

The Fully Geometrized Unified Field Theory by Burkhard Heim

1. The General Relativity Theory (ART)

Einstein field equations of gravitation

$$G_{ik} = R_{ik} - \frac{1}{2} R g_{ik} = -\kappa T_{ik} \quad (1)$$

with G_{ik} = Einstein tensor, $R_{ik} = R^l_{ilk} \equiv$ Ricci tensor or contracted curvature tensor of Riemann geometry, R = scalar of curvature, $g_{ik} = g_{ki}$ = metric tensor, T_{ik} = energy-momentum-density tensor, $(k, i = 1, \dots, 4)$, $\kappa = 8\pi\gamma/c^2$.

If ξ^i are euclidian coordinates of a local inertial system and x^m noneuclidian coordinates, then the two coordinate systems are joined together by the following connection:

$$g_{ik} = \eta_{lm} \frac{\partial \xi^l}{\partial x^i} \frac{\partial \xi^m}{\partial x^k} \quad (2)$$

where ξ^i is a locally inertial coordinate system and η_{ik} is the metric tensor of the flat Minkowski space-time. Contracted Riemann curvature tensor:

$$R_{ik} = g^{lm} R_{limk}, \quad (3)$$

Small gravitational fields and small velocities: Reduction of (1) to Poisson equation of the Newton theory of gravitation

$$\Delta\phi = 4\pi\gamma\rho, \quad (4)$$

ϕ = gravitation potential, γ constant of gravitation, ρ = density of matter, Δ = three-dimensional Laplace operator: div grad.

Ricci tensor

$$R_{ik} = \frac{\partial \Gamma^l_{il}}{\partial x^k} - \frac{\partial \Gamma^l_{ik}}{\partial x^l} + \Gamma^m_{il} \Gamma^l_{km} - \Gamma^m_{ik} \Gamma^l_{lm} \quad (5)$$

Christoffel symbols or affine connection Γ^l_{ik} :

$$\Gamma^l_{ik} = \frac{\partial x^l}{\partial \xi^m} \frac{\partial^2 \xi^m}{\partial x^i \partial x^k} \quad (6)$$

($\xi^m(x)$ locally inertial coordinates).

Transformation of the affine connection:

$$\Gamma^l_{ik} \longrightarrow \Gamma'^l_{ik} \equiv \frac{\partial x'^l}{\partial x^p} \frac{\partial x^n}{\partial x'^i} \frac{\partial x^m}{\partial x'^k} \Gamma^n_{pm} + \frac{\partial x'^l}{\partial x^p} \frac{\partial^2 x^p}{\partial x'^i \partial x'^k} \quad (7)$$

Connection of the affine symbols with the metric tensors g_{ik} :

$$\Gamma^l_{ik} = \frac{1}{2} g^{lm} \left(\frac{\partial g_{mi}}{\partial x^k} + \frac{\partial g_{mk}}{\partial x^i} - \frac{\partial g_{ik}}{\partial x^m} \right) \quad (8)$$

Equation of motion for a mass point m under the influence of a nongravitational force K^1 :

$$m \frac{d^2 x^i}{ds^2} + \Gamma_{ik}^i \frac{dx^i}{ds} \frac{dx^k}{ds} = K^i \quad (9)$$

Quadratic line element of Rieman geometry: $ds^2 = g_{ik} dx^i dx^k$
(in the case of a flat pseudo-Euclidian Minkowski-space-time: $g_{ik} \equiv \eta_{ik}$)
Newton approximation for a timelike componente g_0^0 :

$$g_0^0 = -1 - 2\varphi/c^2, \quad \text{with } \varphi = \gamma m/r \quad (10)$$

The only central symmetrical solution (Birkhoff theorem) for (1) are such with the metric introduced by Carl Schwarzschild:

$$ds^2 = g_{rr} dr^2 + g_{\varphi\varphi} d\varphi^2 + g_{\theta\theta} d\theta^2 - g_{00} c^2 dt^2 \quad (11)$$

$$ds^2 = - \frac{dr^2}{1 - \frac{2\gamma M}{c^2 r}} - r^2 d\varphi^2 - r^2 \sin^2 \varphi d\Theta^2 + (1 - \frac{2\gamma M}{c^2 r}) c^2 dt^2 \quad (12)$$

Planck elementary length l :

$$l = \sqrt{\frac{\hbar \gamma}{c^3}} \approx 10^{-33} \text{ cm} \quad (16)$$

(If an object with a Planck diameter would be as large as a nucleon, then the nucleon must be as large as the planet earth in comparison.)

2. Eigenvalue Equations of Metrical Structures in Micro Regions by Burkhard Heim

ψ_{ik}^1 = state function of the metric but non-hermitic R_4 -condition in the micro region
 C_p = nonlinear operator acting in that way, that by transition to the macro region the symbol of the Ricci tensor R_{ik} appears:

$$C_p \psi_{ik}^p \rightarrow R_{ik} \quad (17)$$

Equations of eigenvalues for discrete point spectra

$$C_{(p)} \psi_{ik}^{(p)} = \lambda_{(p)}(ik) \psi_{ik}^{(p)} = T_{ik}^p \quad (18)$$

$\lambda_p(i,k)$ = real eigenvalues

T_{ik}^p = energy density

Einstein (macroscopic)		Heim (microscopic)
Γ_{kl}^i	$\rightarrow$	ψ_{kl}^i
R_{kl}	$\rightarrow$	$C_p \psi_{kl}^i$
$G_{ik} = T_{ik}$	$\rightarrow$	$C_p \psi_{ik}^p = \lambda_{(p)}(ik) \psi_{ik}^p$

i, k, l run through 4 dimensions $1, 2, 3, 4 \rightarrow (18)$ are $4^3 = 64$ equations or a 8×8 components of a tensor which is defined in a R_8 .

As long as the operator C_p in (18) is nonlinear then many of the eigenvalues are zero.

Because of

$\lambda_m(k, m) = 0, \quad \lambda_m(m, k) = 0, \quad \lambda_p(m, m) = 0, \quad \lambda_m(m, m) = 0$
there are $16 + (16 - 4) + (16 - 4) = 40$ empty spectra.

The tensor of energy density T_{st} in R_8 has the following components:

$$T_{st} = \begin{pmatrix} T_{11} & T_{12} & T_{13} & T_{14} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ T_{21} & T_{22} & T_{23} & T_{24} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ T_{31} & T_{32} & T_{33} & T_{34} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ T_{41} & T_{42} & T_{43} & T_{44} & T_{45} & T_{46} & 0 & 0 \\ 0.. & 0.. & 0.. & T_{54} & T_{55} & T_{56} & 0 & 0 \\ 0.. & 0.. & 0.. & T_{64} & T_{65} & T_{66} & 0 & 0 \\ 0.. & 0.. & 0.. & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0.. & 0.. & 0.. & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (20)$$

$R_8 \equiv \{x_1, x_2, x_3\}, \{x_4\}, \{x_5, x_6\}, \{x_7, x_8\}$

$R_8 = R_3 \cup T_1 \cup S_2 \cup I_2$

$R_3 \equiv (x_1, x_2, x_3) = \text{space,}$

$T_1 \equiv x_4 = \text{ict} = \text{time coordinate,}$

$S_2 \equiv (x_5, x_6), \quad \text{with } x_5 = i\varepsilon = \text{entelechiial coordinate and } x_6 = i\eta = \text{aeonic coordinate}$

$I_2 \equiv (x_7, x_8) = \text{probability states changing coordinates}$

Physically relevant continuum: $R_6 = R_6(x_1, x_2, x_3, x_4, x_5, x_6)$

Transformation of coordinates in Riemann geometry:

