsche

$\underline{F}^{i}_{km} = \underline{a}_m(k,\ell)\cdot \underline{F}^{i}_{k\ell}$ sowie $\underline{F}^{i}_{s\ell} = a_{(1)}\,\underline{F}^{i}_{k\ell}$ und $\underline{F}^{i}_{sm} = a_{(2)}\,\underline{F}^{i}_{k\ell}$ erreicht werden. Damit wird aber $(\underline{a}_m(k,\ell)\cdot \underline{\delta}_\ell - \underline{\delta}_m)\,\underline{F}^{i}_{k\ell} + (a_{(1)}[k^s m] - a_{(2)}[k^s\ell])\,\underline{F}^{i}_{k\ell} = \underline{\lambda}^{\#}_m(k,\ell)\,\underline{F}^{i}_{k\ell}$. Für die Kompositionen von Π gelten aber ganz analoge Produktbeziehungen, sodass $a_{(1)}[k^s m] - a_{(2)}[k^s\ell] = \underline{b}_{m\,s}(k,\ell)\,[k^s\ell]$ erreichbar ist, was nach Summation über den metrischen Index $1 \leq m \leq q$ mit den Einheiten $\sum_{m=1}^{q} \underline{a}_m(k,\ell) = \underline{a}(k,\ell)$, sowie $\sum_{m=1}^{q} \underline{b}_{m\,s}(k,\ell) = \underline{b}_s(k,\ell)$ und $\sum_{m=1}^{q} \underline{\lambda}_m(k\ell) = \underline{\lambda}(k,\ell)$ zur inhaltlichen Fassung $((\underline{a}(k,\ell) - \lambda)\,\underline{\delta}_\ell - \sum_{m\neq\ell} \underline{\delta}_m)\,\underline{F}^{i}_{k\ell} + \underline{b}_s(k,\ell)\,[k^s\ell]$; $()\,\underline{F}^{i}_{k,\ell} = \underline{\lambda}(k,\ell)\cdot \underline{F}^{i}_{k\ell}$ führt. Mit $\underline{a} = \frac{x_i\cdot \underline{e}}{\underline{a}(k\ell) - \lambda} - \sum_{m\neq\ell} a_m\,\underline{e}_m$ und dem metrischen Orthogonal-

System $(\underline{\bar{e}}_i, \underline{\bar{e}}_k)_q = \hat{E}$ und
ähnlich $((\underline{a}(ke) - \lambda)\underline{\mathfrak{F}}_e - \sum_{m \neq e} \underline{\mathfrak{F}}_m); F^{ik}_{ke}$
$= \underline{\bar{a}}^{-1} \cdot \mathrm{GRAD}_q F^{ik}_{ke}$, also $\mathrm{GRAD}_q F^{ik}_{ke} =$
$= \underline{\bar{a}}(\underline{\lambda}(ke) - \underline{b}_s(ke)[k^s e]) F^{ik}_{ke}$,
mit $\overline{\overline{Z}} = \sum_{k=1}^{q} \underline{\bar{e}}_k ()_k$ vereinbart,
dann folgt $\mathrm{GRAD}_q F^{ik}_{ke} \cdot \mathfrak{F}\overline{\overline{Z}} =$
$= \mathfrak{F} F^{ik}_{ke}$, also $\mathfrak{F} \ln F^{ik}_{ke} =$
$= (\underline{\lambda}(k,e) - \underline{b}_s(k,e)[k^s e])\underline{\bar{a}}\mathfrak{F}\overline{\overline{Z}}$.
Hier das lineare Aggregat von
Differentialformen Rang, also
bei der Integration von $\mathfrak{F}\overline{\overline{Z}}$ 118
wieder $\mu = \sum_{k=1}^{q} a_k ()_k$ vereinbart
werden, was $\underline{\bar{a}}\mathfrak{F}\overline{\overline{Z}} = \underline{a}_{ke}\mathfrak{F}\mu$
mit $\underline{a}_{ke} = (\underline{a}(ke) - 1)^{-1} + 1 - q$
liefert. Setzt man weiter $\underline{a}_{ke}\underline{\lambda}(ke) =$
$= \underline{\Lambda}_{ke}$ und $\underline{a}_{ke}\underline{b}_s(ke) = \underline{c}_s$, dann
gilt $\mathfrak{F} \ln F^{ik}_{ke} = (\underline{\Lambda}_{ke} - \underline{c}_s[k^s e])\mathfrak{F}\mu$
oder nach metrischer Faktorisierung mit anschließender Potenzierung $F^{ik}_{ke} = \underline{A}^{ik}_{ke} \exp(\underline{\Lambda}_{ke}\mu - \underline{c}_s S[k^s e]; ()\mathfrak{F}\mu)$,

wobei $\underline{A}^{ik}_{ke}$ = const die Faktorisierungs-
konstante ausdrückt, werden
für F^{ik}_{ke} wieder die Feldgrößen gesetzt, dann gilt für die Lösung
des symmetrischen Fundamental-
problems

$$\underline{\bar{e}}^{ik}_{ke}[(xx)]^{(kx)}_{(ux)+} + \underline{R}^{(xx)ik}_{(ux)m}[k^m e]^{(kx)}_{(ux)+} =$$
$$= \underline{A}^{(xx)ik}_{(ux)ke} \exp(\underline{\Lambda}_{ke}\mu - \underline{c}_s S[k^s e]; ()\mathfrak{F}\mu)$$

$\overline{\overline{Z}}$.

Geschätzt 149 ~~116~~,

d. h. dieses Fundamentalproblem würde auf $S[k^s e]; ()\mathfrak{F}\mu$
der Kompositionsfeldes reduziert.
die Lösung 149 Rang ~~eingeführt~~
dann angegeben werden, wenn
die Metrocasesifferenzbeziehung
~~und die gleichen Normalverhältnisse wie [ ] hat~~
bilden, also bei zweite Approxi-
mationsbereich in Anwendung
gebracht werden kann.
In diesem Approximationsfall

berech. sich nämlich für das Kon-
positionsfeld das lineare Kombi-
nationsprodukt $b_s(k\ell)\,[k^s\ell] = (E - e^{-\lambda_{k\ell}\mu})^{-1}\cdot\lambda(k\ell)$.
Mit diesen das monodrome Verhalten
mäßiger geschieht sind
$\bar{b} = \sum_{s=1}^{q} \bar{c}_s\, b_s(k\ell)$ [illegible], sowie
$\bar{c} = \sum_{s=1}^{q} \bar{c}_s\, c_s$ gesetzt, dann
folgt
$\bar{c}_s\,[k^s\ell] = \frac{\bar{c}}{\bar{b}}\,\lambda(k\ell)\,(E - e^{-\lambda_{k\ell}\mu})^{-1}$,
da $\frac{\bar{c}}{\bar{b}} = $ [illegible] const eine der Kon-
positionen Komplexheits Konstante
ist, und $\lambda(k\ell) = \frac{\lambda_{k\ell}}{a_{k\ell}}$ mit $a_{k\ell} =$
$= (a(k\ell) - 1)^{-1} + 1 = q$ ist, kann
als die Kontinuitätskonstante $\frac{\alpha_{k,\ell}}{\bar{b}\,a_{k\ell}}$
[illegible] integriert werden.
Dann die Fakultäten
äquivalent werden. Mit dem Le-
bektor $x = \lambda_{k\ell}\cdot\mu$ wird
$\sum_s [k^s\ell]\cdot() \int\mu = \frac{x}{\lambda_{k\ell}}$ [illegible]
$(E - e^{-\lambda_{k\ell}\mu})^{-1} \int\mu \pm \int \frac{-\alpha_{k\ell}+x}{E - e^{-x}}$ =

$= \alpha \int \frac{e^{-x}\,dx}{e^{-x} - E} = \alpha \ln (e^{\lambda_{k\ell}\mu} - E) + \text{const}$
$= \ln B_{k\ell} (e^{\lambda_{k\ell}\mu} - E)^{\alpha}$, wobei
dieses Faktorial in Gl. 149
einzusetzt und berechnet
man als neue Faktorialkonstante
$\bar{C}^{i}_{k\ell} = \frac{A^{i}_{k\ell}}{B_{k\ell}}$, dann ähnlich
die Kombination zweier Approxima-
tionsberechnungen die verschiedene
Fassungen
$[k^i\ell]^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)+} + \alpha^{(\varkappa\lambda)\,i}_{(\mu\nu)m}\,[k^m\ell]^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)+} =$
$= C^{(\varkappa\lambda)\,i}_{(\mu\nu)k\ell}\; e^{\lambda_{k\ell}\mu}\,(e^{\lambda_{k\ell}\mu} - E)^{-\alpha_{k\ell}}$,
$\alpha_{k\ell} = $ const, $T^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)} = T$.
Gleichung 149a
an, in welcher mit α die
Faktorialkonstante α be-
stimmen ist. Für die Bestimmung
4.3.63 folgt die Bedingung
$\int F^{i}_{k\ell} = 0$, wenn wieder $F^{i}_{k,\ell}$
Kürzung $F^{i}_{k,\ell}$ berechnet [illegible].

nach Gl 149 ~~116~~ ist aber $\mathfrak{F}\underline{F}^{i}_{k\ell} = (\underline{\lambda}_{k\ell} - \underline{c}_s [k^s \ell]) \underline{F}^{i}_{k\ell}$

sodaß $\mathfrak{F}\underline{F}^{i}_{k\ell} = 0$ wegen $\mathfrak{F}\mu \neq 0$ mit

$\underline{F}^{i}_{k\ell} = 0$ oder $\underline{c}_s [k^s \ell] = \underline{\lambda}_{k\ell}$

erfüllt werden kann. $\underline{F}^{i}_{k\ell} = 0$

sagt zwei Wedrhan die einem

eigenwertspektrum, dem imaginären Anteile in μ entsprechen

sind, und dieses Spektrum ist

formal identisch mit dem

singulären des Kompositionsfeldes.

Die andere Forderung $\underline{c}_s [k^s \ell] = \underline{\lambda}_{k\ell}$

bedeutet, wegen $\underline{\lambda}_{k\ell} = \text{const}$ und

$\underline{c}_s = \text{const} \neq 0$, daß die Aussage

$\mathfrak{F}[k^s \ell] = 0$ also $\underline{\lambda}_{k\ell} = \underline{c}_s [k^s \ell]_{\text{eig}}$

und zwar für jeden Faktor $\lambda(k\ell)$ ~~=~~

$= p_i(k,\ell) [k^i \ell]_{\text{eig}} = \frac{\underline{\lambda}_{k\ell}}{\underline{c}} = \frac{\underline{\lambda}_{k\ell}}{\underline{\alpha}\, \underline{a}_{k\ell}}$ oder $\underline{\lambda}_{k\ell} - \underline{\alpha}\lambda_{k\ell} = 0$, d.h.

das Eigenwertspektrum des singulären

metrischen Kontinuum unterscheidet sich nur durch den

$$\boxed{\mathfrak{F}\underline{F}^{i}_{k\ell} = (\underline{\lambda}_{k\ell} - \underline{c}_s [k^s \ell]) \underline{F}^{i}_{k\ell} \mathfrak{F}\mu,}$$

Faktor $\underline{\alpha}_{k\ell}$ vom Spektrum der Kondensatio

singulären des Kompositionsfeld

sind also mit diesem für $\underline{\alpha}_{k\ell} =$

identisch. Mit $\underline{c}_s \cdot \underline{\mathfrak{b}}^{s}_{-k\ell} =$

$= \underline{\mathfrak{b}}_{k,\ell}$ sind dem zugehörigen

Zustandsvektor $\underline{\psi}_{k\ell} = \underline{\mathfrak{b}}_{k,\ell} \underline{F}^{s}_{k,\ell}$

auch dem $\underline{\psi}_{k,\ell} = e^{\underline{\lambda}_{k\ell}\mu} (e^{\underline{\lambda}_{k\ell}\mu} - E)$

$= \exp(\underline{\lambda}_{k\ell} - \underline{\alpha}\lambda_{k\ell})\mu (E - e^{-\lambda_{k\ell}\mu})$

im zweiten asymptotischen Bereich

nach Gl. 149a ~~116a~~. da aber

$\underline{\lambda}_{k\ell} - \underline{\alpha}\lambda_{k\ell} = 0$ ist somit

$\underline{\psi}_{k\ell} = (E - e^{-\lambda_{k\ell}\mu}) - \underline{\alpha}$ worin

aber $(E - e^{-\lambda_{k\ell}\mu})^{-1} = \underline{\psi}^{k\ell}$ der ent-

sprechende Zustandsselektor des

Kompositionsfeldes ist, dieses

bedeutet aber $\underline{\psi}_{k\ell} = \underline{\psi}^{\underline{\alpha}_{k\ell}}_{k\ell}$ im

zweiten metrischen asymptotischen Bereich. Dieses

bedeutet Identität der Eigen

werte und der Korrelation ist also enthalten in

$$\underline{\Psi}_{k,l} = \Psi_{k,l}^{\underline{\alpha}_{kl}}, \quad \underline{\lambda}_{k,l} = \underline{\alpha}_{kl}\lambda_{k,l}$$

Gleichung ~~117~~ 150

woraus unmittelbar hervorgeht, daß das symmetronische Fundamentalproblem für $\underline{\alpha} = 1$ mit dem kompositiven identisch wird, während alle $\underline{\alpha} \neq 1$ irgendein Korrelationssystem beschreiben. Die Größe $\underline{\alpha}$ umfaßt also als Korrelationsexponent die gesamte symmetronische Fremdfeldkorrelation, sodaß jedes quantitative symmetronische Problem im zweiten Approximationsbereich auf eine Bestimmung dieses Korrelationsexponenten $\underline{\alpha}$

hinausläuft. (~~hier Band XII S. 143–155 ist einfügen, jedoch Wiederholungen und Textüberschneidungen vermeiden~~).

11.4.63 Der Zusammenhang $\underline{\lambda}_{kl} = \underline{\alpha}_{kl} \cdot \lambda_{kl}$ ergab sich aus $\underline{\lambda}_{kl} - \underline{c}_s [{}^s_{kl}] = 0$ von $\delta F^{\underline{i}}_{kl} = 0$, doch kann diese Extremalbedingung auch durch $F^{\underline{i}}_{k,l} = 0$ erfüllt werden, wenn in $\exp(\underline{\lambda}_{kl}\mu) = 0$ der Exponent $\underline{\lambda}_{kl}\mu = \underline{\alpha} + i\underline{\beta}$ komplex ist, sodaß $e^{\underline{\lambda}_{kl}\mu} = e^{\underline{\alpha}}(\cos\underline{\beta} + i\sin\underline{\beta}) = 0$ durch $\cos\underline{\beta} = 0$ und $\sin\underline{\beta} = 0$ für den Real- und Imaginärteil zu erfüllen ist. Dies führt aber zu den gleichen Eigenwertspektren, wie im Fall der Partiallösung des Kompositionsfeldes ~~118~~ 118a nämlich

$$\underline{\beta}_+^{(\pm)} = \pm\frac{\pi}{2}(2\underline{()}_+ + 1), \quad \underline{\beta}_-^{(\pm)} = \pm\pi\underline{()}_-$$

Gleichung ~~118~~ 151

kommt besteht die Möglichkeit mit $\tau \to 0$ ~~weit~~ [illegible] also mit kleinem Bereich zu approximieren. Es gilt, wie beim Kompositionsfeld, $\lim_{\tau \to 0} \mu ; n = \pm i\gamma$ mit $\gamma^2 = \xi^2 - \rho^2$, wobei $\rho^2 = \sum_{k=1}^{3} x_k^2$ und $\xi^2 = -\sum_{k>3} x_k^2$. Dies hat aber $\lim_{\tau \to 0} \psi_{ke} ; n = \psi_{ke}(y)$ zur Folge. Ganz entsprechend ergeben sich im Raum Fall die Eigenwertspektren als Funktionen ganzzahliger Indizes (es sind die Quantenzahlen der Kondensationsstufen) und aus dem Korrelationsexponenten wird dann

$$\underline{\alpha}_{ke} = \frac{\underline{\lambda}_{ke}}{\lambda_{ke}} = \frac{(\pm i \underline{\lambda}_{ke} y)_{exakt}}{(\pm i \lambda_{ke} y)_{exakt}} =$$

$$= \frac{\beta_{\pm}^{(\pm)}}{\beta_{\pm}^{(\pm)}} \quad \text{~~was die beiden möglichen Werte~~} \left(\underline{\alpha}_{ke}\right)_{(1)} =$$

$$= \frac{2\underline{n} + 1}{2n + 1} \; ; \quad \text{~~dann im mikroskopischen~~}$$

~~Bereich muß ebenfalls die Auswahlregel~~ $\beta_{-}^{(\pm)} = \pm \pi (2\underline{n}_{-} + 1)$ ~~gilt~~ ~~demnach~~ singuläre Anschlußstellen in Anregung gebracht werden. Der Korrelationsexponent wird demnach durch die Quantenzahlen der Kondensationsstufen in der Form

$$\underline{\alpha}_{ke} = \frac{2\underline{n}_{\pm} + 1}{2n_{\pm} + 1}$$

~~Gleichung 118a~~

~~beschrieben~~.