$\xi_m = \xi_m(x_i), \quad (\text{with } \xi_m \text{ euclidian coordinates, } x_i \text{ non-euclidian coordinates, } m, i = 1, \dots, 4)$

Transformation of coordinates in Heim geometry:

$\xi_m = \xi_m(y_k(x_i)), \quad (y_k = y_k(x_i), \quad x_i \text{ and } y_k \text{ non-euclidian coordinates, } i, k = 1, \dots, 8)$

$$d\xi^m = \frac{\partial \xi^m}{\partial y^k} \frac{\partial y^k}{\partial x^i} dx^i \equiv \sum_{k=1}^8 \kappa_{ki}^{(k)} dx^i, \quad (27)$$

quadratic linienement:

$$ds^2 = d\xi^m d\xi^m = \left(\frac{\partial \xi^m}{\partial y^i} \frac{\partial y^i}{\partial x^i} \right) \left(\frac{\partial \xi^m}{\partial y^n} \frac{\partial y^n}{\partial x^k} \right) dx^i dx^k \equiv \sum_{l,n=1}^8 \kappa_{mi}^{(l)} \kappa_{mk}^{(n)} dx^i dx^k = \sum_{l,n=1}^8 g_{ik}^{(ln)} dx^i dx^k, \quad (28)$$

Splitting in subspaces with (27)

$$\frac{\partial \xi^m}{\partial x_i} = \sum_{\omega=1}^3 \kappa_{mi}^{(\omega)} + \kappa_{mi}^{(4)} + \sum_{\omega=5}^6 \kappa_{mi}^{(\omega)} + \sum_{\omega=7}^8 \kappa_{mi}^{(\omega)} = \kappa_{mi}^{(3)} + \kappa_{mi}^{(2)} + \kappa_{mi}^{(1)} + \kappa_{mi}^{(0)} \quad (29)$$

$\kappa_{mi}^{(\mu)}$ = "lattice cores" (with polymetric index $\mu = 0, 1, 2, 3$)

$\kappa_{ik}^{(3)} = \kappa_{ik}^{(3)}(x^1, x^2, x^3)$

$\kappa_{ik}^{(2)} = \kappa_{ik}^{(2)}(x^4)$

$$\begin{aligned}\kappa_{ik}^{(1)} &= \kappa_{ik}^{(1)}(x^5, x^6) \\ \kappa_{ik}^{(0)} &= \kappa_{ik}^{(0)}(x^7, x^8)\end{aligned}$$

The lattice cores build with different indices $v (= 0,1,2,3)$ according to (28) build up “partial structures” $g_{(\mu\nu)}^{ik}$:

$$g_{(\mu\nu)}^{ik} = \text{sp} \sum (\kappa_{(\mu)}^{im} \times \kappa_{(\nu)}^{kl}) = \kappa_{(\mu)}^{im} \kappa_{(\nu)}^{km} \quad (30)$$

With the polymetric indices one can form 4 different composition tensors or “correlators”

$$\hat{g}^{ik} = \hat{g}^{ik} \left(g_{(\mu\nu)}^{ik}, \kappa_{(\mu)}^{ik} \right)_{\mu,\nu}^3 = \hat{g}_x \text{ with } x = a, b, c, d \text{ (Dröschner und Heim 1996):}$$

$$\hat{g} = \begin{pmatrix} g_{(00)} & g_{(01)} & g_{(02)} & g_{(03)} \\ g_{(10)} & g_{(11)} & g_{(12)} & g_{(13)} \\ g_{(20)} & g_{(21)} & g_{(22)} & g_{(23)} \\ g_{(30)} & g_{(31)} & g_{(32)} & g_{(33)} \end{pmatrix} = \hat{g}_d \quad (31)$$

For instance is $g_{(21)} \equiv g_{(21)}^{ik} = \kappa_{(2)}^{mi} \kappa_{(1)}^{mk}$. (i) describes the coordinates of the different subspaces to which the metrical partial structures are referred:

$$\begin{aligned}(0) &\equiv (x_7, x_8) \\ (1) &\equiv (x_5, x_6) \\ (2) &\equiv (x_4) = t \\ (3) &\equiv (x_1, x_2, x_3) = R_3\end{aligned} \quad (32)$$

In R_8 there can affect “sieve operators” on $\hat{g}$, which fade out the structures (2),(3) or (2,3) Therefore there exist in addition to $\hat{g}_d$ three further correlators:

$$\hat{g}_c = \begin{pmatrix} g_{(00)} & g_{(01)} & \kappa_{(0)} & g_{(03)} \\ g_{(10)} & g_{(11)} & \kappa_{(1)} & g_{(13)} \\ \kappa_{(0)} & \kappa_{(1)} & E & \kappa_{(3)} \\ g_{(30)} & g_{(31)} & \kappa_{(3)} & g_{(33)} \end{pmatrix} \quad (33)$$

$$\hat{g}_b = \begin{pmatrix} g_{(00)} & g_{(01)} & g_{(02)} & \kappa_{(0)} \\ g_{(10)} & g_{(11)} & g_{(12)} & \kappa_{(1)} \\ g_{(20)} & g_{(21)} & g_{(22)} & \kappa_{(2)} \\ \kappa_{(0)} & \kappa_{(1)} & \kappa_{(2)} & E \end{pmatrix} \quad (34)$$

$$\hat{g}_a = \begin{pmatrix} g_{(00)} & g_{(01)} & \kappa_{(0)} & \kappa_{(0)} \\ g_{(10)} & g_{(11)} & \kappa_{(1)} & \kappa_{(1)} \\ \kappa_{(0)} & \kappa_{(1)} & E & E \\ \kappa_{(0)} & \kappa_{(1)} & E & E \end{pmatrix} \quad (35)$$

Correlators in which the groups of coordinates (2), (3) or (0) appear are called „hermetic“ in these coordinates (deduced from hermeneutic of geometry). Coordinates which are not involved in partial structures are „anti-hermetic“, i.e. pseudo-euclidian).

Physical-energetic events only happen in R_6 , therefore the coordinates (x_7, x_8) from (2) must be ignored $\rightarrow$

$${}^2\bar{g}_a = f(\bar{\kappa}_{(1)})$$

$${}^2\bar{g}_b = f(\kappa_{(1)}, \kappa_{(2)}) \quad (36)$$

$${}^2\bar{g}_c = f(\kappa_{(1)}, \kappa_{(3)})$$

$${}^2\bar{g}_d = f(\kappa_{(1)}, \kappa_{(2)}, \kappa_{(3)})$$

Compton-wave length: $\lambda_c = \frac{h}{mc}$,

Schrödinger
 $\checkmark$ Radius of gravitation of a particle: $a = \frac{\gamma h}{c^4} = \frac{2\gamma m}{c^3}$. The product yields nearly the quadrat of the Planck length ℓ (see 16)
Herm developed a similar expression by exact calculation:
 $\rightarrow$ „Metron“ $\tau = a \lambda_c = \frac{\gamma h}{8c^3} = \frac{1}{2} \lambda_c^2$ (1 = Planck length, see (16))
 $6,15 \times 10^{-70} \text{ m}^2$

$\rightarrow$ Differential Calculus $\rightarrow$ Differences Calculus

$f(x_k) \rightarrow \varphi(n_1, \dots, n_L)$ („metronic function“, $L = 6$, $n =$ number of elementary areas τ)

Example: „metronic differential“ ∂_i

$$\partial_i \varphi(n_1, \dots, n_L) = \varphi(n_1, \dots, n_L) - \varphi(n_1, \dots, n_i - 1, \dots, n_L). \quad (37)$$

Variables of coordinates

$x^\lambda \rightarrow C^\lambda$ („lattice selectors“, acting on n)

$$x^\lambda = C^\lambda; n = \alpha_k ()_k; n \quad (38)$$

„()“ designed a holder of place

deviation:

$$d/dx^k \rightarrow \delta_k = \delta/\alpha_k \text{ (with } \alpha_k = \kappa_k \sqrt{\tau} \text{)}$$

Coordinates in curved space:

$\xi_\lambda = \psi_\lambda; n$, with $\psi_\lambda =$ „hyperselector“

Christoffel symbols $\rightarrow \equiv \Gamma_{kl}^i(\tau) = \left[\frac{i}{kl} \right]_{(a,b,c,d)} =$ „fundamental condensor“

Fundamental tensor $g_{ik} \rightarrow$ fundamental selektor ${}^2\bar{\gamma}$:

$$g_{(ab)}^{ik} = \gamma_{(ab)}^{ik}; n \quad (39)$$

with

$$\gamma_{(ab)}^{ik} = sp({}^2\bar{a} \times {}^2\bar{b}) \neq \gamma_{(ab)}^{ik} * \quad (40)$$

$${}^2\bar{a} = \kappa_a^{ik} \text{ and } {}^2\bar{b} = \kappa_b^{ik}$$

Covariante form of fundamental condensers analog to (8):

$$\Gamma_{ikl}^{(ab)}(\tau > 0) \equiv [\Gamma_{ikl}]_{(ab)}; n \quad (41)$$

Mixed-variante form

$$\gamma_{(cd)}^{ip} [ikl]_{(ab)} = \sum_{v=1}^N c_v^i d_v^p [ikl]_{(ab)} \equiv [k^i l]_{(ab)}^{(cd)} \equiv \begin{bmatrix} c & d \\ a & b \end{bmatrix} \quad (42)$$

The contravariante index i is supplied by the lattice core ${}^2\bar{c}_{(-)}$, and the index p from ${}^2\bar{d}_{(+)}$ makes possible the summation. (ab) is designed by „basic-signatur“ and (cd) by contra-signatur. $(- +)$ and $(+ -)$ is the „acting-signatur.“

In $R_6 \rightarrow 81$ condensators $(42) \equiv$ real forces!

Changing the steps of variances in Riemann-Geometry: $g_{ik}g^{jk} = \delta_i^j$

In metron-theory they are interactions or „correlations“ which build up a „correlations-selector“ Q_k^i :

$$Q_k^i(c^a d^b) = g_{(cd)}^{is} g_{(ab)sk} = \left(\gamma_{(cd)}^{is}; \left(\gamma_{(ab)sk} \right); n = F_k^i \begin{pmatrix} c & d \\ a & b \end{pmatrix}; n \neq \delta_k^i \right) \quad (43)$$

$$Q_m^i(c^a d^b) = F_m^i(c^a d^b) - \delta_m^i E, \quad E = [1] \quad (44)$$

Parallel translations with $[k^i l]_{(ab)}^{(cd)}$ and with $Q_m^i(c^a d^b) [k^m l]_{(ab)}^{(cd)}$ possible.

→ basic law of structure condensations:

$$\begin{bmatrix} i \\ kl \end{bmatrix} = \sum_{a,b,c,d=1}^{\omega^4} \left(\begin{bmatrix} c & d \\ a & b \end{bmatrix} + sp^2 \bar{Q} \begin{pmatrix} c & d \\ a & b \end{pmatrix}; \left(\begin{pmatrix} c & d \\ a & b \end{pmatrix} \right) \times \begin{bmatrix} c & d \\ a & b \end{bmatrix} \right) \quad (45)$$

(with $\omega = 3$).

„Structure-compressor“ ${}^4\bar{\rho}_{klmp}^i$: (corresponding to the curvature tensor in the Riemann Geometrie R_{klmp}^i):

$$R_{klmp}^i \rightarrow {}^4\bar{\rho}_{klmp}^i; n = \left(\delta_m \begin{bmatrix} i \\ kp \end{bmatrix} - \delta_p \begin{bmatrix} i \\ km \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} i \\ ms \end{bmatrix}; \left(\begin{bmatrix} s \\ kp \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} i \\ ps \end{bmatrix}; \left(\begin{bmatrix} s \\ km \end{bmatrix} \right); n = K_p^{(m)}; \begin{bmatrix} i \\ km \end{bmatrix}; n \right) \quad (46)$$

Heim's field equations as eigenvalues equations

According to (24) and (46)

$$K_p^{(m)}; \begin{bmatrix} i \\ km \end{bmatrix}; n = \lambda_p(k, m) \times \begin{bmatrix} i \\ km \end{bmatrix}; n \quad (47)$$

with the „structure selector“ $K_p^{(m)}$

λ -values $\equiv$ steps of structural condensations $\equiv$ sum of the energetic states of the partial structures

Equation (47) expressed by the selector $L_p^{(m)}$ yields the „world-selector-equation“.

$$L_p^{(m)} \equiv K_p^{(m)} - \lambda_p(k, m) \times \left(\begin{bmatrix} i \\ km \end{bmatrix} \right) = {}^4\bar{0} \quad (48)$$

Number of equations: (according to i,k,m,p and 6 dimensions=) $6^4 = 1296$.

Forming the trace of the world-selector-equation and reductions

$\tau \rightarrow 0$, $\kappa_{\lambda\mu} \kappa_{\nu\mu} \rightarrow g_{\lambda\mu}$, $R_6 \rightarrow R_4 \rightarrow$ Einstein field equations (1).

Solution of the worldselector-equation

$$K_m; \begin{bmatrix} i \\ kl \end{bmatrix} = \lambda_m(k, l) \times \begin{bmatrix} i \\ kl \end{bmatrix} \quad ()$$

i.e.

$$\left(\delta_l \begin{bmatrix} i \\ km \end{bmatrix} - \delta_m \begin{bmatrix} i \\ kl \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} i \\ ls \end{bmatrix}; \begin{pmatrix}) \\ km \end{pmatrix} - \begin{bmatrix} i \\ ms \end{bmatrix}; \begin{pmatrix}) \\ kl \end{pmatrix} \right) \begin{bmatrix} s \\ kl \end{bmatrix} = \lambda_m(k, l) \begin{bmatrix} i \\ kl \end{bmatrix} \quad (46)$$

for the eigenvalues $\lambda_m(k, l)$ by B. Heim (1983) (only some hints).