25.5.63 Das die beiden Möglichkeiten $(\underline{\alpha}_{ke})_{(1)} = \underline{n}_{ke} \cdot (2n_{ke} + 1)^{-1}$ und $(\underline{\alpha}_{ke})_{(2)} = (2\underline{n}_{ke} + 1) \cdot (2n_{ke} + 1)^{-1}$ liefert. Da (1) die Möglichkeit (2) impliziert, kann allgemein $(\underline{\alpha}_{ke})_{(1)} = \underline{\alpha}_{ke}$ gesetzt werden, sodaß sich für den Korrelationsexponenten

$$\underline{\alpha}_{ke} = \underline{n}_{ke} \cdot (2n_{ke} + 1)^{-1} \qquad 151a$$

~~Gleichung 118a~~

ergibt

die Größe Ψ_{ke} =
$= (\Psi_{ke})^{+\alpha_{ke}}$ heißt als reelles
Multiplikator für den Charak-
ter einer Parkallösung. Zu-
ständig des zweiten Mo-
ments ist man
geschrieben von der Faktor-
$\bar{C}^{i}_{ke}\,[k^{i}e]^{(\chi\lambda)} + \bar{Q}^{i}_{m}\,[ke]^{(\chi\lambda)} =$
$= \bar{C}^{i}_{ke}\,(E^{(\mu\nu)+} - e^{\lambda_{ke}\rho})^{-\alpha_{ke}}$ Faser
Parkallösung aus. Hierbei
ist $\bar{C}^{i}_{ke}\,(E - e^{\lambda_{ke}\rho})^{-\alpha_{ke}} =$
$= \bar{C}^{i}_{ke}\,(\Psi_{ke})^{\alpha_{ke}} = \bar{f}^{i}_{ke}$ ein
bekannter Faktor. Weiter
kann $\rho^{i\,s} = \gamma^{i\,s}_{(\chi\lambda)} + \bar{Q}^{i}_{m}\,\gamma^{m\,s}_{(\chi\lambda)}$
für Kürzung eingeführt werden
dann $[k^{i}\ell]^{(\chi\lambda)}_{(\mu\nu)+} + \bar{Q}^{i}_{m}\,[k^{m}\ell]^{(\chi\lambda)}_{(\mu\nu)+} =$
$= (\gamma^{i\,s}_{(\chi\lambda)} + \bar{Q}^{i}_{m}\,\gamma^{m\,s}_{(\chi\lambda)})\,[s\,k\ell]^{(\mu\nu)+} =$
$= |\,\rho^{i\,s}\,[s\,k\ell]^{(\mu\nu)+} = \bar{f}^{i}_{k\ell}$

ergibt. Mit $\sum_{i} \rho^{i\,s} = \rho^{s}$ und
$\sum_{i} \gamma^{i}_{k\ell} = (\Psi_{k\ell})^{-\alpha_{k\ell}} \sum_{i} \bar{C}^{i}_{k\ell} =$
$= \gamma_{k\ell}$ heißt der komplexe
Impedanzfaktor, $\rho^{s}\,[s\,k\ell] =$
$= \rho_{ki}$ mit mit dem mo-
mentanen Orthogonalsystem
$\bar{e}_{k} \cdot \bar{e}_{k} = \delta_{ik}$ sowie $\rho^{-1} =$
$= \sum_{s} \rho^{s}$ dabei $\rho^{s}\,[s\,k\ell] =$
$= \rho^{s}\,\varepsilon^{s}\,[s\,k\ell]^{(\mu\nu)+}$ oder
$\varepsilon^{s}\,[s\,k\ell]^{(\mu\nu)+} = \rho \cdot \gamma_{k\ell}$
Multiplikation mit einem
anderen Einheitsvektor $\bar{e}_{i}$
ergibt $\rho_{mi}\,\gamma_{k\ell} = \delta_{mi}\,[s\,k\ell] =$
$= [m\,k\ell]^{(\mu\nu)+} = \tfrac{1}{2}\,(\delta_{k}\,\gamma^{(\mu\nu)+}_{m\ell} +$
$+ \delta_{\ell k}\,\gamma^{(\mu\nu)+}_{mk} - \delta_{m}\,\gamma^{(\mu\nu)+}_{k\ell})$.

Die Impedanzfaktoren des elek-
trischen Fahrzeugmotors
m, k und ℓ ergeben dann
für Kürzung $\sum_{m} \rho_{m} = \rho$, sodass

$\sum_{ke} \gamma_{ke} = \gamma$ und $\sum_{ke} \gamma_{ke}^{(\mu\nu)} =$
$= \gamma_{(\mu\nu)}$ abgekürzt, also
$2p\gamma + \gamma_{(\mu\nu)}$. Nach den
Regeln der Matrizenrechnung
ist aber $\gamma = \sum_s \frac{1}{\alpha_s} \gamma_s =$
$= \bar{\alpha}^{-1}$ GRAD, also GRAD $\gamma_{(\mu\nu)} =$
$= 2p\gamma\bar{\alpha}$. Mit dem absoluten
Koordinatenvektor $\bar{\Sigma} = \sum_s \bar{e}_s ()_s$
wird aber GRAD() $\gamma \bar{\Sigma} = \gamma()$, wobei
$\bar{\alpha}\gamma\bar{\Sigma} = \gamma\mu$ das Matrizendif-
ferential der Linearform =
$\mathrm{Lakes}\ \mu = \sum_s \alpha_s ()_s$ heißt =
Ritzsches Differentialsymbol mit.
Multiplikation mit $\gamma\bar{\Sigma}$ liefert
dasjenige für metrische Inva-
riante Form $\gamma\gamma_{(\mu\nu)} = 2p\gamma_{(\mu\nu)}$
also $\gamma_{(\mu\nu)} = 2\sum p\gamma\gamma\mu =$
$= 2\sum p \sum_{ke} \gamma_{ke}\gamma\mu = \sum_{ke} 2\sum p\gamma_{ke}\gamma\mu$
da nach μ $= \sum_{ke} \gamma_{ke}$ gilt
(mit der kontravarianten Komponenten

den der Basisvektoren des
Koordinatensystems), folgt
$0 = \sum_{ke} \gamma_{ke}^{(\mu\nu)} - 2\sum_{ke} \sum p\gamma_{ke}\gamma\mu$
$= \sum_{ke} (\gamma_{ke}^{(\mu\nu)} - 2\sum p\gamma_{ke}\gamma\mu)$
was, wegen der Linearunabhängig-
keit jedes der Differentiale $\gamma\mu$
verschwinden, also $\gamma_{ke}^{(\mu\nu)} =$
$= 2\sum p\gamma_{ke}\gamma\mu$ gültig ist.
Da dieser implizierte Lösungs-
ist $\gamma_{ke} = \sum_i b_{ke}^i (\gamma_{ke})^{\alpha_{ke}} =$
$= \gamma_{ke} \sum_i b_{ke}^i$, sodass $p\sum_i b_{ke}^i =$
$= q_{ke}$ als ein reelles Skalar-
produkt der Fraenkel-Kotte-
Matrizen, die aber nicht Kam-
mer-Fraenkel-Kotte-
Matrizen sind, sondern Kosinus
Typ sind, wie Fraenkel-Kotte

der Kontrasignatur des betreffenden Kondensors und dem gemischt varianten Korrelations~~selektor~~ tensor $\underline{Q}^{i}_{m}$ der betreffenden Kondensorsignatur abhängig, wodurch die Bezeichnung Fremdfeldkorrelator gerechtfertigt wird. Da das Metrominteg[illegible] ~~[illegible]~~ alle Elemente von $\hat{\gamma}$ inbezug auf irgendeinen Fundamentalkondensor erfaßt liefert eine Kurvendiskussion ~~der~~ dieses ~~Metron~~ Integrals die Extrema und Wendebereiche von $\hat{\gamma}$. Da die Extrema bei $f\,\gamma^{(\mu\nu)*}_{+kl} = 0$ liegen und $f \sum q_{kl}\,\underline{\psi}_{kl}\,f\mu = \sum q_{kl}\,\underline{\psi}_{kl}\,f\mu = 0$ nur durch $\underline{\psi}_{kl} = 0$ erreichbar ist, folgt unmittelbar daß die Extrema von $\hat{\gamma}$ mit den

Nullstellen der linearen Kondensoraggregate $\underline{\psi}_{kl} = 0$ zusammenfallen. $f\,\gamma^{(\mu\nu)*}_{+kl} =$ wird eindeutig nur durch $\underline{\psi}_{k}$ erreicht weil Partialstrukturen ohne Korrelation zu keinem Kompositionsfeld führen können was der Voraussetzung widerspricht sodaß $q_{kl} \neq 0$ bleibt und weil wegen der Linearität der Gitterselektoren $f\mu = \text{const} \neq 0$ ist. Für die Wendebereiche der Elemente von $\hat{\gamma}$ gilt dagegen

$$f^2\,\gamma^{(\mu\nu)*}_{+kl} = 0 \quad \text{oder} \quad 0 = f^2 \sum q_{kl}\,\underline{\psi}_{kl}\,f\mu = f(q_{kl}\,\underline{\psi}_{kl}\,f\mu) = f\mu\,(q_{kl}\,f\,\underline{\psi}_{kl} + \underline{\psi}_{kl}\,f\,q_{kl} - f\,q_{kl}\,f\,\underline{\psi}_{kl})$$

was wegen $f\mu = \text{const} \neq 0$ nur durch $f\,q_{kl} = 0$ und $f\,\psi_{kl} = 0$ erfüllt werden kann.

Die Wendebereiche von $\hat{\gamma}$ liegen also immer dort, wo sich ein Extremum des Fremdfeldkorrelators χ mit einem solchen des linearen Kondensoraggregates deckt.
(Fortsetzung siehe Seite 375)

V Zu Bd VIII Seite 153

4.6.63 Diese Forderung reeller Geschwindigkeiten zeigt, daß $\Phi = \frac{\gamma M}{r} \cdot (1 - br)$ wiederum nur als Glied einer Niveaudifferenz aufzufassen ist, in welcher $(1 - br)$ als Korrektürfaktor des Verlaufes $\frac{\gamma M}{r}$ bezw. $\frac{\gamma M}{\varrho} = \gamma M b$ erscheint. Es existiert demnach eine weitere Niveaugrenze $\Phi_b = \frac{\gamma M}{\varrho}(1 - br)$, sodaß sich für die gesamte

Niveaudifferenz $\Phi = \Phi - \Phi_b = \frac{\gamma M}{r}(1 - br) - \frac{\gamma M}{\varrho}(1 - br) = \left(\frac{\gamma M}{r} - \frac{\gamma M}{\varrho}\right)(1 - br) = \frac{\gamma M}{r}(1 - br)^2$ ergibt, weil $b\varrho = 1$ ist. Die Notwendigkeit von Φ_b geht dabei auf die Verwendung von R ~~r in Φ~~ $M(r)$ in Φ' zurück.

Anmerkung zu Band VII Seite ~~153~~ 52 Rückw.

Das bei der Beschreibung gravitativer Feldstörungen approximativ verwendete Energieprinzip $mc^2 + \frac{\alpha}{2}\int F^2 dV = \text{const.}$ kann nunmehr mit der aus 92 ~~$\hat{\gamma}_{\xi\xi} = \lambda \chi \hat{\xi}_{\xi}$ des mesobarischen Bereiches R_+~~ gewonnenen Beziehung Gl ~~45~~ 99 zu $Mc^2 + \frac{\alpha}{2}\int \bar{q}^2 dV$ erweitert werden, doch ist bei dieser Er-

weiterung zu berücksichtigen, daß im Fall freier Gravitationswellen $\frac{\partial}{\partial t}(\alpha \bar{\Gamma}^2 - \beta \bar{\mu}^2) = -2 \operatorname{div} \bar{\Gamma} \times \bar{\mu}$ gilt. Wenn es nun zu keiner Gravitationswellenemission kommt, dann ist $\operatorname{div} \bar{\Gamma} \times \bar{\mu} = 0$, also

$$\frac{\alpha}{2} \int \bar{\Gamma}^2 \, dV - \frac{\beta}{2} \int \bar{\mu}^2 \, dV = \text{const}$$

oder nach der Korrektur durch Gl. 99 auch $\frac{\alpha}{2} \int \bar{q}^2 \, dV - \frac{\beta}{2} \int \bar{\mu}^2 \, dV = \text{const}$, und dies bedeutet, daß im Fall des statisch stabilen Materiefeldquants neben der Ruheenergie $E_0 = Mc^2$ und der gravitativen Feldenergie $E_g = \frac{\alpha}{2} \int \bar{q}^2 \, dV$ noch ein Term von Mesofeldenergie $E_m = -\frac{\beta}{2} \int \bar{\mu}^2 \, dV$ existieren muß. V sodaß in exakter Form für das Energieprinzip eines Materiefeldquants $E_0 + E_m + E_g = \text{const}$ geschrieben werden muß, wobei die drei Feldtypen voraussetzungsgemäß in einer zeitlich stabilen Korrelation zu einander stehen. Wenn es gelingt, E_m explizit wie E_0 oder E_0 zu ermitteln, dann kann aus dem Energieprinzip eine Differentialgleichung entwickelt werden, welche den Verlauf $\Phi(r)$ und damit von $M(r)$ und $m(r)$ im Fall der zeitlichen Stabilität wiedergibt. Mit dem Ergebnis $S = \frac{\lambda'}{2}$ der Raumprojektion aus von $\mathfrak{G}$, $\{\} = \bar{\lambda} \times \{\}$ folgt aber, daß es eine Fläche $F_S = 4\pi S^2$ als singulärer Niveaufläche des Verlaufes $\Phi(r)$ geben muß, da weiter die Raumdichte der Mesofeldenergie $\eta_m = -\frac{\beta}{2} \bar{\mu}^2 < 0$ ist und

V Anmerkung Band VIII Seite 137

$\operatorname{div} \bar{\mu} = \omega(a - a_0)$ oder
$\omega \int (a - a_0)\, dV = \int \operatorname{div} \bar{\mu}\, dV =$
$= \oint \bar{\mu}\, d\bar{F}$ gilt, muß η_m
$\sim -\frac{dM}{dr}$ sein. Nach dem
allgemeinen Äquivalent $E = mc^2$
kann aber der Proportionalitätsfaktor nur c^2 sein, sodaß
$\eta_m = -\frac{c^2}{F_S} \cdot \frac{dM}{dr}$ oder
$E_m = -\frac{c^2}{F_S} \int \frac{dM}{dr}\, dV$ integriert explizit
folgt. Wird dieser Ausdruck
zusammen mit $E_g = \frac{\alpha}{2} \int \bar{q}^2 dV$
und $E_0 = Mc^2$ in $E_0 + E_m + E_g =$
$=$ const. eingesetzt, dann
nimmt dieses Energieprinzip
die Form an $Mc^2 + \frac{\alpha}{2} \int \bar{q}^2 dV -$
$- \frac{c^2}{F_S} \cdot \int \frac{dM}{dr}\, dV =$ const.
Da die statische Stabilität und
die Störungsfreiheit vorausgesetzt wird, sind M und Φ,

also auch $\bar{q}$ nur von r abhängig, sodaß in Polarkoordinaten transformiert werden kann. $\boxed{F_S \sim}$ Wegen der sphärischen Symmetrie ist dann $dV = 4\pi r^2 dr$ und
$\bar{q} = \operatorname{grad} \Phi = \bar{r}_0 \frac{d\Phi}{dr}$. Nach
dieser Transformation kann
das Energieprinzip nach r
differenziert werden, was nach
einer Division durch c^2 mit
$F_S = 4\pi S^2$ die Differentialgleichung $\frac{2\pi\alpha}{c^2} r^2 \left(\frac{d\Phi}{dr}\right)^2 +$
$+ \frac{dM}{dr}(1 - b^2 r^2) = 0$ liefert, mit
der Kürzung ~~br~~ $br = x$
und $p = (1-x)^{-2}$ wird
$M = \frac{1}{\gamma} r p \Phi$ nach Gl ~~15~~ 99
also $\gamma \frac{dM}{dr} = r p \frac{d\Phi}{dr} + \left(p + r \frac{dp}{dr}\right)\Phi$.
Da außerdem $2\pi\alpha \frac{\gamma}{c^2} =$
$= \frac{3}{32 c^2}$ folgt $r^2 \left(\frac{d\Phi}{dr}\right)^2 + \frac{32}{3} c^2 (1 - x^2)$
$\cdot p \left(r \frac{d\Phi}{dr} + \left(1 + \frac{r}{p}\frac{dp}{dr}\right)\Phi\right) =$

$= 0$. Es ist $\frac{dp}{dx} = 2b(1-x)^{-3}$ also $1 + \frac{x}{p}\frac{dp}{dx} = 1 + 2x(1-x)^{-1} = \frac{1+x}{1-x}$, was rasch eine Integration gibt, denn Faktor $(1-x^2)p = \frac{1+x}{1-x}$, sodass es zweckmässig erscheint $F = \frac{1+x}{1-x}$ als Integrationsfaktor zu verwenden. Damit wird aus der nichtlinearen Differentialgleichung $p^2\left(\frac{d\varphi}{dx}\right)^2 + \frac{32}{3}c^2 F\left(p\frac{d^2\varphi}{dx^2} + F'p\frac{d\varphi}{dx}\right) = 0$, und in dieser Fassung das volle Argument $\lambda = p$ annehmen, wenn zweckmässig $\frac{\Sigma}{\Sigma} = \frac{3p}{8c^2}$ und $\Sigma' = \frac{d\Sigma}{d\ln p}$ eine homogen-quadratische $\Sigma^2 + 4F(\Sigma' + F\Sigma) = 0$ in Form einer quadratischen Gleichung für Σ. Deren Lösungen $\frac{\Sigma}{\Sigma'} = -2F(1 \pm \sqrt{1-\Sigma})$ folgt. Diese Gestalt

kann auch die Transformation $q = 1 \pm \sqrt{1-\Sigma}$ in eine Integration überführen, wenn Zähler oder Nenner weglassen, denn es ist $\Sigma = 1-(q-1)^2$, und daher $-2F\,d\ln p = (1 \pm \sqrt{1-\Sigma})^{-1} d\Sigma = -2(q-1)\frac{dq}{q} = -2(d\ln q - q) = 2\,d\ln q\, e^{\mp q}$. Auf der anderen Seite kann auch p gewählt werden, sodass $d\ln p = \frac{dx}{p} = \frac{dx}{x}$ und $d\ln q\, e^{-q} = -\int F\frac{dx}{x} = -\frac{1+x}{1-x}\frac{dx}{x} = \frac{dx}{x} + \frac{dx}{x-1} = d\ln(x-1) + \frac{dx}{x^2-x} = d\ln(x-1) - 2\,d\,\mathrm{ARTG}(2x-1) = d(\ln(x-1) + \ln(1-x) - \ln x) = d\ln -\frac{1}{x}(1-x)^2$. Diese Bedeutung ist ohne weiteres festzuhalten. Für B eine Integrationskonstante kann sogar auch $q e^{\mp q} = -\frac{B}{x}(1-x)^2$ oder auch $x = b \cdot p$ und der ganzen Konstanten

$A = -\frac{B}{6}$ Die zweideutige Lösung
$\rho q \cdot e^{-q} = A(1-b\rho)^2$, womit
die Zweideutigkeit in $q = 1 \pm \sqrt{1-\xi}$
mit $\xi = \frac{3\pi}{8c^2}$ ihren Ursprung
findet. Für den Abstand $\rho = s = \frac{1}{k}$
wird $\xi = \frac{\lambda'}{2} \neq 0$. Wenn
$q e^{-q} = 0$, was nur für
$q \to \infty$ bzw. $q = 0$ erreichbar
ist, $q \to \infty$ bedingt aber
$\rho(s) \to -\infty$ für jede
sonst mögliche $\rho \geq 0$ für alle
$s > 0$ des physikalischen
Kosmos, also sodann mit auch
$q = 0$ stets bleibt. Für
beide Zweige ergibt sich
aber $\rho(s) = 0$ wenn $q = 0$
ist, was bekanntlich den
beiden verschiedenen Zweig $q = q_{1,2} =$
$= 1 \mp \sqrt{1-\xi}$ wegen der
Eindeutigkeit entsteht ist.