$k = m$ in (46):

$$\left(\delta_l \begin{bmatrix} i \\ mm \end{bmatrix} - \delta_m \begin{bmatrix} i \\ ml \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} i \\ ls \end{bmatrix}; \begin{pmatrix}) \\ mm \end{pmatrix} - \begin{bmatrix} i \\ ms \end{bmatrix}; \begin{pmatrix}) \\ ml \end{pmatrix} \right) \begin{bmatrix} s \\ ml \end{bmatrix} = \lambda_m(m, l) \begin{bmatrix} i \\ ml \end{bmatrix} \quad (47)$$

Forming the corresponding expression for $\lambda_l(m, m) \begin{bmatrix} i \\ mm \end{bmatrix}$ and adding up (47) yields

$$\lambda_m(m, l) \begin{bmatrix} i \\ ml \end{bmatrix} + \lambda_l(m, m) \begin{bmatrix} i \\ mm \end{bmatrix} = 0 \quad (48)$$

Substituting the eigenvalue ratio

$$a_{ml} = - \frac{\lambda_l(m, m)}{\lambda_m(m, l)} \quad (49)$$

in (46)

$$\left(\frac{a_{km}}{a_{kl}} \delta_l - \delta_m \right); \begin{bmatrix} i \\ kl \end{bmatrix} + \left(\frac{a_{ls} a_{lm}}{a_{lk} a_{kl}} - \frac{a_{ms} a_{km}}{a_{mk} a_{kl}} \right); \begin{bmatrix} i \\ kl \end{bmatrix}; \begin{pmatrix}) \\ kl \end{pmatrix} \begin{bmatrix} s \\ kl \end{bmatrix} = \lambda_m(k, l) \begin{bmatrix} i \\ kl \end{bmatrix} \quad (50)$$

or with the abbreviations

$$\alpha_m^{(kl)} = \frac{a_{km}}{a_{kl}}, \quad b_{ms}^{(kl)} = \left(\frac{a_{ls} a_{lm}}{a_{lk} a_{kl}} - \frac{a_{ms} a_{km}}{a_{mk} a_{kl}} \right), \quad (51)$$

$$\alpha(k, l) = \sum_{m=1}^q \alpha_m^{(kl)}, \quad b_s^{(kl)} = \sum_{m=1}^q b_{ms}^{(kl)}, \quad \lambda(k, l) = \sum_{m=1}^q \lambda_m(k, l) \quad (52)$$

$$\left(\alpha(k, l) \delta_l - \delta_m \right); \begin{bmatrix} i \\ kl \end{bmatrix} + b_s^{(kl)}; \begin{bmatrix} i \\ kl \end{bmatrix}; \begin{pmatrix}) \\ kl \end{pmatrix} \begin{bmatrix} s \\ kl \end{bmatrix} = \lambda(k, l) \begin{bmatrix} i \\ kl \end{bmatrix} \quad (53)$$

and further conversions with the “condensor-aggregate“

$$\psi_{kl} = \frac{b_s^{(kl)}}{\lambda(k, l)} \begin{bmatrix} i \\ kl \end{bmatrix} \quad (54)$$

and the abbreviations

$$\bar{\alpha}_{kl}^{-1} \delta \bar{u} = \frac{\alpha_l \delta_{kl}}{a(k, l) - 1} - \sum_{m \neq l} \alpha_m \delta_m = \delta N_{kl} \quad (55)$$

$${}^+ \Lambda_{kl} = {}^+ \lambda(kl) \delta N_{kl}, \quad N_{kl} = \varepsilon_{kl} \mu; n, \quad \mu = \sum_{s=1}^q \alpha_s \left(\begin{matrix} \\ s \end{matrix} \right), \quad \varepsilon_{kl} = \frac{1}{a(kl) - q} \quad (56)$$

one gets the first metron integral (with the integration constante C_{kl}):

$$(E - \psi_{kl})^{\Lambda_{kl}+1} \psi_{kl}^{\Lambda_{kl}-1} = 2^{-2\Lambda_{kl}} C_{kl} e^{-\lambda_{kl} \mu} \quad (57)$$

λ_{kl} algebraic given by the components $\lambda_m(k, l)$. ψ_{kl} correspond to correlations of components of in discrete point spektra lying in metrical steps of condensations.

Extrema: $\psi_{kl}; n = 1$, reachable with:

$$(\lambda_{kl}; n)_{\text{extr}} = \alpha + i\beta, \quad (58)$$

since the exponent than = 0:

$$e^{-\alpha} e^{-i\beta} = e^{-\alpha} (\cos \beta - i \sin \alpha) \quad \text{for } \cos \beta = 0 \text{ and } \sin \beta = 0$$

The imaginary series of metron numbers make possible on principle 4 eigenvalue spectra:

$$\beta_{\pm}^{(\pm)} = \pm \frac{\pi}{2} (2n_{\pm} + 1), \quad \beta_{\pm}^{(\pm)} = \pm \pi n \quad (59)$$

Only $\text{Im}(\lambda_{kl} N)$ leads to an eigenvalue spectrum in discrete point spectra.

→ only the existence of imaginary world coordinates x_4, x_5, x_6 provide metrical steps of condensations as steps in the projection in R_3 and a physical events.

Components of the fundamental selektor γ_{ik} derivable from (54):

$$\psi_i = \sum_{k,l=1}^q \left[\begin{matrix} i \\ kl \end{matrix} \right] = \gamma^{is} \sum_{k,l=1}^q [skl] = \frac{1}{2} \gamma^{is} \sum_{k,l=1}^q (\delta_k \gamma_{sl} + \delta_l \gamma_{ks} - \delta_s \gamma_{kl}) = \frac{1}{2} \gamma^{is} (2\delta_s - \delta_s \gamma) \quad (60)$$

From that follows the 2. metronintegral (with the integration constante)

$$\sum_{k=1}^q \gamma_{ik} = A_i \exp \left(\sum_{k,l=1}^q c_{kl}^{(i)} S \psi_{kl} \delta_{\mu} \right), \quad \text{with} \quad c_{kl}^{(i)} b_i^{(kl)} = 2\lambda(k, l) \quad (61)$$

Extrema of the hermetric components of ${}^2\bar{\gamma}$ falling together with eigenvalues of the linear condensoraggregates ψ_{kl} in (59). Extrema of the hermetric components of the fundamental selector ${}^2\bar{\gamma}$ (as turning regions) falling together with minima of the ψ_{kl} :

$$\gamma_{kl}^w \equiv \psi_{kl}^{(\min.)} = 0, \quad \psi_{kl}^{(\max)} = E \dots \dots \dots (60).$$

7. Die dynamische Innenstruktur der Elementarteilchen und die dynamische Struktur des Vakuums

By approximations from few to many metrons in (57) there result in reference to R_3 four different ranges of validity of the metrical components of the fundamental condensor

1. "Metronic range": number of metrons low, $\lambda_{kl}\mu; n \approx \Lambda_{kl} \neq 0$.
2. Range of high number of metrons, $\lambda_{kl}\mu; n \gg \Lambda_{kl} \approx 0$. From (57) follows

$$\psi_{kl} \approx [E + C_{kl} \exp(-\lambda_{kl} \mu)]^{-1} \quad (62)$$

$$(\text{with } \mu = \alpha + i\beta, \quad \alpha = \sqrt{\tau} \sum_{k=1}^3 ()_k, \quad i\beta = \sqrt{\tau} \sum_{k=4}^6 ()_k)$$

3. "infinitesimal range", number of metrons $n \rightarrow \infty$ and $\tau \rightarrow 0$. Action of selectors will be the field function $\psi_{kl}; n \rightarrow \psi_{kl}(x_s)_1^q$

$$\psi_{kl} \approx [1 + \exp(-\lambda_{kl} iy)]^{-1} \quad (63)$$

$$\text{In that is } y = \sqrt{\rho^2 - r^2}, \text{ with } r^2 = \sum_{k=1}^3 x_k^2 \text{ and } \rho^2 = x_5^2 + x_6^2 + x_4^2.$$

4. "Macroscopic range", the fundamental condensor approximates exponential a onstante value

$$\psi = (1 + Ce^{\pm \lambda r})^{-1}, \quad \text{für } r^2 \gg \rho^2 \quad (64)$$

The physical meaning of the hermetie types a, b, c, d of the world structure in the single ranges of validity now can be investigated.