Als einheitliche Lösung kann
demnach

$\rho_q e^{-q} = A\left(1 - \frac{s}{s_0}\right)^2$, $A = \text{const} > 0$,
$q = 1 - \sqrt{1 - \frac{3\pi}{8c^2}}$

Gleichung ~~+6100~~
ausgehen werden, welche den
Verlauf der Felder ρ des Gl ~~99~~
im R_3 angibt, wenn eine
gewisse spezifische Anfangs-
ohne Feldstörungen vorliegt.
5.6.63 Man setzt vorausgesetzt
kann ~~Gl 46~~ als eine approximative
Projektion des mesotarischen Systems
$\dot{\rho}, \dot{\xi} = \lambda \times \dot{\xi}$, also dem R_4 in
den reellen R_3 übergeführt werden.
Gleiche Approximation
von $\rho_q e^{-q} = A\left(1 - \frac{s}{s_0}\right)^2$ macht,
$\chi = \frac{s}{s_0}$ setzt, wenn $q e^{-q} =$
$= \frac{A}{s_0} \frac{1}{\chi}(1-\chi)^2$ obenzu wird
$(1-q) \cdot e^{-q} \cdot \frac{dq}{d\chi} = -\frac{A}{s_0 \chi^2}(1-\chi^2)$.

Hieraus ist $\frac{dq}{dx} = \frac{1}{2}(1-\xi)^{-1/2}\frac{d\xi}{dx}$
$= \frac{1}{2}\frac{d\xi}{dx}(1-q)^{-1}$ und $\frac{1}{2}\frac{d\xi}{dx} = \frac{3\xi}{16c^2}\frac{dq}{dx}$
Nun ist aber nach Gl. 45 immer,
wenn ξ die Koordinate von
$q = 1-\sqrt{1-\xi}$ ist, der Feldvektor
$|\mathrm{grad}\,\varphi| = g$ gesetzt wird
$g = \frac{d\varphi}{dr}$, also $g = -\frac{A}{r^2}e^{q}\left(1-\frac{r^2}{\xi^2}\right)$
Es handelt sich bei dieser Betrachtung um den Betrag des elektrischen Feldbeschleunigung, welche im Fall $r \ll \xi$ der in B beschriebenen anziehenden Kraft $g = -\frac{\gamma M_0}{r^2}$ entgegen wirkt, sodaß die Gesamtbeschleunigung abgeschätzt werden kann. Setzt man nämlich für den minimalen Radius den Bereich $\lambda = \frac{\hbar}{m_0 c} \ll r \ll \xi$ dann bleibt außer $r \ll \xi^2$, und

daher im Falle kleiner $q \approx 0$,
sowie $r^2/\xi^2 \ll 1$, während
$g \approx g_n$ gesetzt werden darf.
Man hat demnach $-\frac{A}{r^2} = \frac{3g_n}{16c^2} =$
$= -\frac{3\gamma M_0}{16c^2 r^2}$, also $A = \frac{3\gamma M_0}{16c^2}$, wenn
$M_0 = N m_0$ das $N \geq 1$, also $= \frac{16}{3}c^2$
mal soviel wie m_0 ausmacht ist, die Raumprojektion
der Kante also kleiner als ein Atom
$A \sim \frac{3\gamma N m_0}{16 c^2}$, $g = -\frac{\gamma N m_0}{r^2}\left(1-\frac{r^2}{\xi^2}\right)$

Gleichung
geeignet werden, welche die
obige Beschleunigung
beschreibt. Die Kante und
Kante einerseits, das Wesen
von $\xi = \frac{\lambda'}{2}$ abgelesen werden.
ξ = const. Konzentriert im R_3
eine Kugelfläche in deren Mittelpunkt sich die Feldquelle befindet.

da $r > 0$ stets positiv reell bleibt, ist $qe^{-q} > 0$ für $r < \varrho$ und $r > \varrho$, doch wird $qe^{-q} = 0$ für $r = \varrho$. Diese Ungleichungen bedingen aber, weil immer $e^{-q} > 0$ ist, $\Phi(r) > 0$ für $r \neq \varrho$ aber $\Phi(\varrho) = 0$. Die Kugelfläche $r = \varrho$ hat demnach für Φ den Charakter einer Nullstelle deren Bedeutung für die Feldstruktur aus 46a hervorgeht. Auch g hat in $r = \varrho$ wegen $g(\varrho) = 0$ die Nullstelle doch wird durch ϱ der R_0 in zwei verschiedene Feldstrukturen geteilt. Für $r < \varrho$ ist $g < 0$ die Beschleunigung eines gravitativen Attraktionsfeldes, dessen Grenze bei $g(\varrho)$

liegt, was auch zu erwarten ist, weil für ϱ die Definition $\varrho = \frac{\lambda'}{2}$ gilt. Jenseits dieser ~~Gravitations g~~ Gravitationsgrenze $r > \varrho$ ändert sich aber das Vorzeichen sodaß hier $g > 0$ zur Beschleunigung eines Abstossungsfeldes wird. Dieses Abstossungsfeld, beschrieben durch $g = \frac{\gamma M_0}{\varrho^2} - \frac{\gamma M_0}{r^2}$ für $r > \varrho$ würde $\frac{\gamma M_0}{\varrho^2} = \text{const.}$ mit $r \to \infty$ annähern doch ist dies nicht möglich weil auch Φ jenseits ϱ wieder ~~wachsend~~ ansteigt. Dieser Anstieg kann aber nicht unbegrenzt weitergehen, weil in ~~Gl 46~~ 100 grundsätzlich $\operatorname{Im} \frac{A}{r}\left(1-\frac{r}{\varrho}\right)^2 = 0$ und somit auch q reell bleiben muß. Neben ϱ existiert also noch eine solche ese-

tremale Grenze der Raumprojektion einer gravitativen Feldstruktur welche noch zu analysieren ist.

2.) Die metrischen Extrema der Projektion.

6.6.63 In ~~Gl. 46~~ 100 ist $A(1-\frac{r}{a})^2$ für alle r eine positive reelle Zahl und auch r ist als Distanz im reellen R_3 selbst positiv und reell. Diese Realität bedeutet aber daß auch $q e^{-q}$ für alle r reell bleibt sodaß $P(r)$ nicht mehr für alle r definiert sein kann denn $\operatorname{im} q e^{-q} = 0$ oder $\operatorname{im} q = 0$ fordert die Schranke $1 - \frac{3P}{8c^2} \geq 0$. Das Extremum für P liegt demnach bei

$1 - \frac{3P}{8c^2} = 0$, sodaß auch im Fall der Gleichungen ~~45~~ 99 und ~~46~~ 100 die gleichen Extremalverhältnisse herrschen wie bei der approximativen Beschreibung gravitativer Feldstörungen. Für die Ausbreitungsgeschwindigkeit solcher Feldstörungen gilt daher auch der gleiche Ansatz, was ihre Korrektur wiederum zu $c' = i\omega$ mit $\omega = \frac{4}{3}c$ führt. Andererseits kann aus dem Extremum $P_{ext} = \frac{8}{3}c^2 = 2\omega c$ auf den Abstand R geschlossen werden, jenseits dessen weder eine gravitative Anziehung noch eine Abstoßung definiert ist denn es gilt $P_{ext} = P(R)$. Mit Gl ~~45~~ 99 wird daher

$\frac{M}{R}\left(1-\frac{R}{S}\right)^2 = 2\omega^2\frac{c}{\gamma}$, also mit $\chi = \frac{R}{S}$ auch $\frac{1}{\chi}(1-\chi)^2 = \frac{2\omega^2 S}{\gamma M} = 2\alpha$. Für die Lösungen dieser quadratischen Gleichung folgt dann $\chi = (1+\alpha)\left(1 \pm \sqrt{1-(1+\alpha)^{-2}}\right)$ mit $\alpha = \frac{\omega^2 S}{3\gamma M}$. Ersetzt man diesen Ausdruck χ erst dann interessiert werden, wenn S vorgegeben werden kann. Für Beschleunigungen ω und $S = \frac{\lambda'}{2}$ wird, wenn wie in §6 die Feldmasse des S reichenden attraktiven Gravitationsfeldes punktuell und über die Einsteinmasse äquivalent eine Kugelschale der Masse des Fallmenschen vorgegeben wird, somit es möglich sein λ' und

damit S ersetzbar zu bestimmen. Da nach §6 S bekannt ist, kann versucht werden χ zu berechnen. Für alle $\frac{\lambda'}{S} \ll \chi$ sowohl im Bereich $\rho > S$ als auch $\rho < S$ ist $\gamma \ll c^2$ erfüllt, sodass $\left(\frac{3\gamma}{8c^2}\right)^2 \approx 0$ für alle ganzen Zahlen $\nu > 2$ erfüllt ist. Hier entsteht die Rekursionsformel für q und ρ^{-q} und diese Rekursionsbeziehungen ergeben $\frac{3}{16}\frac{\lambda}{c^2}\gamma\left(1-\frac{3}{16}\frac{\gamma}{c^2}\right) = A\left(1-\frac{\lambda'}{S}\right)^2$, was für alle $\rho \geq \frac{\lambda'}{2} = \frac{h}{2m_0 c}$ gilt. Für $\rho = \frac{\lambda'}{2}$ folgt eine weitere Bedingung für A, wenn $L = 1$ ist. Es ist $A \approx \frac{3\gamma}{16c^2} m_0\left(1-\frac{3}{16}\frac{\gamma}{c^2}\frac{2m_0}{\lambda}\left(1-\frac{\lambda}{2S}\right)^2\right)$, also $3\omega^2 A \approx \gamma m_0\left(1-\frac{2\gamma m_0}{3\omega^2\lambda}\left(1-\frac{\lambda}{2S}\right)^2\right)$ mit $\omega = \frac{\pi}{3}c$. Aus der Approximation folgt dann die Näherung $f = \frac{1}{\rho}\left(1-\frac{\lambda'}{S}\right)^2$

verwendet wird $3\omega^2 \frac{A}{f^2} = M\left(1 - \frac{f^2}{3\omega^2} M f\right) = -\frac{f^2}{3\omega^2}\left(M^2 - \frac{3\omega^2}{f^2} M\right)$ oder $M(\chi) = \frac{3\omega^2}{2f^2}\cdot\left(1 \pm \sqrt{1 - 4Af}\right)$ wonach aber nur das negative Zeichen für $\chi \to 0$ zu einem nicht divergierenden Selbstenergieterm führt. Die Feldmasse des attraktiven Gravitationsfeldes ist demnach durch den Limes $\mu_g = \lim_{\chi \to 0}(M - m_0)$ gegeben. Aus dem negativen Zeichen folgt nach einer Rechenumformung für diesen Limes $\mu_g = \frac{3\omega^2}{f^2} A - m_0 = -\frac{f^2 m_0^2}{2\omega c \lambda}\left(1 - \frac{\lambda}{2s}\right)^2 < 0$. Diese negative Feldmasse muß positiv gegenüber der positiven Resofeldmasse $\mu_m = -\mu_g > 0$ haben, sodaß auch im Falle des Gl. 46 die Feldkomplementarität $\mu_g + \mu_m = 0$ gilt. Die Gravitationsfeldmasse μ_g

muß dann noch durch $\lambda' = 2s$ ausgezeichnet werden. In der räumlichen Interpretation von μ durch die Eigenschwingung $\mu \sim \omega_0 - \omega$ und $\mu_m \ll m_0$ ergibt sich weiters und $\lambda' = 2s$ ist offenbar mit dem Index R_{dem} identisch, sodaß $\hat{\lambda}$ mit R_{+4} zur Unterscheidung kommen können. (Vgl. mit Bd. VIII S. 59-61) So gelten also für R_{+4} die Theorie $E_g = -\mu_g \omega^2$, $E_g = h\frac{\omega}{\lambda'}$, $\omega = \frac{4}{3}c$ gleichzeitig, die auf $\mu_g = -\frac{f^2 m_0^2}{2\omega c \lambda}\left(1 - \frac{\lambda}{2s}\right)^2$ angewendet werden kann. Da $\lambda = -\frac{h}{m_0 c}$ ist, folgt $E_0 = \frac{f^2 \omega m_0^2}{2c\lambda}\left(1 - \frac{\lambda}{2s}\right)^2 = -\sqrt{\frac{f^2 \omega m_0^3}{2h}}\left(1 - \frac{h}{2m_0 c s}\right)^2 = h\frac{\omega}{\lambda'} = \frac{h\omega}{2s}$ oder $2s\left(1 - \frac{h}{2m_0 c s}\right)^2 = \frac{h^2}{f^2 m_0^3}$. Da die gravitative Feldmasse und die Gravitationsenergie somit also bekannt

Bei Kirch

$\mu_g + \mu_m = 0$, $\mu_g = -\frac{\gamma m_0^2}{2ak}\left(1 - \frac{b}{2m_0 c^2}\right)^2$

$\frac{3}{5}\omega^2 A_{t=1} = \frac{k}{\gamma}(m_0 + \mu_g)\left(1 - \frac{k}{2m_0 c^2}\right)^2 = \frac{k^2}{\gamma m_0^3}$.