Gravitons

2. Range of validity:

$$a \equiv (x_5, x_6), \quad K = 5 \text{ and } 6$$

$$\mu = i\sqrt{\left[\left(\begin{smallmatrix} i \\ 55 \end{smallmatrix} \right) + \left(\begin{smallmatrix} i \\ 66 \end{smallmatrix} \right) \right]}. \text{ It is } C_{km} = 1 \text{ and } \mu; n \rightarrow \rho, \text{ with } \rho^2 = x_5^2 + x_6^2$$

Writing the eigenvalue ratios s and t according to (48)

$$\begin{bmatrix} i \\ 55 \end{bmatrix} = s \begin{bmatrix} i \\ 56 \end{bmatrix} \text{ and } \begin{bmatrix} i \\ 66 \end{bmatrix} = t \begin{bmatrix} i \\ 56 \end{bmatrix}. \text{ Using the abbreviation } \psi^i = \begin{bmatrix} i \\ 55 \end{bmatrix}; n$$

than with $\lambda_1 = \lambda_6(5,5)$ and $\lambda_2 = \lambda_2(6,6)$ and a factor α which is construed from s and t (by 53) one gets:

$$s\lambda_1 \psi^i = (\delta_5 - s\delta_6); \psi^i - \frac{\alpha}{s} \psi^i \psi^6 \quad (65)$$

$$t\lambda_2 \psi^i = (\delta_6 - t\delta_5); \psi^i - \frac{\alpha}{s} \psi^i \psi^5 \quad (66)$$

This are 4 metron differentials for $i = 5$ and $i = 6$. With the abbreviations $\lambda = s\lambda_1 + t\lambda_2$ and $\psi = \psi_5 + \psi_6$ is

$$\lambda \psi = - \left[(t-1)\delta_5 + (s-1)\delta_6 \right]; \psi - \frac{\alpha}{s} \psi^2 \quad (67)$$

In the 3. Range of validity, is $\psi \rightarrow \varphi$ and $\varphi \rightarrow \alpha \varphi' / a$. With $\varphi(x_5, x_6) = \varphi(\xi)$ follows

$$\frac{d\varphi}{d\xi} + \varphi^2 = -\lambda \varphi, \text{ with } \frac{d\varphi}{d\xi} = \frac{d\varphi}{dx_5} + \frac{d\varphi}{dx_6} \quad (68)$$

That equation can be interpreted as metricla actions which will appear as gravitons when they cut the space-time R_4 .

Photons

$b \equiv (x_4)$

The state $\psi = \frac{d\varphi}{d\xi}$ with the eigenvalues λ in the 3. Range of validity fulfil the wave equation

$$\ddot{\psi} + \left(\frac{\lambda c}{2}\right)^2 \psi = 0 \quad (69)$$

which characterizes the propagation law of electro-magnetic waves or photons.

First hints to Elementarteilchen

Elementarteilchen

Die Klasse der Hermetrieformen c und d komplexer Kondensationen ist dadurch gekennzeichnet, dass im Linearaggregat μ der Gitterselektoren neben reellen Koordinaten r auch imaginäre Koordinaten auftreten ($\mu^2 = y^2 = \rho^2 - r^2$). Die Kondensationstypen λ_{kl} y genügen dem zweideutigen Imaginärspektrum (59), wobei die Eindeutigkeit

$$\beta_+^{(+)} = \lambda_{kl}^+ y = \frac{\pi}{2} (2n_+ + 1) \quad (71)$$

oder
$$\lambda_{kl}^+ (\rho, r) = \frac{\pi}{2} (2n_{pr} + 1) \quad (72)$$

nachgewiesen werden kann. Bildung des Eigenwertverhältnisses

$$\frac{\lambda_{kl}^+(r)}{\lambda_{kl}^+(\rho)} = \frac{2n_r + 1}{2n_\rho + 1} = \frac{r}{\rho} \quad (73)$$

liefert einen Zusammenhang zwischen R_3 und den Koordinaten x_4, x_5, x_6 im Bereich $r < \rho$ durch zwei Systeme n_r und n_ρ ganzer Quantenzahlen, während $r > \rho$ ein abklingendes Nahwirkungsfeld kennzeichnet.

Da für r und ρ zeitliche Ableitungen existieren müssen ($\dot{\rho} = w$ und $\dot{r} = v$) ist

$$dy^2 = d\rho^2 - dr^2 = (\dot{\rho}^2 - \dot{r}^2) dt^2 = w^2 \left(1 - \frac{v^2}{w^2}\right) dt^2, \quad (74)$$

und mit $\beta = v/w$ wird daraus

$$y = \int w \sqrt{1 - \beta^2} dt = \rho \sqrt{1 - \beta^2} + \int \rho \frac{\beta \dot{\beta}}{\sqrt{1 - \beta^2}} dt, \quad (75)$$

Wegen $1 - \beta^2 > 0$ ist im 3. Gültigkeitsbereich das Erreichen einer geodätischen Nulllinie unmöglich.

Die komplexen Kondensationen c und d zeigen Eigenschaften, wie sie wägbare Materiefeldquanten besitzen (d.h. sie können niemals die Lichtgeschwindigkeit erreichen), so dass die Eigenwerte λ_{kl} im Fall der komplexen Kondensationen *Quantenstufen ponderabler Materie* beschreiben.

Bei der Raumkondensation mit x_4 -Antihmetrie werden die Elementarkorpuskeln bzw. deren λ_{kl} -Niveaus durch kritische Radien $\rho_1 = x_{51}$ gekennzeichnet. Unterhalb dieser Grenze beschreibt ψ_{kl} ein komplexes Schwingungsfeld. Auf der Fläche $r = \rho_1$ bleibt ψ_{kl} konstant, und jenseits von ρ_1 wird es zu einem exponentiell abklingenden Nahwirkungsfeld.

Für $r \gg \rho$ gilt wegen der Konvergenz des Feldverlaufs im 4. Gültigkeitsbereich $\psi = (1 - e^{-\lambda r})^{-1}$. Dieser Feldverlauf entspricht einem Gravitationsfeld, das sich darin äußert, dass keine zweideutige Lösung auftritt, was den unipolaren Charakter dieses Feldes widerspiegelt.

Für die Hermetrieform c gibt es drei ausgezeichnete Längen im R_3 , die durch r und x_6 beschrieben werden:

- (1) einen internen Gravitationswellenradius,
- (2) eine Materiewellenlänge und
- (3) die Gravitationswellenlänge

Daher gibt es für $(k,l) = \frac{x_6}{r}$ drei Interpretationsmöglichkeiten: (1,2), (1,3) und (2,3).

Die Gravitationswellenlänge wird durch die de Broglie-Wellenlänge $\Lambda = \frac{h}{\mu\omega} = 2D$ der

Gravitationsfeldmasse $\mu = m - m_0 = \frac{3\gamma}{16c^2} \frac{m^2}{r_0}$ definiert, worin m_0 = Nukleonenmasse im

Abstand r_0 und $r_0 = \frac{\lambda}{2} = \frac{h}{2mc}$ den Korpuskelradius (2) bedeuten. Damit wird

$D = \frac{\lambda}{2} = \frac{h^2}{\gamma m^3} \equiv (3)$. Der Gravitationswellenradius läßt sich aus dem von Heim erweiterten

Gravitationsgesetz mit dem Potential

$$\varphi = \frac{\gamma m}{r} \left(1 - \frac{r}{D}\right)^2 \quad (76)$$

herleiten und ergibt (1) $\equiv \frac{h^2}{2\gamma} m(m^4 + \omega c \frac{h^2}{\gamma^2})^{-1}$.

Für Raumkondensationen ist $\rho^2 = x_5^2 + x_6^2$. Das ergibt für die Klassen der Eigenwertsektren (n_r und n_p)

$$r = \frac{2n_r + 1}{2n_p + 1} \sqrt{x_5^2 + x_6^2} \quad (77)$$

n_r und n_p beschreiben den Verlauf der metronischen Eigenwerte im Bereich $0 \leq r^2 < \rho^2(x_5, x_6)$, wobei $n_r < n_p$ gilt. Im Fall $x_6 = 0$ ist $r = x_5$. Auf der singulären Fläche ist nach Quadrieren von Gleichung (77) und Nullsetzen des Produkts mit dem Faktor x_6 :

$$(k,l) = \frac{x_6}{r} = \pm 2(2n_r + 1)^{-1} \sqrt{(n_p + n_r + 1)(n_p - n_r)} = \pm \frac{2}{2n_r + 1 - 2l} \sqrt{l(2n + 1 - l)} = \pm 2f(n,l) \quad (78)$$

wenn $l = n_p - n_r = n_p - n$ eine beliebige ganze Zahl ist.

Die Analyse der drei theoretisch möglichen Interpretationen für (k,l) ergibt, dass nur (2,3) ein echtes Massenspektrum liefert, weil nur in diesem Fall die Massenwerte für alle Quantenzahlen $n \geq 0$ reelle Zahlen sind:

$$(2,3) = \frac{r_0}{D} = \frac{1}{2} \frac{\gamma m^2}{hc} = 2f(n,l) \quad (79)$$

Für $n = 0$ muß $m = 0$ sein. Das liefert für den Wert l in der Anpassung $l = 1$ und somit für das *Spektrum neutraler Massen*:

$$m(n) = 2 \sqrt{\frac{ch}{\gamma}} \frac{\sqrt[4]{2n}}{\sqrt{2n-1}} \quad (80)$$

Die Projektion der x_6 -Koordinate bewirkt im R_3 die quantenhafte Materiewellenlänge (2), während die x_5 -Wirkung als Gravitationsfeld-Wellenlänge (3) die Grenze des attraktiven Gravitationsfeldes angibt.

Die Hermetrieform c beschreibt *Neutrokorpuskeln*, deren Wechselwirkung nur aus einem Gravitonenaustausch und einem solchen der Nahwirkung bestehen kann. Die hermetrischen Einheiten bei der Kondensation sind Zeitfunktionen derart, dass die Quantenzahlen n mit der Zeit anwachsen. Nur in einem bestimmten Zeitintervall beschreibt n eine stabile Neutrokorpuskel, die danach in andere übergehen kann.

Die Lösung der totalen R_6 -Hermetrie d ähnelt weitgehend dem Formalismus der c -Hermetrie, nur dass die Zeit als x_4 -Koordinate in $i\beta$ berücksichtigt werden muß. Von der d -Struktur geht eine Struktur aus, die einem Schwingungsgesetz genügt und sich mit Lichtgeschwindigkeit im R_3 ausbreitet. D kann als Raumkondensation aufgefaßt werden, die als Folge der in den Kondensationsprozeß mit einbezogenen Zeitdimension an ein elektromagnetisches (Photonen-) Feld gekoppelt ist, d.h. die Elementarstrukturen sind *elektrisch geladene Korpuskeln*, die bei Wechselwirkungen Photonen austauschen können.

In der Formel für das Massenspektrum der d -Formen taucht eine zweideutige Funktion in den Raumkondensationen auf, die als Quellen und Senken bzw. als elektrisches Ladungsfeld aufgefaßt werden kann.

Elementarladung und Feinstrukturkonstante

Im ladungsfreien Fall (Ladungsquantenzahl $q = 0$) geht das Massenspektrum $m(n,q)$ in dasjenige der Neutrokorpuskeln $m(n)$ über. Es ergibt sich:

$$m(n,q) = m(n) \eta_q, \quad \text{mit} \quad \eta_q = \frac{\sqrt[4]{\pi^4}}{4q^4 + \pi^4}, \quad (81)$$

wobei η_q die Folge eines Extremalprinzips ist, wonach $m(n,q)$ stets die niedrigsten Werte anstreben muß. Als Konsequenz dieses Extremalprinzips folgt unmittelbar, dass ein minimales elektrisches Ladungsfeld $\varepsilon^\pm$ als elektrisches Ladungsquant existieren muß, für welches mit den Naturkonstanten der Influenz ε_0 der Induktion μ_0 , also dem elektromagnetischen

Wellenwiderstand des Leerraumes $R_- = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}}$ und dem auf 2π bezogenen Wirkungsquant $\hbar$

die Darstellung

$$\varepsilon_\pm = \pm \frac{3}{\pi^2} \sqrt{\frac{\hbar}{R_-}} \quad (82)$$

folgt.

Der Faktor 3 vor der Wurzel könnte Anlaß zu der Spekulation geben, dass die Elementarladung $\varepsilon^\pm$ aus drei Partialladungen zusammengesetzt sein könnte, wie dies in der Quark-Theorie gefordert wird. Die empirisch bestimmte Elementarladung $e_\pm$ unterscheidet sich etwas vom theoretisch bestimmten Wert $\varepsilon^\pm$. Diese Diskrepanz führt Heim auf die Wechselbeziehung verschiedener Komponenten des Ladungsfeldes zurück, die eine Reduktion des $\varepsilon^\pm$ -Ertes auf $e_\pm$ bedingen. Heim nimmt an, dass es ein reduziertes Ladungsfeld e_r für $q = 1$

gibt, so dass das Verhältnis der Energien eines d-Terms zum komplementären c-Term gegeben ist durch

$$\frac{E(n,1)}{E(n)} = \left(\frac{e_r}{\varepsilon_{\pm}} \right)^2 = \frac{m(n,1)}{m(n)} = \eta_1 \quad (83)$$

mit
$$\eta_1 = \eta = \sqrt[4]{\frac{\pi^4}{4 + \pi^4}} \quad (84)$$

Die reduzierte Ladung $e_r = \varepsilon_{\pm} \sqrt{\eta}$ und die Differenz könnten ebenso eine weitere Komponente $e_d = \varepsilon_{\pm} - e_r$ liefern wie das arithmetische Mittel $2e_w = \varepsilon_{\pm} + e_r$. Daraus folgt die *elektrische Elementarladung*

$$e_{\pm} = \frac{1}{2} \sqrt{e_r^2 + e_w^2} = \frac{1}{2} \varepsilon_{\pm} \sqrt{\frac{\mathcal{G}}{2}} = \pm \frac{3}{4\pi^2} \sqrt{\frac{2\mathcal{G}\hbar}{R_-}}, \quad (85)$$

mit
$$\mathcal{G} = 5\eta + 2\sqrt{\eta} + 1, \quad (86)$$

was keinerlei Abweichungen zur Empirie mehr aufweist.

Wird mit $e_{\pm}^2$ in der quantenelektrodynamischen Darstellung der *Sommerfeldschen Feinstrukturkonstante* $\alpha' \sim e_{\pm}^2$ substituiert, so ergibt sich eine nur von π abhängige Darstellung

$$\alpha' = \frac{9}{(2\pi)^5} \mathcal{G} \frac{1}{\alpha'} = 137,038. \quad (87)$$

Die Abweichung α' vom empirischen Wert α beträgt in dieser Näherung noch 0,015‰. Sie wird aber später weiter korrigiert.

Die imaginären Hermetrieformen a und b stellen imponderable, die komplexen Formen c und d ponderable Materiefeldquanten dar. Ursache für die Ponderabilität sind metrische Kondensationsstufen des R_3 . Das elektrische Ladungsfeld ist die Folge der Einbeziehung von Zeitkondensationen in den komplexen Kondensationsprozeß einer Struktur. Die Terme im Spektrum der Trägheitsmassen $m(n,q)$ liegen dermaßen dicht, dass man nur von einem *Pseudokontinuum* sprechen darf. Dieses Pseudokontinuum enthält alle möglichen photonischen Feldmassen, dem ein diskretes Spektrum ponderabler c- und d-Terme überlagert ist.