Gleichung X_b. 101

In dieser Beziehung für S ist m_0 stets die Masse eines Lichtquants und die Gleichung X_b ist für S abgeändert so beschaffen, daß für alle ihr Tail B empirisch bekannten Lichtquantenarten in jeder Art Lichtes konstant

$S = \frac{k^2}{\gamma m_0^3}$ gesetzt werden kann. Mit dieser $m_0 = N m_p$ auf die Protonenmasse bezogen kann $N^3 S = \frac{k^2}{\gamma m_p^3} \approx 53$ [MPß]. Mit dieser stark approximativen Formel $m_0 = N m_p$, $N^3 S \approx 53$ [MPß] 101a

Gleichung X_{b_1}

Können also die Quantitätsbeziehungen mathematisch Kirchhoffes absolut schwarz bzw. werden wenn ihr mittleres Absorptionsvermögen N bekannt ist. Es ist also die Möglichkeit gegeben mittels X_b die beiden Randdichten Grenzen $X = (1+\alpha)\left(1 \pm \sqrt{1-(1+\alpha)^{-2}}\right)$ der Realität [illegible] welche für ein Lichtquant bestimmten Gesetz werden. ~~Dieselbe~~ Mg. 6.63 Da in α die Masse $M(\chi)$ enthalten ist, erscheint es zweckmäßig χ mit $\Phi(\chi) = 2\omega c$ (aus $\gamma q e^{-\gamma} = A\left(1 - \frac{\chi}{2}\right)^2$ zu ersetzen, wenn $\Phi(\chi)$ Integral $q = 1$ und daher $\frac{1}{\chi}(1-\chi)^2 = 2\beta$ also $\chi = (1+\beta)\cdot\left(1 \pm \sqrt{1-(1+\beta)^{-2}}\right)$ mit $\beta = \frac{S}{2\cdot 2A}$ in Analogie zu α! In dieser Beziehung

$(R, \rho) = S(1+\beta)(1 \pm \sqrt{1-(1+\beta)^{-2}})$,
$2\varepsilon A\beta = S$, 102

Gleichung X_c

erscheint nicht mehr $M(X)$ sondern nur noch der aus X_c^{101} bekannte Wert S und A. Da stets $A \ll S$ bleibt ist immer $\beta \gg 1$ sodaß für R und ρ beider Abstandsgleichungen R und ρ abschätzungsweise ergeben. Es ist in sehr guter Näherung $R \approx 2\beta S = \frac{S^2}{\varepsilon A}$ und $\rho \approx \frac{S}{2\beta} = \varepsilon A$ sodaß nach X_b^{101} für beiden Ebenen nur noch Punkt m und die Feldmassen μ_g bezw. μ_m aufzudrücken sind. Für die Gl X_b^{101} ergibt sich demnach

F Anmerkung auf Seite 324

$R\rho = S^2$,
$\rho \approx \varepsilon A$,

Gleichung X_{102a}

aus deren Lage der Verlauf der Feldmasse für $r \geq S$ sowie $M(s)$ ermittelt werden kann. Aus $\varphi(\lambda) = 2\omega c$ folgt im Mittelwert $M(R) = \frac{2\omega c}{\gamma} \cdot R\left(\frac{R}{S}-1\right)^{-2} \approx 2\omega c/\gamma \cdot \frac{S^2}{R} \approx 2\omega c/\gamma \cdot \varepsilon A = \frac{\varepsilon}{2}(m_o + \mu_g)$ und $M(s) = \frac{2\omega c}{\gamma} s\left(1-\frac{s}{S}\right)^{-2} \approx 2\omega c/\gamma \cdot \varepsilon A = M(R)$ wegen $s \ll S$. Ebenso folgt also dort die in $r \leq s$ insgesamt ~~eingeschlossene~~ Masse μ_g sowie auch die ~~eingeschlossene~~ Masse μ_m sowie auch die gesamte Masse μ_g sowie

Feldmassen gilt also
$M(R) \approx M(S) \approx \frac{e}{2}(m_0 + \mu_g)$,

Gleichung (10.2)

Aus dieser Beziehung folgt
$M(R) - m_0 \approx \left(\frac{e}{2} - 1\right) m_0 + \mu_g \cdot \frac{e}{2}$
und dies bedeutet, daß für
$\left(\frac{e}{2} - 1\right) m_0 \geqq \mu_m \frac{e}{2}$ immer $M(R) - m_0 \geqq 0$ bleibt, da aber
$M(S) - m_0 < 0$ ist, kann
für $\left(\frac{e}{2} - 1\right) m_0 \geqq \mu_m \frac{e}{2}$ die Beziehung $M(R) - m_0 \geqq 0$
nur dann bestehen bleiben, wenn
$M(R) - M(S) > 0$ ist.
Im Bereich $r_0 = \frac{\lambda}{2} \leqq r \leqq S$
ist also der Defekt der Feldmasse negativ, aber im
Bereich gravitativer Abstoßung
$S < r \leqq R$ positiv, solange
$\left(\frac{e}{2} - 1\right) m_0 \geqq \mu_m \frac{e}{2}$ ist.

Wäre dagegen $\left(\frac{e}{2} - 1\right) m_0 < \frac{e}{2} \mu_m$,
dann müßte stets $M(R) - m_0 < 0$
und somit $M(R) - M(S) < m_0 -$
$- M(S)$ werden, sodaß
$\left(\frac{e}{2} - 1\right) m_0 = \frac{e}{2} \cdot \mu_m$ offensichtlich
den ganz Ruhmasse freien
Bereich der Feldmasse
aber $m_0^2 \left(1 - \frac{f m_0^2}{2 c b}\right) \leqq \frac{8}{3}\left(1 - \frac{2}{e}\right) \frac{c b}{f}$
oder mit $y = \frac{f m_0^2}{2 c b}$ und $\alpha = \frac{4}{3}\left(1 - \frac{2}{e}\right)$
die quadratische Beziehung

$m_0^2 \leqq \frac{8}{3}\left(1 - \frac{2}{e}\right) \frac{c b}{f}$ für
$M(R) - m_0 \geqq 0$ oder $m_0^2 >$
$> \frac{8}{3}\left(1 - \frac{2}{e}\right) \frac{c b}{f}$ für $M(R) - m_0 < 0$
wenn $\mu_m = \frac{f m_0^3}{2 c b} \cdot \left(1 - \frac{b}{2 m c^2}\right)^2 \approx$
$\approx \frac{f m_0^3}{2 c b}$ oder $\frac{2}{3} \frac{c b}{f}$ werden kann.

20.6.65 Die vorläufige Bestimmung
des Radius Ruhmasse m_0
mit $\mu_m(m_0)$ nach Kap. IX

dieser Beziehung nicht durchgeführt werden, weil μ_g eine Approximation ist, welche nur unter der Voraussetzung $\left(\frac{3\Phi}{8c^2}\right)^n \to 0$ für $n > 2$ ist. Diese Approximationsbedingung ist aber für $r = \frac{\lambda}{2}$ bei $\left(\frac{e}{2}-1\right)m_0 = \frac{e}{2}\mu_m$ wegen des hohen Wertes der Mesofeldmasse nicht erfüllt.

3.) Die Existenz des Weltmetrons

Hier Bd VII Seite 63 bis Seite 79 verwenden und zwar unter Berücksichtigung der vorangegangenen Ergebnisse und der verwendeten Symbolschrift. Den Formalismus überprüfen.

Fortsetzung von Bd VII S. 79:

Diese Revision wurde aber bereits in A VIII durchgeführt. Die Dimensions-

zahl $p = 2$ des Weltmetrons passt aber nach der Untersuchung selektiver semantischer Iteratoren in die möglichen metronischen Dimensionen, welche metronische Tensorien televarianter Areale strukturieren können. Wegen $p = 2$ des Weltmetrons τ ~~könnte~~ wird sondern ~~vermutet~~ werden, daß der R_4, in welchem $C.\ \hat{\{\}} = \bar{\lambda} \times \hat{\{\}}^4$, durch $\hat{\{\}} \neq \hat{\{\}}^*$ nicht hermitesch beschrieben wird, eine Projektion des für televariante Areale eindeutigen Tensoriums R_6 ist. Da $p = 2$ gilt und im A VIII die Untersuchung für alle innerhalb der Televarianz möglichen Dimensionszahlen p durchgeführt wurde liegt es nahe, einige spezielle Theoreme

für zweidimensionale Metronen im R_3 zu entwickeln.

F Anmerkung zu Seite 318

25.6.63 Im Produkt $R \cdot s$ kompensieren sich die Approximationsfehler von R und s, denn wird $\frac{1}{\varrho}(R, s) = (1+\beta)(1 \pm \sqrt{1-(1+\beta)^{-2}})$ exakt in das Produkt eingesetzt, dann folgt $\frac{1}{\varrho^2} R s = (1+\beta)^2(1+\sqrt{1-(1+\beta)^{-2}})(1-\sqrt{1-(1+\beta)^{-2}}) = (1+\beta)^2(1+\beta)^{-2} = 1$, also $R \cdot s = \varrho^2$ exakt.

4) Metronische Theoreme räumlich projizierter Weltstrukturen

Aus Bd VII von S. 80 bis S. 87.

Ganz allgemein ~~Hieraus folgt~~, daß alle metronischen Theoreme aus A VIII für die zulässige metronische Dimensionszahl $\nu_p = 2$ des Weltmetrons übernommen werden

können. Insbesondere zeigt sich, daß die Faktoren vor den Koordinationsselektoren innerhalb der linearen Gitterselektoren nur $\sqrt{\tau}$ oder $i\sqrt{\tau}$ für die imaginären ~~Leitzahlung~~ Koordinatenzählungen des R_6 sein können. Die Gitterselektoren des R_6 sind also gegeben durch

$$\mathcal{C}_k = \sqrt{\tau}\,()_{k}, \quad \mathcal{C}_{km} = i\sqrt{\tau}\,()_{km}$$

$$1 \leqq k \leqq 3, \quad 4 \leqq m \leqq 6$$

105

Gleichung ~~$\mathcal{G}_a$~~.

Zusammen mit dem Theorem der extremalen Raumprojektionen ergibt sich ein weiteres metronisches Theorem dieser Projektion. Mit $s = eA$ wird $\varrho^2 = Rs = eRA$ und hierin

102 a

muß RA durch einen linearen Selektor ~~darstel~~ darstellbar sein. Stets ist $A = \frac{3\gamma}{16c^2}(m_0 + \mu_g) \approx$
$\approx \frac{3\gamma m_0}{16c^2} = \frac{\tau}{2\lambda}$, wenn $E_0 = m_0 c^2$ und $E_0 = h\frac{c}{\lambda}$ angewendet wird. R ist seiner Interpretation entsprechend ein durch die Realitätsforderung bedingtes Distanzextremum in R_3. Einsetzen von $A = \frac{\tau}{2\lambda}$ liefert $eR\tau = 2\lambda\varrho^2$ und hierin muß das Volumen $2\lambda\varrho^2 \sim \mathfrak{C}; n$ mit dem projektiven reellen Gitterselektor $\mathfrak{C} = \varepsilon\sqrt{\tau}$ (!) sein, wobei die Metronenziffer n durch die Feldquelle also durch R, bestimmt wird. Da n nur von R abhängt kommt als Proportionalitätsfaktor allein diese Einheitsfläche F ~~der auf~~

F Anmerkung auf S. 327

~~dem R_2 projizierten Niveauflächen des R_3~~ in Betracht. Wenn also beispielsweise diese Niveauflächen sphärisch sind, dann kann $F \equiv \pi$ nur der Einheitskreis sein u. s. w. Mithin gilt $eR\tau = F\mathfrak{C}; n = \varepsilon F\sqrt{\tau}\, n$ oder $eR\sqrt{\tau} = \varepsilon n F$, $\varepsilon^2\sqrt{F} = s_0$,

Gleichung ~~G~~ 106

als weiteres metronisches Theorem räumlicher Strukturprojektionen.

4.7.63 Fortsetzung ~~zu~~ B in Bd. VIII. S. 42

Anmerkung zu Seite 326

Der Selektor $\mathfrak{C}$ ist dabei reell, weil $2\lambda\varrho^2$ im R_3 liegt, doch handelt es sich um die Projektion eines reellen Gitterselektors, was durch den projektiven Faktor ε zum Ausdruck gebracht

wird. Ist F diejenige Einheitsfläche, die nach einer Projektion aller räumlichen Niveauseflächen der Feldstruktur in den Ebenen R_2 von einer Höhenlinie begrenzt wird, dann muß $\varepsilon^2\sqrt{F} = \rho_0 = 1\,[m]$ für den Projektionsfaktor gelten.

Anmerkung zu Seite 223

sodaß das metronische Theorem $cR\sqrt{\tau} = \varepsilon F n$ aus C VI, 4 angewendet werden kann. Für die Metronenziffer wird das Maximum n_N erreicht, wenn $m = m_q^{(\pm)}$ für q die kleinstmögliche Masse des Massenspektrums überhaupt ist. Für dieses Extremum muß dann aber R der absolut größte Radius im R_3

überhaupt sein, denn für alle anderen Terme der Spektralfunktion liegt wegen $m_\pm > m_q^{(\pm)}$ die Realitätsgrenze der Feldstruktur unter diesem Wert. Die gravitativen Niveauseflächen aller Terme sind nach $rqe^{-q} \sim \left(1 - \frac{r}{S}\right)^2$ durch $r = \text{const.}$ als sphärische Flächen gekennzeichnet, deren Höhenlinien stets nach einer Projektion in R_2 eine Schar konzentrischer Kreise bilden. In $cR\sqrt{\tau} = \varepsilon F n_N$ ist also $F = \pi S_0^2 = \pi E$ und $\varepsilon = \sqrt{\frac{\rho_0}{\sqrt{F}}} = \pi^{-1/4}$ wenn $E = \rho_0^2 = 1\,[m^2]$ ist. Für diesen sphärischen Fall nimmt das Theorem die Form $cR\sqrt{\tau} = \pi^{\frac{3}{4}} n_N E$ an. Hierin ist $R = 2S^2 \frac{\omega c}{\gamma m_q(R)}$, während $M_q = \frac{e}{2}(m_q + \mu_q) \approx \frac{\varepsilon}{2} m_q$ ist, denn, da

m_q die untere Schranke des Massenspektrums ist, gilt $|\mu_q| \ll m_q$ stärker als für jeden anderen Term. Auch $S = \frac{h^2}{\gamma m_q^3}$ erreicht wegen dieses Massenminimums die bestmögliche Approximation. Einsetzen liefert also $E n_N = e\pi^{-\frac{3}{4}} R\sqrt{\tau} = e\pi^{-\frac{3}{4}} \frac{2\omega c}{\gamma M_q} S^2\sqrt{\tau} = 4\pi^{-\frac{3}{4}} \frac{\omega c}{\gamma m_q} S^2\sqrt{\tau} = \frac{16}{3}\pi^{-3/4} \frac{h^2}{\gamma} \frac{\mu^4}{m_q^7}\sqrt{\tau}$. Ist ε die Zahl aller Metronen in E, dann ist $\varepsilon\tau = E$ und dies bedingt $2 n_N = \frac{32}{3}\pi^{-\frac{3}{4}} \frac{h}{\gamma\varepsilon\sqrt{\tau}} \frac{\mu^4}{m_q^7}$. Wird im Massenspektrum zur Kürzung $1 + 4\left(\frac{q}{\pi}\right)^4 = \alpha_q$ gesetzt, dann folgt nach einer Potenzierung unmittelbar $\alpha_q \left(\frac{m_q}{\mu}\right)^4 = \frac{2n_N}{2(2n_N-1)^2} \approx \frac{1}{2n_N}$, also $2n_N \approx \frac{1}{\alpha_q}\left(\frac{\mu}{m_q}\right)^4$, wenn ebenfalls zur Kürzung $m_q^{(\pm)} = m_q$ verwendet wird. Diese Approximation ist zulässig, weil $n_N \gg 1$ über jeder anderen

Quantenzahl der Spektralfunktion liegt. Der Vergleich liefert also $m_q^3 \approx \frac{32}{3}\pi^{-\frac{3}{4}} \frac{h^2\alpha_q}{\gamma\varepsilon\sqrt{\tau}} = 4\pi^{-\frac{3}{4}} \frac{\alpha_q}{\varepsilon}\frac{h^3}{c^3} = \left(\frac{h}{\beta c}\right)^3 \frac{4\alpha_q}{\varepsilon}$, wenn abermals $\tau^{-\frac{3}{2}} =$ zur Kürzung $\beta = \sqrt{\tau\sqrt{\pi}}$ Anwendung findet. Damit ist aber gemäß

$$m_q^{(\pm)} \approx \frac{h}{\beta c}\cdot\sqrt[3]{4\frac{\alpha_q}{\varepsilon}}, \quad \beta = \sqrt{\tau\sqrt{\pi}},$$
$$\varepsilon\tau = E, \quad \alpha_q = 1 + 4\left(\frac{q}{\pi}\right)^4$$

Gleichung #129, für die einzelnen Ladungszahlen das Massenminimum gegeben. Für die kleinstmögliche Masse welche eine elektrische Ladung trägt, ist offensichtlich $q = 1$ zu setzen, denn für $q > 1$ würde m_q anwachsen! Zu $m_e^{(\pm)} = \frac{h}{\beta c}\sqrt[3]{4\frac{\alpha_1}{\varepsilon}}$ muß es aber noch ein neutrales Komplement $m_{(e)0}^{(\pm)} = m_e^{(\pm)}\sqrt[4]{\alpha_1}$ geben, doch liegt die absolut kleinste ponderable

Masse bei $q = 0$, denn hier ist $\alpha_q = 1$ und dies wiederum bedeutet $m_0^{(\pm)} = \frac{h}{\beta c}\sqrt[3]{\frac{4}{\varepsilon}} < m_e^{(\pm)} < m_{(e)0}^{(\pm)}$. Auf diese Minimalmasse können also die beiden anderen Elementarmassen bezogen werden, was zu

$$m_0^{(\pm)} = \frac{h}{\beta c}\sqrt[3]{\frac{4}{\varepsilon}}, \quad m_e^{(\pm)} = m_0^{(\pm)}\left(1+\left(\frac{2}{\pi^2}\right)^2\right)^{\frac{7}{3}},$$

$$m_{(e)0}^{(\pm)} = m_e^{(\pm)}\left(1+\left(\frac{2}{\pi^2}\right)^2\right)^{\frac{1}{4}}$$

Gleichung 129a

führt.

Einsetzen der Naturkonstanten $h = 6{,}624 \cdot 10^{-34}$ [Watt sec^2] und $\gamma = 6{,}674 \cdot 10^{-11}$ [m^3 Kg^{-1} sec^{-2}], also $\tau = 6{,}1475 \cdot 10^{-70}$ [m^2] liefert dann die Massenwerte $m_0^{(\pm)} \approx 9{,}03 \cdot 10^{-31}$ [Kg], sowie $m_e^{(\pm)} \approx 9{,}147 \cdot 10^{-31}$ [Kg] und $m_{(e)0}^{(\pm)} \approx 9{,}26 \cdot 10^{-31}$ [Kg] für die untere Schranke des Termschemas der Spektralfunktion.

Anmerkung zu Seite 229.

Neben diesem Neutrino als Neutroelektron muß es aber nach Gl 129a noch das in der Masse tiefere Neutrino $m_0^{(\pm)}$ mit dem entsprechenden Antineutrino als absolute untere Grenze des Massenspektrums geben. Es sind also zwei verschiedene Neutrinoarten zu erwarten, zu deren Unterscheidung $m_{(e)0}^{(\pm)} = m_b^{(\pm)}$ als Baryneutrino und $m_0^{(\pm)}$ als Leptoneutrino bezeichnet werden soll.