First Hints to Geometrical Meanings of the Properties of Elementary Particles

The connection between R_3 and x_4, x_5, x_6 in the range $r < \rho$ follows from 2 systems n_r and n_ρ of quantum numbers

$$r = \frac{2n_r + 1}{2n_\rho + 1} \rho \quad (65)$$

$r > \rho$ designates a decending field of close action.

For $\dot{\rho} = w$ and $\dot{r} = v$ is

$$dy^2 = d\rho^2 - dr^2 = (\dot{\rho}^2 - \dot{r}^2)dt^2 = w^2 \left(1 - \frac{v^2}{w^2}\right) dt^2, \quad (66)$$

with $\beta = v/w$ follows

$$y = \int w \sqrt{1 - \beta^2} dt = \rho \sqrt{1 - \beta^2} + \int \rho \frac{\beta \dot{\beta}}{\sqrt{1 - \beta^2}} dt, \quad (67)$$

Since $1 - \beta^2 > 0$ the reaching of geodatic zero line in the 3. range of validity is impossible. These hermetry types mark particles.

7. The Sources of Inertia in Material Structures According to Heim's Theory

For movements in R_6 the metronic geodesy relation is

$$\ddot{C}^i + \begin{bmatrix} i \\ kl \end{bmatrix} \begin{pmatrix} \mu \nu \\ \kappa \lambda \end{pmatrix} \dot{C}^k \dot{C}^l = 0, \quad (56)$$

with C^i = components of a lattics selector according to (38); a dot means derivation to time. For each element $(\kappa\lambda)$ from $\hat{\gamma}$ one finds a geodatic reference system $A_{(\kappa\lambda)} = A_{(\lambda\kappa)}$, to which reffered the $\ddot{C}^i = 0$.

Since a (see (35)) consists from only one single structure unite or ${}^2\bar{\kappa}_{(1)}$ to $A_{(11)}$ reffered all on ${}^2\bar{\gamma}_{(11)}$ basing actions can transformed away.

Das ist der Grund dafür, daß die Gravitation als eine vom Bezugssystem abhängende Scheinkraft erscheint, obwohl die Quellen der Gravitation weiterhin erhalten bleiben. Diese kann daher nur in den Kondensationen der Klassen b,c und d begründet sein. (Werden nur lineare Koordinatentransformationen zugelassen, dann ist auch das Gravitationsfeld nicht mehr wegtransformierbar).

Alle Hermetrieformen: a aus (35), b aus (34), c aus (33) und d aus (31) müssen sich also gegen Bewegungsänderungen träge verhalten. Wegen (32) bestehen die Hermetrieformen aus Struktur-Kompressionen in Unterräumen mit folgenden Koordinaten:

- a (Gravitonen) aus $(x_5, x_6) \equiv [1]$,
- b (Photonen) aus $(x_4) = t \equiv [2]$ und $(x_5, x_6) \equiv [1]$,
- c (Neutrokorpuskeln) aus $(x_1, x_2, x_3) = R_3 \equiv [3]$ und $(x_5, x_6) \equiv [1]$ und

d (geladene Korpuskeln) aus allen Koordinaten des R_6 , also aus [1], [2] und [3]

Die Kondensoren $\begin{bmatrix} n & n \\ n & n \end{bmatrix}$ (mit $n = [1],[2],[3]$) welche durch eine einzige Indizierung bestimmt werden, sind korrelationsfrei. Sie bilden keine Strukturflüsse aus, sondern Felder quantisierter Raumverdichtungen. Die Hermetrieformen c und d werden auch durch reelle Kondensoren des Typs $n = [3]$ begleitet und sind daher ponderabel, im Gegensatz zu a und b.

Da alle Hermetrieformen den Kondensor $\begin{bmatrix} [1] & [1] \\ [1] & [1] \end{bmatrix}$ enthalten, sind alle Hermetrieformen

Quellen von Gravitationsfeldern, denn dieser Kondensor erscheint bei der Projektion in den R_3 als gravitative Feldstruktur des Raumes. Das Gravitationsfeld jedes Körpers versucht, einen Zustand minimaler Kompressionen der Metronen, d.h. eine isotrope Verteilung der Feldlinien, einzustellen. Wird diese Struktur durch das Feld eines anderen Körpers gestört, so wirkt eine Zugspannung in Richtung zwischen beiden Körpern, welche eine isotrope Feldverteilung beider Körper anzustreben versucht. Diese Zugspannung ist ebenso groß wie der Trägheitswiderstand, den der Körper gegen eine Bewegungsänderung aufbaut.

Die Ursache der Trägheit ist strukturell etwas anderes. Um das einzusehen, wird die Weltselektorgleichung (48) mit $\dot{C}^k \dot{C}^l \dot{C}^m$ multipliziert und über die $q = 6$ hermetrischen Koordinaten aufsummiert:

$$\begin{aligned} \lambda_m(k,l) \begin{bmatrix} i \\ kl \end{bmatrix} \dot{C}^k \dot{C}^l \dot{C}^m &= \left(\delta_l \begin{bmatrix} i \\ km \end{bmatrix} - \delta_m \begin{bmatrix} i \\ kl \end{bmatrix} \right) \dot{C}^k \dot{C}^l \dot{C}^m + \left(\begin{bmatrix} i \\ sl \end{bmatrix} \begin{bmatrix} s \\ km \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} i \\ sm \end{bmatrix} \begin{bmatrix} s \\ kl \end{bmatrix} \right) \dot{C}^k \dot{C}^l \dot{C}^m = \\ &= - \begin{bmatrix} i \\ km \end{bmatrix} \dot{C}^l \delta_l (\dot{C}^k \dot{C}^m) + \dot{C}^l \delta_l \begin{bmatrix} i \\ km \end{bmatrix} \sum_{l=1}^q \delta_l (\dot{C}^k \dot{C}^m) + \begin{bmatrix} i \\ kl \end{bmatrix} \dot{C}^m \delta_m (\dot{C}^k \dot{C}^l) - \dot{C}^m \delta_m \begin{bmatrix} i \\ kl \end{bmatrix} \sum_{m=1}^q \delta_m (\dot{C}^k \dot{C}^l) - \\ &- \left(\dot{C}^l \begin{bmatrix} i \\ sl \end{bmatrix} \ddot{C}^s - \dot{C}^m \begin{bmatrix} i \\ sm \end{bmatrix} \ddot{C}^s \right) = 0 \end{aligned} \quad (57)$$

Mit der Geodäsiebeziehung (56) und unter der Berücksichtigung, daß hier nicht der polymetrische Term $\begin{bmatrix} i \\ kl \end{bmatrix} \begin{pmatrix} \mu \nu \\ \kappa \lambda \end{pmatrix}$, sondern der kompositive Term $\begin{bmatrix} i \\ kl \end{bmatrix}$ verwendet wird, ist dann

$$\lambda_m(k,l) \begin{bmatrix} i \\ kl \end{bmatrix} \dot{C}^k \dot{C}^l \dot{C}^m = -\ddot{C}^i \lambda_m(kl) \dot{C}^m = -\ddot{C}^i \bar{\lambda}(kl) \dot{\bar{C}}^{-1} = -\ddot{C}^i \bar{\lambda} \dot{\bar{C}}^{-1} \quad (58)$$