Anm. zu S. 248 Noch zu 5

~~6.) Metrisierung der empirischen Elementarkonstanten~~

6.7.63 Die in allen vorangegangenen Untersuchungen immer wieder auftretenden Naturkonstanten sind empirischer Natur, deren

Messung in B beschrieben wurde oder aber es handelt sich dabei um Konstanten, wie z.B. ω, α und β der Gravitationswellenemission u.s.w., welche theoretisch aus den empirischen Elementarkonstanten abgeleitet wurden. Als solche können aber nur vier Konstanten angesprochen werden nämlich ε_0 und μ_0 der Influenz und Induktion, sowie h als Wirkungsquantum, γ als Gravitationskonstante. Diese Elementarkonstanten drücken aber gewisse metrische Elementarkonstanten der metronischen Struktur-Kondensation aus, sodaß versucht werden kann, mit Hilfe dieser

Kondensationskonstanten die empirischen Elementarkonstanten zu metrisieren. Da das Leptoneutrino $m_0^{(\pm)} = m_0$ mit der zu ihm symmetrischen Struktur des Antineutrinos hinsichtlich der Masse gemäß $m_0 = \frac{h}{\beta c}\sqrt[3]{\frac{4}{\varepsilon}}$, als untere Grenze des Thermschemas 726 der ~~kompositiven~~ Spektralfunktion bekannt ist, können zunächst die beiden absoluten Grenzen des gravitativen Realitätsbereiches $R_0 = R(m_0)$ und $s_0 = s(m_0)$ durch Naturkonstanten ausgedrückt werden. R_0 muß dabei als der im R_3 überhaupt größtmögliche Radius aufgefaßt werden, sodaß $2R_0 = D$ als Durchmesser des Universums R_3

interpretiert werden mit R_0 das andere absolute Extremum s_0 wiederum mit s_0 die Kleinstmögliche Distanz im R_3 sein d. h. wie auch immer die Konfigurationen der einzelnen Massen bei Kondensationszustand gewählt sein mögen, es kann kein Weltensystem, jedes STERNKondensationen geben bei welcher die Massen in irgendeiner Weise s_0 unterschreiten.

R_0 und s_0 sind also absolute mechanische Hilfsmittel Konstanten der betrachteten Raumart. Nach Gl. IV[29] ist m_0 die schwache Kondensation, sodass für diese Masse die Approximation $R_0 \approx 2\frac{ac}{\gamma M_0} s_0^2$ im genau-

ren Approximationsfalter also Terme der Spektralfunktion aufgefasst. Das gleiche Folgerungsmittel mit R_0 kann auch für $s_0 = \frac{h^2}{\gamma m_0^3}$ sowie $M_0 = \frac{e}{2} m_0$ und $s_0 = eA = e \cdot \frac{3\gamma m_0}{16 c^2}$ gelten. Dies bedeutet aber, dass in R_0 und s_0 der Wert $m_0 = \frac{h}{3c} \cdot \sqrt[3]{\frac{4}{\varepsilon}}$ eingesetzt werden kann. Aus den Bedingungen R_0, s_0 und m_0 wird sofort deutlich, dass sich in R_0 und s_0 die Konstanten h und c kompensieren, wenn mit dem Faktor $\varepsilon = \frac{\gamma h}{2\omega c^2}$ die Gravitationskonstante $\gamma = \frac{2}{a} \omega c^2 \varepsilon = \frac{8}{3h} \pi^3 \varepsilon$ substituiert wird. Auf diese Weise ergeben sich das Durchmesserminimum $R_0 = \frac{9\pi^2}{64^2 \varepsilon^{1/3}} \cdot \frac{1}{\pi^{11/6}}$

$= \frac{(3\pi \cdot 2^{-5})^{2/3} \sqrt{2}}{2\sqrt{\pi}} \cdot \varepsilon^{1/3} \cdot \varepsilon^{-1/6} \cdot \pi^{-1/6} \cdot (\cdot(2\varepsilon)^{1/3} \varepsilon^{-1/6} \pi^{-1/6} =$

$$\rho_0 = \frac{e\,E^{-\frac{1}{3}}}{\sqrt[4]{\pi}\,\sqrt[3]{2}}\,\tau^{\frac{5}{6}},$$ d. h. mit der Dimensionierung

größen ~~a und~~ b wird der ~~werden die bei-~~ ~~den~~ Distanz minimum ~~extrema~~ unmittelbar durch τ gemäß

$$\cancel{2aR_0 = \tau^{\frac{7}{6}}}, \quad \rho_0 = b\,\tau^{\frac{5}{6}},$$

$$\cancel{a = \tfrac{1}{2}(3\pi 2^{-5})^{-2}\,\frac{e\sqrt[4]{\pi}}{\sqrt[3]{2}}\,E^{-\frac{7}{3}}},$$

$$b = \frac{e\,E^{-1/3}}{\sqrt[4]{\pi}\,\sqrt[3]{2}}$$

Gleichung 132

ausgedrückt, weil stets $\xi \cdot \tau = E = 1\,[m^2]$ ist, die größtmögliche Geschwindigkeit im R_3, die eine physikalische Wirkung haben kann, ist offensichtlich $\omega = \frac{4}{3}c$, sodaß $\rho_0 = \omega\vartheta$ ein kleinstmögliches Zeitintervall ϑ im R_4 setzt. Es kann also die metronische Elementarkonstante ρ_0 durch eine Ele-

mentarzeit $\vartheta = \frac{3b}{4c}\,\tau^{5/6}$ ersetzt werden, da als metrische Größe des R_3 bereits $\tau = \frac{\gamma h}{2\omega c^2}$ existiert. Neben diesen beiden metronischen Elementarkonstanten ϑ und τ des R_4 gibt es aber noch zwei unmittelbare metronische Kondensorkonstanten, nämlich die Kondensationskonstanten $\mu = \sqrt{\frac{ch}{\gamma}}$ der Raumkondensationen und $\varkappa = |c_\pm| = \frac{3}{\pi^2}\sqrt{\frac{\hbar}{R_-}}$ komplexer Raumzeitkondensationen. Es gibt also vier Beziehungen zwischen empirischen Naturkonstanten und den theoretischen Konstanten aller metronischen Strukturkondensationen. Unter Verwendung des elementaren metronischen Zeitintervalles

$$\nu = \frac{3b}{4\varepsilon}\,\tau^{\frac{5}{6}}$$

132a

Gleichung

wird also die

Bestimmung der empirischen

Elementarkonstanten möglich.

Zunächst folgt aus 132a sowie $\chi = \frac{2}{\hbar}\,\omega\,c^2\,\tau$ und $\mu = \sqrt{\frac{c\,h}{\chi^2}}$ mit

$\omega = \frac{4}{3}\,c$ zunächst $c = \frac{3b}{4\vartheta}\,\tau^{5/6}$ und $h = 2\mu c\sqrt{\frac{2}{3}}\tau = \frac{\mu b}{\vartheta}\sqrt{\frac{3}{2}}\,\tau^{4/3}$ womit bereits h bestimmt wurde. Ferner erhält man ~~$\chi = \frac{8}{3}\,c^3/h\,\tau$~~ $\chi = \frac{8}{3}\,c^3/h\,\tau = 2\sqrt{\frac{2}{3}}\,\frac{c^2}{\mu}\sqrt{\tau} = \frac{9}{8}\sqrt{\frac{2}{3}}\,b^2\,\frac{\tau^2\sqrt{\tau}}{\mu\vartheta^2} = \frac{3}{4}\sqrt{\frac{3}{2}}\,b^2\,\frac{\tau^2\sqrt{\tau}}{\mu\vartheta^2}$ und mit $c\sqrt{\varepsilon_0\mu_0} = 1$ in Gl 132a mit $\frac{\varkappa}{3}\,\pi^2 = \sqrt{\frac{\hbar}{R}}$ schließlich $\frac{2}{9}\,\pi^5\varkappa^2 = \frac{\hbar}{R} = c\,h\,\varepsilon_0 = \varepsilon_0\mu^2\chi = \varepsilon_0\,\frac{3}{4}\sqrt{\frac{3}{2}}\,b^2\left(\frac{\tau}{\vartheta}\right)^2\mu\sqrt{\tau}$ also

$\varepsilon_0 = (\pi\varkappa)^2\left(\frac{2}{3\pi}\right)^3\sqrt{\frac{2}{3}}\left(\frac{\vartheta}{b\tau}\right)^2\frac{1}{\mu\sqrt{\tau}}$.

Dieser Wert widerspricht Kaum in $c^2\,\varepsilon_0\,\mu_0 = 1$ oder $\frac{1}{\mu_0} = c^2\,\varepsilon_0$ mit c

eingesetzt werden, was dann $\frac{1}{\mu_0} = c^2\,\varepsilon_0 = \frac{9}{16}\,\frac{b^2}{\vartheta^2}\,\tau^{5/3}\,\varepsilon_0 = \frac{1}{3}\pi^3(\pi\varkappa)^2\sqrt{\frac{2}{3}}\,\frac{1}{\mu\sqrt{\tau}} = \frac{1}{3}\pi^5\varkappa^2\sqrt{\frac{2}{3}}\,\frac{1}{\mu\sqrt{\tau}}$ oder $\mu_0 = \frac{3}{\pi^5}\sqrt{\frac{3}{2}}\,\frac{\mu\sqrt{\tau}}{\varkappa^2}$ ergibt. Damit sind aber alle empirischen Elementarkonstanten durch die mechanischen Elementarkonstanten der Urelektronkondensationen innerhalb des Weltsubstrates ausgedrückt worden. Für diese Bestimmung gilt also das System

$$\hbar = b\sqrt{\frac{3}{2}}\,\frac{\mu}{\vartheta}\,\tau^{\frac{4}{3}}$$

$$\chi = \frac{3}{4}\sqrt{\frac{3}{2}}\left(\frac{b\tau}{\vartheta}\right)^2\frac{\sqrt[6]{\tau}}{\mu},$$

$$\varepsilon_0 = (\pi\varkappa)^2\left(\frac{2}{3\pi}\right)^3\sqrt{\frac{2}{3}}\left(\frac{\vartheta}{b\tau}\right)^2\frac{1}{\mu\sqrt{\tau}},$$

$$\mu_0 = \frac{3}{\pi^5}\sqrt{\frac{3}{2}}\,\frac{\mu\sqrt{\tau}}{\varkappa^2},$$

~~$\varkappa = \frac{1}{\pi}$~~

133

Gleichung

Nach zeitlicher Weltelementarität

8.7.63 4Uc Entsprechend R_0 ist der gravitologische Radius im physischen R_3 und somit $y = 2R_0$ der gravitologische Abstand in diesem

Raum, sodaß D als Durchmesser des reellen R_3 – also des Universums – interpretiert werden muß. Nach Gl. l wird D allein durch τ bestimmt, woraus folgt, daß der Durchmesser des R_3 durch die submikromare Abmessung des Metrons bestimmt wird und umgekehrt. Da a in Gl. l ein reiner Dimensionierungsfaktor ist folgt, daß D nur von τ, aber nicht von den übrigen drei metronischen Elementarkonstanten abhängt. ~~Anmerkung s. S. 345~~ Die nach B empirisch beobachtete Rotverschiebung extragalaktischer Spiralnebelspektren läßt eine Abhängigkeit $D(t)$ vom Alter des R_3 vermuten. Diese Zeitabhängigkeit kann

aber nach Gl. 134 nur $\tau(t)$ zur Folge haben, während μ, $\varkappa$ und ϑ hinsichtlich t Konstante bleiben. Die empirischen Elementarkonstanten dagegen werden wegen ihrer Abhängigkeit von τ, ebenfalls zu Funktionen des Momentanalters des Universums. Dieser Sachverhalt wird deutlich, wenn mit $D = 2R_0$ Gl. l in die Form $\tau = (aD)^{-\frac{8}{11}} \sim D^{-\frac{8}{11}}$ gebracht und damit in Gl. 133 substituiert wird. Wegen der zeitlichen Konstanz von μ, $\varkappa$ und ϑ ergeben sich dann die Proportionalitäten

$h \sim D^{-\frac{8}{11}}$, $\gamma \sim D^{-\frac{13}{11}}$,

$\varepsilon_0 \sim D^{\frac{13}{11}}$, $\mu_0 \sim D^{-\frac{3}{11}}$,

$D = 2R_0$

Gleichung 135

Wenn nun $D(t)$ ist, dann kann versucht werden, dasjenige Verhältnis empirischer Elementarkonstanten zu finden, welches sich in höchster Ordnung mit D verändert. Ist diese Ordnung

9.7.63 n und η das hierzu gehörige Verhältnis, dann muß $\eta \sim D^n$ sein. Wenn nun noch die Möglichkeit besteht, η so mit geeigneten konstanten Faktoren A zu versehen, daß $\eta A = y \sim D^n$ zu einem Verhältnis physikalisch meßbarer Größen wird, dann folgt nach einer Logarithmierung $\ln y = n \ln D + \text{const.}$ oder nach zeitlicher Differentiation $\frac{\dot{y}}{y} = n \cdot \frac{\dot{D}}{D}$. Wenn also $\dot{y} \neq 0$ nachweisbar ist, dann muß

auch $\dot{D} \neq 0$ bleiben, d.h. eine eventuelle Messung von $\dot{y}$ würde zeigen, ob sich D des R_3 im Verlauf der kosmischen Bewegung ändert oder nicht. Derartige Untersuchungen beschrieben durch

$$D \cdot \dot{y} = n \dot{D} y$$

Gleichung 135a

Könnten eine empirische Basis zur eindeutig expliziten Beschreibung der kosmischen Bewegung innerhalb der Weltarchitektur liefern. Lichtalterung und Blauverschiebung getrennt untersuchen

16.7.63 Für ein Photon der Wellenlänge λ und der Feldmasse m gilt die empirische Quantenbeziehung der Photonenenergie $E = h\nu = \frac{1}{\lambda} c h$ oder $E\lambda = c h \sim D^{-\frac{13}{11}}$ als entf. Zeit=

funktion der kosmischen Bewegung. Demnach ist $\Delta(ch) \neq 0$ für $\Delta t \neq 0$ nämlich $\Delta(ch) = \Delta E\,\lambda + E\,\Delta\lambda$ * und hierin ist ΔE ein Energieverlust des Photons, der auf $\omega > c$ und die $\bar{F} \times \bar{\mu} \neq 0$ der Photonenstruktur zurückgeht, denn wegen $\omega > c$ und der Impulsdeterminabilität imaginärer Kondensationen wird das Photon von einem Graviton begleitet, welches mit $\omega - c > 0$ das Photon überholt und von diesem nachgebildet wird. Nach dem Energiematerieäquivalent im R_{+4} ist aber $\Delta E = +\mu_g\,\omega^2$, worin $\mu_g = -\frac{3\gamma}{16c^2}\frac{m^2}{r_0}\left(1-\frac{r_0}{\varrho}\right)^2$ zu setzen ist. Da $r_0 = \frac{\lambda}{2} \ll \varrho$ ist, folgt $\mu_g = -\frac{2}{3}\cdot\frac{\gamma}{\omega^2}\frac{m^2}{\lambda}$ und $\Delta E = -\frac{2}{3}\gamma\frac{m^2}{\lambda} = -\frac{2}{3}\gamma\frac{h^2}{c^2}\lambda^{-3}$, weil für das Photon $m = \frac{h}{\lambda c}$ gilt. ΔE wird während derjenigen Zeit ~~emit~~ als Graviton emittiert, welche das

Graviton benötigt um dem Photon um den Betrag λ voranzulaufen. Es ist also $\frac{\Delta E}{\Delta t} = -\frac{2}{3}\gamma\frac{h^2}{c^2}(\omega - c)\lambda^{-4} = -\frac{4}{3}\omega\tau h(\omega - c)\lambda^{-4} = -\frac{1}{3}\omega^2\tau h\lambda^{-4}$ weil $\Delta t\cdot(\omega - c) = \lambda$ ist. Einsetzen in $\frac{\Delta}{\Delta t}(ch) = \lambda\frac{\Delta E}{\Delta t} + E\frac{\Delta\lambda}{\Delta t}$ mit $E = \frac{ch}{\lambda}$ und Division durch ch liefert $-\frac{4}{9}\omega\tau\lambda^{-3} + \frac{1}{\lambda}\frac{\Delta\lambda}{\Delta t} = \frac{1}{ch}\frac{\Delta}{\Delta t}(ch) = D^{\frac{13}{11}}\frac{\Delta}{\Delta t}D^{-\frac{13}{11}}$ und hierin kann, wegen $\lambda \ll D$ der infinitessimale Limes durchgeführt werden, was nach einer Multiplikation mit λ^3 die Differentialgleichung $-\frac{4}{9}\omega\tau + \lambda^2\dot{\lambda} = -\lambda^3\cdot\frac{13}{11}\frac{d}{dt}\ln D$ liefert. Wird hierin $y = \lambda^3$ sowie $p = +\frac{39}{11}\frac{d}{dt}\ln D$ und $q = +\frac{4}{3}\omega\tau$ gesetzt, dann ergibt sich die lineare inhomogene Form $\dot{y} + yp = q$, für welche sich die

Lösung $y = e^{-\int p\,dt}\left(\int q\, e^{\int p\,dt}\,dt + A\right)$ mit der Integrationskonstanten A ergibt. Da $p = \frac{39}{11}\frac{d}{dt}\ln D$ und $\int p\,dt = \frac{39}{11}\ln D$ ist und $q = +\frac{4}{3}\omega\tau \sim D^{-1}$ ist, folgt, wenn α den Proportionalitätsfaktor von q darstellt, $y = D^{-\frac{39}{11}}\left(\alpha\int D^{\frac{28}{11}}\,dt + A\right)$.

20.7.63 Dieses Integral kann jedoch nicht ausgeführt werden, weil der Verlauf $D(t)$ der kosmischen Bewegung unbekannt ist. Dagegen besteht die Möglichkeit $\dot{D}$ abzuschätzen. Für eine Spektrallinienverschiebung $\Delta\lambda$ als Folge von $D(t)$ und $\omega > c$ ergibt sich $\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = -\left(\frac{39}{11}\frac{\lambda}{c}\frac{\dot{D}}{D} - \frac{16}{9}\frac{\tau}{\lambda^2}\right) = -\left(\frac{39}{11}\frac{\lambda}{c}\frac{\dot{D}}{D} - \frac{16}{9}a^{-\frac{6}{11}}D^{-\frac{6}{11}}\frac{1}{\lambda^2}\right)$, also im allgemeinen eine sehr schwache Blauverschiebung mit Dispersion F. Hieraus wird deutlich, daß die

F wenn der Expansionsanteil den Alterungsanteil übertrifft.

auf $\omega > c$ zurückgehende Lichtalterung allein bei $D = \text{const.}$ als Rotverschiebung mit Dispersion durch eine Blauverschiebung für $D(t)$ ohne gravitative Lichtalterung überkompensiert wird. Diese Lichtalterung, zusammen mit der (überkompensierten) Blauverschiebung ist in $\frac{\Delta\lambda}{\lambda}$ enthalten, doch wird tatsächlich eine dispersionsfreie Rotverschiebung extragalaktischer Spiralnebelspektren beobachtet, welche mit dem Abstand s im R_3 ansteigt und nur auf eine Expansionsbewegung des R_3 als Folge von $D(t)$ zurückgehen kann. Diese Expansion bedingt aber $\dot{D} > 0$ und eine mit s wachsende Fluchtbewegung v aller Strukturen

des R_3 und damit eine durch diese Fluchtbewegung bedingte Rotverschiebung $\frac{\Delta_v \lambda}{\lambda} = \frac{\beta}{1-\beta}$ mit $\beta = \frac{v}{c}$. Beide Linienverschiebungen müssen gemäß

$$\varkappa = \frac{\delta\lambda}{\lambda} = \frac{\Delta\lambda}{\lambda} + \frac{\Delta_v\lambda}{\lambda} = \frac{\beta}{1-\beta} - \left(\frac{39}{11}\frac{\lambda}{c}\frac{\dot D}{D} - \frac{16}{9}a^{-\frac{6}{11}}D^{-\frac{6}{11}}\lambda^{-2}\right)$$

zur beobachteten Rotverschiebung $\varkappa$ überlagern, wobei allerdings der Dispersionsanteil unter der Beobachtungsgrenze liegen muß. Wächst D des R_3, dann bedeutet dies, nach einem trigonometrischen Gesetz $\frac{v}{s} = \frac{\dot D}{D}$, oder $\beta = \frac{\dot D}{D}\frac{s}{c}$, was eingesetzt $\varkappa = \frac{\dot D s}{Dc - \dot D s} - \left(\frac{39}{11}\frac{\lambda}{c}\frac{\dot D}{D} - \frac{16}{9}a^{-\frac{6}{11}}D^{-\frac{6}{11}}\lambda^{-2}\right)$ liefert, d. h. hier wird die unbekannte kosmische Bewegung $\dot D$ als Funktion des relativen Abstandes s im R_3 durch die beobachtete Spektrallinien-

verschiebung $\varkappa$ für den jeweiligen Abstand s ausgedrückt.

17.8.63 Insgesamt setzt sich also $\varkappa$ aus drei Anteilen zusammen, nämlich aus der Verschiebung infolge der Fluchtbewegung $\varkappa_1 = \frac{\Delta_v\lambda}{\lambda} = \frac{\dot D s}{Dc - \dot D s}$, einer Blauverschiebung ~~$\varkappa_2 = \frac{\Delta_-\lambda}{\lambda} = -\frac{39}{11}\frac{\lambda}{c}\frac{\dot D}{D}$ und einer~~ Rot $\varkappa_2 = \frac{\Delta_-\lambda}{\lambda} = -\frac{39}{11}\frac{\lambda}{c}\frac{\dot D}{D}$ als Folge metrischer Strukturänderungen durch $\dot D > 0$ und einer Rotverschiebung $\varkappa_3 = \frac{\Delta_+\lambda}{\lambda} = \frac{16}{9}\frac{\tau}{\lambda^2}$ als Folge der gravitativen Lichtalterung wegen $w > c$, sodaß

$$\varkappa = \frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \sum_{k=1}^{3}\varkappa_k,$$

$$\varkappa_1 = \frac{\dot D s}{Dc - \dot D s}, \quad \varkappa_2 = -\frac{39}{11}\frac{\lambda}{c}\frac{\dot D}{D},$$

$$\varkappa_3 = \frac{16}{9}\frac{\tau}{\lambda^2}$$

Gleichung 136

für die gesamte Spektrallinienverschiebung gilt.

19.8.63 Die Interpretation der Konstanten A aus dem empirischen Zusammenhang $v = A \cdot s$ einer Fluchtbewegung im R_3 nach B durch $A = \frac{\dot{D}}{D}$ gestattet eine Weiterführung der Untersuchungen. Zunächst folgt unmittelbar daß unmöglich $D = \text{const}$ sein kann, denn, wäre dies der Fall, so wäre $A = 0$ wegen $\dot{D} = 0$, was aber im Widerspruch zu der Erfahrung $A > 0$ steht. Auch zeigt sich $\dot{D} > 0$ denn nur auf diese Weise ist $A > 0$ realisierbar. Es wäre festzustellen, ob $A = \text{const}$ oder $A(t)$ ist und wie im letztgenannten Fall die Zeitfunktion verläuft. Hierbei handelt es sich aber um eine fehlende

empirische Aussage, welche, wenn sie vorhanden wäre, eine Aussage über $D(t)$ geben muß. Mit Gl. 135a ~~m_2~~ könnte diese empirische Aussage gewonnen werden. Ist α die vorgegebene Empfindlichkeit des Meßinstrumentes für y, dann muß für Δy als Änderung während der Meßzeit Δt zwischen zwei Messungen grundsätzlich $\frac{\Delta y}{y} \geq \alpha$ sein, wenn Δy registriert werden soll. Aus $\dot{y} D = n y \dot{D}$ folgt aber unmittelbar $\frac{\Delta y}{y} = n \frac{\dot{D}}{D} \Delta t = n A \Delta t$, also $n A \Delta t \geq \alpha$, was für die Zeit zwischen zwei Messungen $\Delta t \geq \frac{\alpha}{n A}$ fordert. Da empirisch $A \approx 2{,}44 \cdot 10^{-18}\,[\text{sec}^{-1}]$ fest liegt, wird Δt dann besonders klein, wenn y so gewählt wird,

daß $|n|$ möglichst hoch und die Gerätekonstante α möglichst niedrig ausfallen. Wenn ein hinreichend kleiner Wert Δt erreicht werden kann, dann besteht die Möglichkeit, die Meßpunkte $\frac{\Delta y}{y}$ im Diagramm über t aufzutragen und dem empirischen Verlauf $\frac{\dot{y}}{y}$ eine analytische Funktion $\varphi(t)$ approximativ anzupassen. Mit dieser empirischen Zeitfunktion und $A = \frac{\dot{D}}{D}$ könnte dann $D(t)$ ermittelt werden. Führt man das Integral $\psi = \frac{1}{n}\int_0^T \varphi(t)\,dt$ ein, welches auch den durch y bedingten Exponenten n enthält, und das sich vom zeitlichen Ursprung $t = 0$ des R_3 bis zum momentanen Alter $t = T$ des physischen Universums erstreckt, dann folgt aus $\frac{\varphi}{n} = \frac{\dot{D}}{D} = \frac{d}{dt}\ln D$ der Verlauf $D(T) = D_0 \cdot e^{\psi}$, wenn $D_0 = D(0)$ der Durchmesser des R_3 im Weltanfang ist. Zusammengefaßt gilt also

$$\Delta t \geqq \frac{\alpha}{nA}, \quad A(T) \approx 2{,}44 \cdot 10^{-18}\,[\mathrm{sec}^{-1}],$$

$$\psi = \frac{1}{n}\int \varphi(t)\,dt, \quad D(t) = D_0\, e^{\psi}$$

Gleichung 136a

und hieraus folgt unmittelbar $D_0 > 0$, weil stets $D > 0$ bleiben muß. Die unmittelbare Konsequenz

$$D_0 > 0$$

Gleichung 136b

bedeutet also, daß der R_3 beim Beginn der kosmischen Bewegung auf jeden Fall einen von Null verschiedenen Durch=

messer gehabt haben muß, was aber dem Televarianzkriterium aller Strukturen des R_4 entspricht. Da außerdem der R_6 als Welttensorium vorliegt welches mit $\tau > 0$ zweidimensional metronisiert ist, existieren selektive semantische Iteratoren welche semantische Syntrizen als ~~televariante~~ Basissyntropoden televarianter Areale mit zeitlich telezentrischer Tektonik induzieren. Dies bedeutet aber, daß eine syntrometrische Beschreibung der Welt als televariante Area möglich sein muß, d. h. es muß eine Fassung des Weltselektors existieren, die dem Uebergangs-

kriterium genügt.

Die Beziehung 136 liefert noch andere Aussagen. Die Terme $\varkappa_1$ und $\varkappa_3$ sind eindeutig an die Natur der Photonen gebunden, nicht aber die Blaukomponente $\varkappa_2 = -\frac{39}{11}\frac{\lambda}{c}\frac{\dot{D}}{D} = -\frac{39}{11}\frac{\lambda}{c}A$; denn hierbei handelt es sich um einen allgemeinen Energiezuwachs jeder Wellenlänge infolge einer Expansion des R_3. Da im Fall des Photons auf $\Delta t = \frac{\lambda}{\omega - c} = \frac{3\lambda}{c}$ bezogen wird und $\frac{\Delta\lambda}{\Delta t} \to \dot{\lambda}$ gilt, folgt $\frac{1}{\lambda}\frac{\Delta\lambda}{\Delta t} = -\frac{13}{11}A \to \frac{\dot{\lambda}}{\lambda}$. Im Fall ponderabler Quanten ergibt sich aus $\lambda = \frac{h}{mc}$ und Gl. 135 die Umformung

$$\frac{\dot{\lambda}}{\lambda} = \frac{d}{dt}\ln\lambda = \Big/ -\left(\frac{\dot{m}}{m} + \frac{\dot{c}}{c} - \frac{\dot{h}}{h}\right) = -\frac{13}{11}A \quad \text{oder}$$

$\frac{\dot m}{m} = \frac{\dot h}{h} - \frac{\dot c}{c} + \frac{13}{11} A$. Nach Gl. 135 ist aber $\frac{\dot h}{h} = -\frac{8}{11}\frac{\dot D}{D} = -\frac{8}{11} A$ und $-\frac{\dot c}{c} = \frac{5}{11}\frac{\dot D}{D} = \frac{5}{11} A$. Also $\frac{\dot m}{m} = \frac{10}{11} A$. Wegen $A = \frac{\dot D}{D}$ und Gl. 136a folgt $A = \dot\psi$ und dies macht die Integration $m = m_0 \cdot e^{\frac{10}{11}\psi} = m_0 \left(\frac{D}{D_0}\right)^{\frac{10}{11}}$ möglich, wenn $m_0 = m(0)$ die Masse des Quants bei Beginn der kosmischen Bewegung ist. Aus $m = m_0 \left(\frac{D}{D_0}\right)^{\frac{10}{11}}$

Gleichung 136c

folgt, daß mit fortschreitender kosmischer Bewegung die Ruhmassen aller ~~Materiefeldquanten~~ Photonen anwachsen. Eine Auswertung der Beziehungen 136a und 136c, sowie aller weiteren Aussagen, welche $D(t)$ enthalten, setzen

F. Anmerkung siehe Bd XV S. 89

eine Ermittlung von D_0 voraus, doch ist hierüber vorerst noch keine Aussage mit Ausnahme von 136b möglich. Es besteht aber die Möglichkeit nach derjenigen kritischen Wellenlänge λ_K eines Photons zu suchen, bei welcher die Blaukomponente $\varkappa_2$ durch die Lichtalterung $\varkappa_3$ kompensiert wird, d.h. bei welcher sich der durch $\dot D > 0$ bedingte Energiezuwachs in ein voranlaufendes Graviton transformiert. Die Bedingung der Kompensation wäre $\varkappa_2 + \varkappa_3 = 0$ oder $\frac{16}{9}\frac{\tau}{\lambda_K^2} - \frac{39}{11}\frac{\lambda_K}{c} \cdot A = 0$ im Momentanzustand des R_3, oder explizit $\lambda_K \approx \sqrt[3]{\frac{c\tau}{2A}}$

Gleichung 136d

Einsetzen von c und τ mit dem empirischen Wert $A \approx 2{,}44 \cdot 10^{-18}\,[sec^{-1}]$ liefert dann $\lambda_K \approx 3{,}35 \cdot 10^{-15}\,[m]$, also $\lambda_K \approx 2{,}54\ \lambda_p$, wenn $\lambda_p = \frac{h}{m_p c}$ die Wellenlänge des Protons ist. F Anmerkung siehe Bd XV S. 90 zu Kapitel I

7) Evolution der Populationen

28.8.63 Die empirisch als entelechal geschichtete Wirkungsgefüge definierten Organismen haben u. a. stets die Eigenschaft, sich fortzupflanzen und einen vorgegebenen Biotop optimal als Population zu besetzen. Bei dieser Generationsfolge kommt es aber zu Mutationen der Genstruktur, wodurch die Population, aber auch die Struktur der Organismen selbst

zeitlich geändert werden kann. Dieser empirische Sachverhalt gestattet eine analytische Untersuchung, welche aufzeigen kann bis zu welchem Maß der Quantitätsaspekt auf den Lebensprozeß anwendbar ist. Wenn ~~Ist~~ B der vorgegebene Isotop und A eine Anfangspopulation in B ist, deren Organismen so beschaffen sind, daß $q > 0$ eine Fortpflanzungseinheit bilden und jeweils eine Fortpflanzungseinheit p neuer Organismen produzieren, von denen aber $Z \leq p$ während ihrer ontogenetischen Evolution vor der Fortpflanzungsreife ausfallen. Ist $A > q$ und gibt Q die jeweilige Populationsbesetzung an,

dann gilt $Q_0 = A$ aber in der ersten Generation $Q_1 = \frac{A}{q}(p-Z) = A\frac{N}{q}$, wenn $N = p - Z$ die Zahl der tatsächlich zur Fortpflanzung kommenden Individuen ist. In der zweiten Generation wird B mit $Q_2 = A\left(\frac{N}{q}\right)^2$ und nach der Schlußweise der vollständigen Induktion durch die Generation n mit $Q_n = A\left(\frac{N}{q}\right)^n$ besetzt. Diese Generationsbesetzung des B ist im logarithmischen Maß gegeben durch $\Phi_n = \ln Q_n = n \ln \frac{N}{q} + \ln A$, während als Generationsfunktion $\Phi = \Delta \Phi_n = \Phi_n - \Phi_{n-1} = \ln \frac{N}{q}$, also im logarithmischen Maß die Änderung der Population besetzung von einer Generation zur andern

verwendet werden kann. Für diese Generationsfunktion $\Phi = \ln \frac{N}{q}$ ist stets $N < p$ solange $Z > 0$ ist d.h. es kann $\frac{N}{p} = w$ als Fortpflanzungswahrscheinlichkeit und $w_0 = \frac{q}{p}$ als entsprechende Wahrscheinlichkeit eines Fortpflanzungsereignisses interpretiert werden, sodaß $\frac{N}{q} = \frac{w}{w_0}$ und $\Phi = \ln w - \ln w_0$ gilt. Das natürliche Logarithmus einer Wahrscheinlichkeit ist aber stets nach Boltzmann der Entropie S proportional, sodaß grundsätzlich $\Phi \sim \Delta S$ ist, d.h. die Generationsfunktion ist einer Entropiedifferenz proportional. Das diesem Sachverhalt

$$\Phi = \ln w - \ln w_0 \sim \Delta S,$$
$$\frac{w}{w_0} = \frac{1}{q}(p - Z)$$

41

folgt also unmittelbar der Entropieanstieg $\Delta S > 0$ für $p - Z > q$, während für $p - Z < q$ die Entropie $\Delta S < 0$ abfällt. Die Stabilität der Besetzung des B wird also durch $\Delta S = 0$ mit $p - Z = q$ gekennzeichnet weil dann $\Phi = 0$ keinen Populationsanstieg bedeutet. Die Entropie einer Population steigt also solange bis der Biotop optimal besetzt ist. Erst wenn sich B zeitlich so ändert daß eine Abnahme der Populationsziffer erzwungen wird kommt es zu einer Entropieabnahme hinsichtlich des ursprünglichen Biotops doch ist inbezug auf den zeitlich veränderten Biotop wiederum

die Stabilität $\Delta S = 0$ eingestellt.

29.8.63 Wird $\frac{p}{q} = \varphi$ und $\frac{Z}{q} = \eta$ auf die Fortpflanzungseinheit bezogen, dann wird aus $\Phi = \ln(\varphi - \eta)$ deutlich, daß alle entelechal geschichteten Wirkungsgefüge grundsätzlich als Doppelsysteme aufgefaßt werden müssen. Ein solches Doppelsystem, welches trotz seiner Labilität existiert wird einerseits durch seine Quantität φ bestimmt welche mit der sexuellen Vitalität ansteigt, und andererseits durch seine Qualität η, welche mit abnehmender selektiver Herblichkeit abfällt. Es liegt in der Natur der Organismen ihre Eigenschaften genetisch

durch die Generationsfolge wei=
terzugeben, was in der Habi=
litätstendenz aller Organis=
men begründet liegt. Bei
diesem Vorgang kommt es
aber zu zeitlichen Mutationen
des Genogefüges, sodaß sich
das Doppelsystem Φ und damit
auch ξ und η (oder die Binärfunktion $\psi = \xi - \eta$) zeitlich än=
dern, wenn als Zeiteinheit
die Dauer einer Generation
angenommen wird. Da die ~~Muta~~
~~mutationsbedingten~~ Evolutions=
epochen laufender Mutationen
aber wesentlich größer sind,
als die Dauer einzelner Genera=
tionen kann t in guter Näherung
als stetig angenommen werden,
zumal die Mutationsfaktoren
ständig wirken und nur in

der jeweiligen ~~Generation spontan~~
manifest werden. Empirisch gibt
es drei Gruppen von Mutations=
faktoren, nämlich

a) die aus dem Biotop impli=
zierten x, welche unmittel=
bar durch jeweilige Struktur
von B gegeben sind.

b) Endogene Mutationen y,
~~c)~~ welche auf spezifische Körper=
funktionen des betr. Organismus
zurückgehen.

c) Spontanmutationen z,
welche auf die thermische
Molekularbewegung der
Gemmoleküle zurückgehen.

Alle drei Größen $x(t)$ sowie $y(t)$
und $z(t)$ sind Zeitfunktionen
deren Verlauf, wegen ihres vor=
wiegend statistischen Charak=

ters analytisch nicht erfassbar ist. Diese drei Größen können aber als generalisierte Koordinaten eines abstrakten ~~Mutations~~ Evolutionsraumes V_3 aufgefaßt werden, dessen Strukturen sich mit t ändern. Ganz offensichtlich ist dann $\Psi(x_i, t)_1^3$ und daher die totale Zeitableitung

$$\frac{d\Psi}{dt} = \dot{\Psi} + \frac{\partial\Psi}{\partial x}\dot{x}_1 + \frac{\partial\Psi}{\partial x_2}\dot{x}_2 + \frac{\partial\Psi}{\partial x_3}\dot{x}_3 = \dot{\Psi} + \bar{v}\,\mathrm{grad}\,\Psi,$$

wenn mit $(\bar{e}_i\,\bar{e}_k)_3 = \hat{E}$ des V_3 die orientierte ~~Mutations~~ Evolutionsbewegung $\bar{v} = \bar{e}_1\dot{x}_1 + \bar{e}_2\dot{x}_2 + \bar{e}_3\dot{x}_3$ eingeführt wird. Auf jeden Fall gilt $\mathrm{div}\,\bar{v} = 0$, also $\bar{v}\,\mathrm{grad}\,\Psi = \bar{v}\,\mathrm{grad}\,\Psi + \Psi\,\mathrm{div}\,\bar{v} = \mathrm{div}(\bar{v}\Psi)$ oder $d\Psi/dt = \dot{\Psi} + \mathrm{div}(\bar{v}\Psi)$. Wird vorausgesetzt, daß nur durch ~~Mutationen~~

$\bar{v}$ ~~und~~ die jeweilige Habilität in B erreicht wird (Oszillationen um die Habilität), dann gilt ~~wirken~~ $\frac{d\Psi}{dt}$ ~~dann gilt~~ $\cancel{\Psi = \Psi(x,y,z)}$ ~~also~~ $\cancel{\dot{\Phi} = 0}$ ~~und~~ $\cancel{\frac{d\Phi}{dt} = \mathrm{div}(\bar{v}\Phi)}$. ~~Da sich die Population grundsätzlich dem Biotom anpasst, kann die Habilität angenommen werden d. h. es gilt im stabilen Fall~~ $\frac{d\Psi}{dt} = \dot{\Psi}$ und daher $\mathrm{div}(\bar{v}\Psi) = 0$. Da es grundsätzlich zu Mutationen kommt, ist $\bar{v} \neq \bar{0}$ und $\Psi(x_i)_1^3$, sodaß $\mathrm{div}(\bar{v}\Psi) = 0$ im V_3 nur durch $\bar{v}\Psi = \mathrm{rot}\,\bar{\mu}$ mit $\bar{\mu}(x_i)_1^3$ erreicht werden kann, worin sich die Habilität ausdrückt. Skalarmultiplikation mit $\bar{v}$ und Subtraktion von $\bar{\mu}\,\mathrm{rot}\,\bar{v}$ ergibt $v^2\Psi - \bar{\mu}\,\mathrm{rot}\,\bar{v} = \bar{v}\,\mathrm{rot}\,\bar{\mu} - \bar{\mu}\,\mathrm{rot}\,\bar{v} = -\mathrm{div}(\bar{v}\times\bar{\mu})$, was ~~längs~~

über ein Volumen des V_3 mit $dV = dx_1 \cdot dx_2 \cdot dx_3$ integriert

$$\int_V (v^2 \Psi - \bar{\mu}\, \mathrm{rot}\, \bar{v})\, dV = -\int_V \mathrm{div}\, (\bar{v} \times \bar{\mu})\, dV = -\oint \bar{v} \times \bar{\mu}\, d\bar{F}$$

mit dem abstrakten Flächenelement $d\bar{F}$ liefert. Unter der Stabilitätsvoraussetzung können die Mutationen nur innerhalb des von $\bar{F}$ umschlossenen Volumes V stattfinden und dies bedeutet analytisch $\bar{v} \times \bar{\mu} \perp d\bar{F}$ oder $\oint \bar{v} \times \bar{\mu}\, d\bar{F} = 0$. Also

$$\int_V (v^2 \Psi - \bar{\mu}\, \mathrm{rot}\, \bar{v})\, dV = 0$$

was nur für $v^2 \Psi = \bar{\mu}\, \mathrm{rot}\, \bar{v}$ möglich ist. Stets ist $\bar{v} \parallel \mathrm{rot}\, \bar{\mu}$ also $\bar{\mu} \perp \bar{v}$ und $\bar{\mu} \parallel \mathrm{rot}\, \bar{v}$, sodaß die Stabilität auch durch $\bar{\mu} = v^2 \Psi (\mathrm{rot}\, \bar{v})^{-1}$ ausgedrückt werden kann. Substitution

in $\bar{v} \Psi = \mathrm{rot}\, \bar{\mu}$ liefert dann das Differentialgesetz $\bar{v} \Psi = \mathrm{rot}(v^2 \Psi (\mathrm{rot}\, \bar{v})^{-1})$ in welchem Ψ als Binärfunktion des Doppelsystems durch die Evolutionsbewegung ausgedrückt wird. Wenn in 5.9.63 dieser Differentialgleichung zur Kürzung $(\mathrm{rot}\, \bar{v})^{-1} = \bar{f}$ eingeführt wird, dann kann $\bar{v} \Psi = \mathrm{rot}(v^2 \Psi \bar{f}) = v^2 \Psi\, \mathrm{rot}\, \bar{f} - \mathrm{grad}(v^2 \Psi) \times \bar{f}$ umgeformt werden. Division durch $v^2 \Psi$ und Multiplikation mit $\bar{v}$ liefert dann $-\bar{v}\, \mathrm{grad}(\ln v^2 \Psi) \times \bar{f} = 1 - \bar{v}\, \mathrm{rot}\, \bar{f}$ wenn $\frac{1}{v^2 \Psi} \mathrm{grad}(v^2 \Psi) = \mathrm{grad} \ln (v^2 \Psi)$ berücksichtigt wird. Mit $\ln(v^2 \Psi) = P$ wird dann nach der Determinantenzerstellung von Vektorprodukten im V_3, auch

$-\bar{v}\,\mathrm{grad}\,P \times \bar{f} = \mathrm{grad}\,P\,\bar{v} \times \bar{f}$,
also $\mathrm{grad}\,P = (\bar{v} \times \bar{f})^{-1}(1 - \bar{v}\,\mathrm{rot}\,\bar{f})$. Ferner $d\bar{s} = \bar{e}_1 \cdot dx_1 + \bar{e}_2\,dy + \bar{e}_3\,dz$ das Linienelement im $\bar{v}$, dann folgt $\mathrm{grad}\,P\,d\bar{s} = \frac{\bar{v} \times \bar{f}}{\bar{v}^3}(1 - \bar{v}\,\mathrm{rot}\,\bar{f})\,dt$ wegen $\bar{v} = \frac{d\bar{s}}{dt}$ und $\bar{f}$ konstant ist $\mathrm{grad}\,P \cdot d\bar{s} = dP = \frac{d(v^2\psi)}{\bar{v}^2\psi}$ also $d(v^2\psi) = v^2\psi \frac{\bar{v} \times \bar{f}}{\bar{v} \times \bar{f}}(1 - \bar{v}\,\mathrm{rot}\,\bar{f})\,dt$
$= \frac{\psi}{f}(1 - \bar{v}\,\mathrm{rot}\,\bar{f})\,\bar{v}(\bar{v} \times \bar{f})\,dt$
weil $\bar{v} \perp \bar{f}$ wegen $\bar{f} = (\mathrm{rot}\,\bar{v})^{-1}$ verläuft. In Hesse Bezeichnung ist aber $\bar{v}(\bar{v} \times \bar{f}) = \bar{v}\begin{vmatrix} \bar{e}_1 & \bar{e}_2 & \bar{e}_3 \\ \dot{x}_1 & \dot{x}_2 & \dot{x}_3 \\ f_1 & f_2 & f_3 \end{vmatrix} =$
$= \begin{vmatrix} \dot{x}_1 & \dot{x}_2 & \dot{x}_3 \\ \dot{x}_1 & \dot{x}_2 & \dot{x}_3 \\ f_1 & f_2 & f_3 \end{vmatrix} = 0$ weil jede Determinante mit zwei identischen Reihen verschwindet. Einsetzen liefert $d(v^2\psi) = 0$, oder integriert $\psi \sim v^{-2}$, dem Kosinus des

Satzes 63 Problems.

$\psi(x_1, y_1, x_1, t)^3_1 = f - \eta \sim v^{-2}$,
$v^2 = \dot{x}_1^2 + \dot{x}_2^2 + \dot{x}_3^2$,
$f = \frac{r}{q}$, $\eta = \frac{Z}{q}$,
$x_{123} = \int \left((\dot{x}, \dot{y}, \frac{q}{2}) + (q_x, q_y, q_3) \right) d\,t$

Geltung β^{42}

gesetzt gebe Integrabel. Die Bivariante ψ ist nämlich die auf die Fortpflanzungsgeschwindigkeit q bezogene Zahl N der tatsächlich das Fortpflanzungsmedium kennzeichnenden Größen und drückt somit sowohl die Qualität als auch die Quantität des Doppelsystems aus. Wegen $\psi \sim v^{-2}$ nimmt ψ quadratisch mit wachsender Geschwindigkeit ab. Andererseits existiert aber der me-

Fläche Satz, womach zu einer
mit wachsender Ordinate =
zischen Differenzierung der
Ordinaten abfällt. Dies
bedeutet aber nur dann der
Konstanten der Integrierung
Integrale eine Parabel
die gewöhnliche Evolution stets
so vielfachen mehr Differen=
men höhere Ordnungszahlen =
stufen der einfachen ge=
schlossenen Wirkungsfläche
einstehen sofern $\delta z > 0$ ist
eine solche Bedingung ist
aber ordnungsmäßig erfüllt
denn selbst wenn der Extre=
dare Fall $x_1 = \frac{dx}{dz} = 0$ eintritt
so muß doch $\frac{d^2x}{dz^2} \neq 0$ bleiben
weil die Krümmung der Curve
Curvenstücke der Grenzkurve =

Länge ordnungsmäßig nicht verschwin=
den kann. Das Integral ordina=
mit die gewöhnliche Evolution stets
mischen Abständen von der ein=
geordneten Sphäre Kreislinie
Kreislinie über die Biosphäre
in die Mittlere Isosphäre
und die Isosphäre zu einer
konvexen Fläche, die sich aus
dem Prinzip des Schwerpunkts
Lesser ergibt.

Fortsetzung von Seite 296.

~~14.) Integrationsweise der Variationsaufgabe~~

14.) Integrationsweise und Lösung Fischer=
heit in

$$\delta \int_{+K,\ell}^{(\mu\pi)} y = 0, \qquad y^{(\varkappa\lambda)} = 0,$$

$$\delta^2 \int_{+K,\ell}^{(\mu,\pi)} y = 0, \qquad y^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\pi)K,\ell},$$

$$\delta \int \psi^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\pi)K,\ell} = 0, \qquad \delta q^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\pi)K,\ell} = 0,$$

$$q^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\pi)K,\ell} = \frac{\sum_{i=1}^{q} \beta^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\pi)K\ell}}{\sum_{\delta=1}^{q}} \left(\gamma^{ik}_{(\varkappa\lambda)} + R^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\pi)m} \gamma^{mk}_{(\varkappa\lambda)} \right)^{-1}$$

Fortsetzung +9 152

Kandis auf Di

doch ~~dass~~ dieses System noch keine explizite Aufspaltung des Metrikintegrals. Sind $(\varkappa,\lambda) \neq (\alpha,\beta)$ zwei verschiedene Kombinationen zur gleichen Basissignatur (μ,ν) dann folgt, wegen der Identität im Beweis $\sum q^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)\kappa,e}\, \psi^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)\kappa,e}\, \mathfrak{F}\mu = \sum q^{(\alpha,\beta)}_{(\mu\nu)\kappa,e}\, \psi^{(\alpha,\beta)}_{(\mu\nu)\kappa,e}\, \mathfrak{F}\mu$ oder das Unverschwindensein der Feldkorrelatoren bei gleicher Basissignatur

$$q^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)\kappa,e} = q^{(\alpha,\beta)}_{(\mu\nu)\kappa,e}\, \psi^{(\alpha,\beta)}_{(\mu\nu)\kappa,e}\, \psi^{(\varkappa,\lambda)-1}_{(\mu\nu)\kappa e}$$

152a

Gleichung ~~110a~~

nach Bildung des Metrikdifferentials! Ganz eindeutig mit diese Bezeichnung aber auch für $(\alpha,\beta) = (\mu,\nu)$ gelten, während $(\varkappa,\lambda) \neq (\mu,\nu)$ bleibt. ~~damit gilt~~

$$q^{(\varkappa,\lambda)}_{(\mu,\nu)\kappa,e} = q^{(\mu,\nu)}_{(\mu\nu)\kappa,e}\, \psi^{(\mu\nu)}_{\kappa,e}\, (\psi^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)\kappa,e})^{-1}$$

womit in $\mathfrak{F}\chi^{(\mu,\nu)}_{+\kappa,e} = 2\, q^{(\varkappa,\lambda)}_{(\mu\nu)\kappa,e}\, \psi^{(\varkappa\lambda)}_{(\mu\nu)\kappa,e}\, \mathfrak{F}\mu$ übergeführt werden kann was $\mathfrak{F}q^{(\mu\nu)}_{+\kappa,e} = 2\, q^{(\mu,\nu)}_{(\mu\nu)\kappa e}\, \psi^{(\alpha\beta)}_{\kappa,e}\, \mathfrak{F}\mu$ liefert. Sind Koeffizienten- und Basissignaturindex, dann kann ein Kopplungstensor nur noch in der Form $\overset{\varkappa}{\mathcal{C}}{}^{(\mu,\nu)}_{\kappa e} = \overset{\varkappa}{E}{}^{(\mu,\nu)}_{\kappa e}$ existieren und $q^{(\mu,\nu)}_{(\mu,\nu)\kappa,e}$ bedeutet

$$q^{(\mu,\nu)}_{(\mu,\nu)\kappa,e} = \mathcal{C}^{(\mu\nu)}_{\kappa e}\left(\sum_{i\varsigma=1}^{q}\left(\gamma^{i\varsigma}_{(\mu\nu)} + Q^{(\mu\nu)i}_{(\mu\nu)m}\,\gamma^{m\varsigma}_{(\mu\nu)}\right)\right)^{-1} =$$

$$= \mathcal{C}^{(\mu\nu)}_{\kappa e}\left(\sum_{i\varsigma=1}^{q}\left(\gamma^{i\varsigma}_{(\mu\nu)} + \delta^{i}_{m}\,\gamma^{m\varsigma}_{(\mu\nu)}\right)\right)^{-1} =$$

$$= \tfrac{1}{2}\,\mathcal{C}^{(\mu\nu)}_{\kappa e}\left(\sum_{i\varsigma=1}^{q}\gamma^{i\varsigma}_{(\mu\nu)}\right)^{-1} = \tfrac{1}{2}\,\mathcal{C}^{(\mu\nu)}_{\kappa e}\left(\sum_{i\varsigma=1}^{q}\gamma^{i\varsigma}_{(\mu\nu)}\right)^{-1},$$

weil sich in der Summe die antisymmetrischen Anteile kompensieren. Hinzu liefert ~~das Metrikdifferential~~

$\mathcal{F}^{(\mu\nu)}_{+\kappa\ell} \sum_{s=1}^{q} \mathcal{G}^{\dot{\imath}s}_{(\mu\nu)+} - \mathcal{C}^{(\mu\nu)}_{\kappa\ell} \psi^{(\mu\nu)}_{\kappa\ell} \mathcal{F}\mu .$

16.9.63 Mit selbstgebildeten modifizierten Fundamentaltensor $[{}^{\nu}_{\mu}\ {}^{\mu}_{\nu}]_+ = [{}^{\mu}_{+}\ {}^{\nu}_{-}]_+$ angenommen, dann kann es keine Korrelation geben, sowohl der Kontravariations- als auch der Kovariationstensor $\overset{2}{Q}{}^{(\nu\mu)} = \overset{2}{E}$ wird. Für den Übergang $q^{(\kappa\lambda)}_{(\mu\nu)\kappa,\ell} = q^{(\nu\mu)}_{(\mu\nu)\kappa,\ell} \psi^{(\nu\mu)}_{(\mu\nu)\kappa\ell} \left(\psi^{(\kappa\lambda)}_{(\mu\nu)\kappa\ell}\right)^{-1}$ gilt also für den Fundamentaltensor $q^{(\nu\mu)}_{(\mu\nu)\kappa,\ell} = \mathcal{C}^{(\mu\nu)}_{\kappa\ell} \sum_{s=1}^{q} \left(\sum_{i=1}^{q} \left(\mathcal{G}^{\dot{s}\dot{\imath}}_{(\mu\nu)} + Q^{(\nu\mu)}_{(\mu\nu)m} \mathcal{G}^{\dot{m}\dot{\imath}}_{(\mu\nu)} \right) \right)^{-1} =$

$= \mathcal{C}^{(\mu\nu)}_{\kappa\ell} \sum_{s=1}^{q} \left(\sum_{i=1}^{q} \left(\mathcal{G}^{\dot{s}\dot{\imath}}_{(\mu\nu)} + \delta^{\dot{s}}_{m} \mathcal{G}^{\dot{m}\dot{\imath}}_{(\mu\nu)} \right) \right)^{-1} =$

$= \tfrac{1}{2} \mathcal{C}^{(\mu\nu)}_{\kappa\ell} \sum_{s=1}^{q} \left(\sum_{i=1}^{q} \mathcal{G}^{\dot{s}\dot{\imath}}_{(\mu\nu)} \right)^{-1} =$

$= \tfrac{1}{2} \mathcal{C}^{(\mu\nu)}_{\kappa\ell} \sum_{s=1}^{q} \mathcal{G}^{(\mu\nu)}_{s,s} \left(\sum_{i=1}^{q} \mathcal{G}^{\dot{s}\dot{\imath}}_{(\mu\nu)} \mathcal{G}^{(\mu\nu)}_{s,s} \right)^{-1} =$

$= \tfrac{1}{2} \mathcal{C}^{(\mu\nu)}_{\kappa\ell} \sum_{s=1}^{q} \mathcal{G}^{(\mu\nu)}_{s,s} \left(\sum_{i=1}^{q} \delta^{\dot{\imath}}_{s} \right)^{-1} =$

$= \tfrac{1}{2} \mathcal{C}^{(\mu\nu)}_{\kappa\ell} \sum_{s=1}^{q} \mathcal{G}^{(\mu\nu)}_{s,s} = \tfrac{1}{2} \mathcal{C}^{(\mu\nu)}_{\kappa,\ell} \operatorname{Sp} \overset{2}{\mathcal{G}}{}^{(\mu\nu)},$

Während $\psi^{(\nu\mu)}_{(\mu\nu)\kappa,\ell} = \psi^{(\mu\nu)}_{\kappa\ell}$ pseudo-Komposition werden muß, weil im Fundamentaltensor die Kontravariation zu $(+,-)$ transponiert ist. Einsetzen des Nachverhaltes in $\mathcal{F}\mathcal{G}^{(\mu\nu)}_{+\kappa\ell} =$

$= 2\, q^{(\kappa\lambda)}_{(\mu\nu)\kappa,\ell} \psi^{(\kappa\lambda)}_{(\mu\nu)\kappa\ell} \mathcal{F}\mu =$

$= 2\, q^{(\nu,\mu)}_{(\mu\nu)\kappa,\ell} \psi^{(\mu\nu)}_{\kappa,\ell} \mathcal{F}\mu$ ergibt dann

$\mathcal{F}\mathcal{G}^{(\mu\nu)}_{+\kappa\ell} = \operatorname{Sp} \overset{2}{\mathcal{G}}{}^{(\mu\nu)}_{(\mu\nu)\kappa,\ell} \mathcal{C}^{(\mu\nu)}_{\kappa\ell} \psi^{(\mu\nu)}_{\kappa\ell} \mathcal{F}\mu ,$

Mischpolarisation mit $\delta_{\kappa,\ell}$ und Summation längs $1 \leq (\kappa,\ell) \leq q$ liefert dann wegen $\sum_{\kappa,\ell=1}^{q} \delta_{\kappa\ell} \mathcal{F}\mathcal{G}^{(\mu\nu)}_{+\kappa\ell} =$

$= \mathcal{F} \sum_{\kappa,\ell=1}^{q} \delta_{\kappa\ell} \mathcal{G}^{(\mu\nu)}_{+\kappa\ell} = \mathcal{F} \sum_{\ell=1}^{q} \mathcal{G}^{(\mu\nu)}_{+\ell\ell} =$

$= \mathcal{F} \operatorname{Sp} \overset{2}{\mathcal{G}}{}^{(\mu\nu)}$ weil $\operatorname{Sp} \overset{2}{\mathcal{G}}{}^{(\mu\nu)}_{(\mu\nu)} = 0$ ist

$\mathcal{F}$ in $\operatorname{Sp} \overset{2}{\mathcal{G}}{}^{(\mu\nu)} = \sum_{\ell=1}^{q} \mathcal{C}^{(\mu\nu)}_{\ell\ell} \psi^{(\mu\nu)}_{\ell\ell} \mathcal{F}\mu ,$

da hierbei $\psi^{(\mu\nu)}_{\ell\ell}$ pseudokompositiv ist, gilt im zweiten Approximationsbereich $\psi^{(\mu\nu)}_{\ell\ell} =$

$\mathcal{F}$ Anmerkung auf Umschlagdeckel

$= (E - e^{-\underline{\lambda}_{l,l}\mu})^{-1}$ mit $\underline{\lambda}_{l,l} = \lambda^{(\mu\nu)}_{l,l}$. Wird $x = \underline{\lambda}_{l,l}\mu$ und $\underline{a}_{ll} = a^{(\mu\nu)}_{l,l} = \mathcal{C}^{(\mu\nu)}_{l,l}(\lambda^{(\mu\nu)}_{ll})^{-1}$ verwendet, dann folgt $\mathcal{C}^{(\mu\nu)}_{ll}\,\psi^{(\mu\nu)}_{l,l}\,\mathfrak{J}\mu = \underline{a}_{ll}(e^x - E)^{-1}\mathfrak{J}(e^x - E) = \underline{a}_{l,l}\,\mathfrak{J}\ln(e^x - E) = \mathfrak{J}\ln(e^{\underline{\lambda}_{ll}\mu} - E)^{\underline{a}_{ll}}$, was eingesetzt $\mathfrak{J}\,\underline{sp}\,{}^2\overline{\gamma}_{(\mu\nu)} = \mathfrak{J}\ln\prod_{l=1}^{q}(e^{\underline{\lambda}_{ll}\mu} - E)^{\underline{a}_{ll}}$ ergibt. Nach Bildung des Metronintegrals wird dann die Lösung beschrieben durch

$$\underline{sp}\,{}^2\overline{\gamma}_{(\mu\nu)} = \mathcal{C}_{(\mu\nu)}\,|(e^{\underline{\lambda}_{kl}\mu} - E)^{\underline{a}_{k,l}}\delta_{kl}|_q$$

$\underline{\lambda}_{kl} = \lambda^{(\mu\nu)}_{kl}$, $\underline{a}_{k,l} = a^{(\mu\nu)}_{k,l} = \text{const}$

Gleichung ~~120~~ 153

wenn $\mathcal{C}_{(\mu\nu)}$ die Integrationskonstante ist. Diese endgültige Lösung des symmetronischen

Fundamentalproblems konnte wegen $\prod_{l=1}^{q} A_l = |A_{kl}\delta_{kl}|_q$ in die Fassung einer regulären Determinante gebracht werden, $\boxed{e^x\,\mathfrak{J}x =}$ was der Invarianz von $\underline{sp}\,{}^2\overline{\gamma}_{(\mu\nu)}$ gerecht wird. Zwar liefert Gl ~~120~~ 153 nicht die Elemente von $\hat{\gamma}$ explizit, wohl aber die Tensorspektren ihrer Elemente.

4) Symmetronik der Kondensationsformen

17.9.63

Die Elemente des Korrelators $\hat{\gamma}$ werden gemäß ${}^2\overline{\gamma}_{(\mu\nu)} = \underline{sp}\,{}^2\overline{\varkappa}_{(\mu)} \times {}^2\overline{\varkappa}_{(\nu)}$ durch die drei Zitterkerne ${}^2\overline{\varkappa}_{(\nu)}$ bestimmt, für welche nach CIX, 1, die Abhängigkeiten ${}^2\overline{\varkappa}_{(1)}(Z^5, Z^6)$ sowie ${}^2\overline{\varkappa}_{(2)}(Z^4)$ und ${}^2\overline{\varkappa}_{(3)}(Z^{\underline{k}})^3_1$ von den semantischen Architektur-

einheiten gelten. Diese Gitterkerne als Strukturreinheiten bestimmen wiederum die Elemente von $\hat{j}$, von denen die symmetronischen Fundamentalkondensoren und Kondenzfeldselektoren aufgebaut werden. Mit der Lösung ~~120~~ 153 des symmetronischen Fundamentalproblems und der Natur der Gitterkernselektoren kann nunmehr versucht werden, die symmetronischen Korrelationen und Koppelungen innerhalb der vier möglichen Typen kompositiver Kondensationen und der nichtkondensierten Reinpotenzen zu beschreiben. Nach CVIII gibt es die folgenden Kondensationsformen:

a) transfinite Selbstkondensationen

Bd. XI S. 129

Anmerkung ~~Bd XV Seite 2~~

bei einer Hermetrie in $(s_{(4)}, s_{(3)}) \equiv \overline{{}^2\kappa}_{(1)}$.

b) Zeitkondensationen, bei einer Hermetrie in $(s_{(4)}, s_{(3)}, s_{(2)}) \equiv (\overline{{}^2\kappa}_{(1)}, \overline{{}^2\kappa}_{(2)})$,

c) Raumkondensationen, bei einer Hermetrie in $(s_{(4)}, s_{(3)}, s_{(1)}) \equiv (\overline{{}^2\kappa}_{(1)}, \overline{{}^2\kappa}_{(3)})$.

d) Raumzeitkondensationen bei einer Hermetrie in $(s_{(\ell)})^4_1 \equiv (\overline{{}^2\kappa}_{(\mu)})^3_1$.

Zur Analyse dieser Kondensationstypen läßt man eine, der jeweiligen Kondensationsform angepasste Siebkette auf den Korrelator einwirken um anschließend die von $\overline{{}^2E}$ verschiedenen Elemente aus $\hat{j}$ nach dem Einfluß der metrischen Siebkette zu analysieren.

Im einfachsten Fall der auch ontologisch als ursprünglich anzusprechen ist (s. Bd. XI S. 129) liegende transfiniten Selbstkondensationen

Lokaler Zocischer Zeitsprung von die Terme
das Kompositionsfeld Dach Hat = mehr müssen als lokale transfinite Terme jenseits des R_4 interpretiert werden welche im R_3 dann als Spaltkonus projiziert erscheinen, wenn ihre Weltlinien auf den R_{+4} projiziert zerfällt asymptotische Nullkurven sind. da sich die Hermitische mit im $\overline{{}^2X_{(1)}}$ aufspaltet und in den höheren Krümmungsdeterminanten $\nu = 2$ und $\nu = 3$ eine Antikommutative vorliegt, mit die auf $\hat{\mathcal{F}}$ wirkende Tiefbrache die Form $S(2,3) = S(2); S(3)$ haben das $S(2,3)$; $\hat{\mathcal{F}} = \begin{pmatrix} {}^2\mathcal{F}_{(1,1)} & {}^2\mathcal{F}'_{(1,2)} & {}^2\mathcal{F}'_{(1,3)} \\ {}^2\mathcal{F}'_{(2,1)} & \overline{{}^2E} & \overline{{}^2E} \\ {}^2\mathcal{F}'_{(3,1)} & \overline{{}^2E} & \overline{{}^2E} \end{pmatrix} =$

$= \begin{pmatrix} \overline{{}^2\mathcal{F}_{(1,1)}} & \overline{{}^2X_{(1)}} & \overline{{}^2X_{(1)}} \\ \overline{{}^2X_{(1)}} & \overline{{}^2E} & \overline{{}^2E} \\ \overline{{}^2X_{(1)}} & \overline{{}^2E} & \overline{{}^2E} \end{pmatrix} =$ ~~weil~~ $\hat{\mathcal{F}}_{(a)}$!

Fortsetzung Bd XV S. 1.

Anmerkung zu Seite 97

die Bestimmung von $C_{k,e}$ in Folgenden noch durchführen. Dies gilt für den Spezialfall imaginärer und komplexer Koordinatisierung in 3 und 4.

Anmerkung zu Seite 145

Zur Wahrung der Eindeutigkeit, statt $A_{k,e}$ immer $C_{k,e}$ verwenden.

Anmerkung zu Seite 157

Im metrischen Bereich $\tau > 0$ gelten in jedem Fall die beiden Komplementärtäten Eigenwertspektren der Gl. α nicht aber im Nahen Approximationsbereich $\tau \to 0$, dann hat Beispiel das reelle Spektrum als Folge von $\tau \to 0$ ausgezeichnete Quantisierungsbedingungen, die aber als Folge der Approximation diskontinuierlich sind. alle drei Koordinatisierungstypen $\lambda_{k,e} \sqrt{\varepsilon^2 - \mu^2}$ ergeben daher dem gleichen diskontinuierlichen Eigenwertspektrum $\beta_+^{(\pm)} = \pm \pi/2 (2n_+ + 1)$ ~~wobei~~ wobei im Bereich $\beta^{(\pm)} = \pm \lambda_{k,e} \cdot y$ die Einschränkung $\lambda_{k,e}^+ y \pm \frac{\pi}{2}(2n_+ + 1)$ erreicht wird. ~~wobei~~ $\beta_-^{(\pm)} = \pm \pi (2n_- + 1)$ desgleichen folgt ~~wobei~~ $\lambda_{k,e}^- \cdot y = 2\lambda_{k,e}^+ \cdot y$. da immer $S \perp R_3$ gilt folgt mit dem normierten Orthogonalsystem $\bar{e}_s \cdot \bar{e}_k = \delta_{s,k}$ nach Quadrieren $(\lambda_{k,e}^-)^2 \cdot (\varepsilon^2 - \mu^2) = (\lambda_{k,e}^-)^2 (\bar{\varepsilon} + i\bar{\mu})^2 = \pi^2 (\bar{\varepsilon}_s (2n_s + 1) + i \bar{\mu}_k (2n_k + 1))^2$ oder $\lambda_{k,e}^-(s,k) = \pi (2n_{s,k} + 1)$ und

analog $\lambda^{+}_{k,l}(\varsigma, r) = \frac{\pi}{2}(2n_{\varsigma,r}+1)$, was nach Division durcheinander für beide Klassen von Eigenwertspektren die gleiche Beziehung, nämlich

$$r = \frac{2n_r+1}{2n_\varsigma+1}\cdot\varsigma$$

124a

Gleichung e_1

liefert. Wegen $r < \varsigma$ muß also auch für die beiden Eigenwertspektren n_r und n_ς die Bedingung $n_r < n_\varsigma$ für die ganzen Zahlen erfüllt sein. Auch muß grundsätzlich Gleichung e_1 so beschaffen sein, daß $r > 0$ positiv zählt, weil dies von der reellen Natur des R_3 gefordert wird. Der Zusammenhang zwischen $\rho_{(1)} \equiv R_3$ und den übrigen Architektureinheiten erfolgt also für $\tau \to 0$ durch zwei Systeme ganzer Quantenzahlen im Bereich $r < \varsigma$, während $r > \varsigma$ ein abklingendes Nahwirkungsfeld kennzeichnet. Fortsetzung siehe B. 12. S. 32

Anmerkung zu Band IX Seite 191

23.9.63 Die Existenz des R_6 ergab sich ~~nicht~~ aus der Hermitezität und Konvergenz der mesobarischen Gleichung im R_4, sondern aus der antihermiteschen zusätzlichen Strukturbeziehung als Folge von $\overline{{}^2g} \neq \overline{{}^2g}$ im R_4; ~~also~~ dieses Verhalten ist aber eine Folge der mesobarischen Beziehung der $R_{\pm 4}$ zum R_4, sodaß der R_6 auf diese grundsätzliche Struktureigenschaft zurückgeht.

Da τ wiederum A Gl. 100a mit $p = 2$ entspricht, können die Struktuskaskaden des Welttensoriums immer nur die Wechselbeziehungen metrischer Kondensationsstufen beschreiben, wodurch eine Metronisierung der äonischen Weltgleichung gerechtfertigt wird.

Anmerkung zu Seite 379

wenn formal $sp\,\overline{{}^2a} = \sum_s a_{s,s}$ verwendet wird.