Darin sind $\ddot{C}^i \neq 0$ und $[\bar{\lambda}_k] \neq 0$. Demnach muß das Produkt $\bar{\lambda} \dot{\bar{C}}^{-1} = 0$ sein, damit (57) erfüllt wird. Weil aber auch $\bar{\lambda} \neq 0$ und $\dot{\bar{C}}^{-1} \neq 0$ sind, kann das Verschwinden nur durch die Orthogonalität der Vektoren $\bar{\lambda} \perp \dot{\bar{C}}$ erzielt werden. Da $C_k = \alpha_k(\quad)_k$ die Komponenten des Gitterselektors der leeren Welt sind, lautet seine Zeitableitung:

$$\dot{\bar{C}}; n \rightarrow \sum_{i=1}^q \dot{\bar{x}}_i = \bar{Y}(q), \quad (59)$$

darin ist $\bar{Y}(q) = \bar{Y}(6) = \bar{v} + i\bar{w}$ mit $\bar{w}^2 = c^2 + \varepsilon^2 + \eta^2$ die komplexe Weltgeschwindigkeit im R_6 mit der sich das Universum ausdehnt, wenn $\varepsilon = x_5$ und $\eta = x_6$ bedeuten. Eine Bewegung der Kondensationen im Raum mit $\dot{\bar{v}} \neq 0$ bewirkt, daß sich die Vektoren kompositiver Kondensationsstufen $\hat{\lambda}$ und $\lambda_{(\mu\nu)}^{(\kappa\sigma)}$ neu einstellen müssen, was eine von $\bar{v}$ abhängige komplexe Drehung im R_6 bedeutet. Die Neueinstellung erfolgt während der Wirkungsdauer von $\dot{\bar{v}} \neq 0$ und erzeugt einen Widerstand gegen die Orthogonalitätsverletzung, die als Scheinkraft oder Trägheit bei allen Struktureinheiten gleicherweise in Erscheinung tritt (Trägheitswiderstand).

Für die integralen $\bar{\lambda}$ - Terme, d.h. Materiefeldquanten, die durch interne Korrelationen entstehen und deren Wechselwirkungen nach außen greifen, sind Trägheit und Gravitation äquivalent. Doch für die Materiefeldquanten, mit den internen Partialstrukturen $\lambda_{(\mu\nu)}^{(\kappa\sigma)}$ gibt es keine Äquivalenz mehr, denn diese Begriffe sind hier strukturell völlig verschieden. Analog zur ART gilt die Geodätengleichung für die kräftefreie Bewegung eines Teilchens.

Literaturnachweis

- Ambarzumian, V. und D. Iwanenko 1930: *Z. Phys.*, **64**, S. 563
 Ashtekar, A. 1994: *Proceedings of the Workshop on Math. Phys. Towards the XXIst Century*, (Israel): Beer-Sheva
 Beck, H. 1993: *Generation of Antigravity*, MUFON-CES-Report No.11, S.241-293
 Bergmann, P.G. 1956: *Nuovo Cimento*, **3**, S. 1177; *Helv. Phys. Acta Suppl.*, **4**, S. 79
 Birkhoff, G.D. 1943: *Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.*, **29**, S. 231
 Bonnor, W.B. 1954: *Proc. R. Soc.*, **226A**, S. 366
 Casimir, H.G.B. 1948: *Proc. Ned. Wet., (Amsterdam)*, **60**, S. 793
 Cremmer, E. und J. Scherk 1976: *Nucl. Physics*, **B108**, S. 409
 Cremmer, E. und B. Julia 1978: *Phys. Lett.*, **B80**, S. 48
 Damour, T. und A.M. Polyakov 1994: *Nucl. Physics*, **B423**, S. 532
 Dehnen, H. und H. Hönl 1964: *Z. f. Physik*, Vol.7, **11**, S. 1-6 u. 201
 Dimopoulos, S. und G.F. Giudice 1996: *Phys. Lett.*, **B379**, S. 105
 Dröscher, W. und B. Heim 1996: *Strukturen der physikalischen Welt und ihrer*

- nichtmateriellen Seite, Innsbruck: Resch
- Dürr, H.-P. 1982: *Radical Unification in Unified Theories of Elementary Particles*, S.39, Lecture Notes in Physics, Nr.160, Heidelberg: Springer
- Einstein, A. 1920: *Phys. Ztschr.*, **21**, S. 651
- Einstein, A. L. Infeld und B. Hoffmann 1938: *Ann. Math.*, **39**, S. 65
- Einstein, A. und N. Rosen 1935: *Phys. Rev.*, **48**, S. 73
- Einstein, A. 1956: *Grundzüge der Relativitätstheorie*, Braunschweig: Vieweg
- Feynman, R. 1989: in *Superstrings - Eine allumfassende Theorie?* S. 229, hrsg. von P.C.W. Davies und J.R. Brown, Berlin: Birkhäuser
- Glashow, S und P. Ginsparg 1986: *Physics Today*, Mai 1986, S. 7
- Gupta, S.N. 1952: *Proc. Phys. Soc.*, (London), **A65**, S. 161 u. 608
- Gupta, S.N. 1957: *Rev. Mod. Phys.*, Vol.29, **3**, S. 334
- Harasim, A., I. v. Ludwiger, W. Kroy und T. Auerbach 1985: *Laboratory Experiment for Testing the Gravi-Magnetic Hypothesis with Squid-Magnetometers*, SQUID '85-Superconducting Quantum Interference Devices and their Applications, hrsg. von Halbohm und Lübbig; Berlin: Walter de Gruyter & Co.
- Hehl, F.W. und B.K. Datta 1971: *J. Math. Phys.*, Vol.12, **7**, S. 1334
- *)Heim, B. 1977: *Z. f. Naturforschung*, **32a**, S. 233
- *)Heim, B. 1983: *Elementarstrukturen der Materie*, Bd. II, Innsbruck: Resch
- Heim, B. 1989: *Elementarstrukturen der Materie*, Bd. I, (2. erw. Aufl.), Innsbruck: Resch
- Heisenberg, W. 1967: *Einführung in die Theorie der Elementarteilchen*, Stuttgart: Hirzel
- Hlavaty, V. 1952: *Proc. Natn. Acad. Sci. USA*, **38**, Nr. 5, S.415 und Nr.12, S.1052
- Hughston, L.P. und R.S. Ward 1979: *Advances in Twistor Theory*, Research Notes in Mathematics; London: Pitman Adv. Publ. Program
- Jordan, P. 1955: *Schwerkraft und Weltall*, Braunschweig: Vieweg
- Kaluza, T. 1921: *Sitz. Ber. d. Preuss. Akad. d. Wiss.*, S. 966
- Klein, O. 1926: *Z. f. Physik*, **37**, S. 895
- Isham, C.H., A. Salam und J. Strathdee 1971: *Phys. Rev.*, **D3**, S. 867
- Kohler, M. 1952: *Z. f. Physik*, **131**, S. 571
- Kohler, M. 1953: *Z. f. Physik*, **134**, S. 286 u. 306
- Kretschmann, E. 1917: *Ann. Physik*, **53**, S. 575
- Lazarides, G., C. Panagiotakopoulos und Q. Shafi 1986: *Phys. Rev. Lett.*, **56**, S. 432
- Meessen, A. 1978: *Foundations of Physics*, Vol.8, **5/6**, S. 399
- Meessen, A. 1999: *Foundations of Physics*, Vol. 29, **2**, S. 281-316
- Nath, P. 1975: *Supersymmetry and Gauge Supersymmetry*, in *Gauge Theories and Modern Field Theories*, hrsg. von R. Arnowitt und P. Nath; Cambridge: MIT Press
- Nordström, G. 1914: *Ann. d. Physik*, **43**, S. 1101
- Pauli, W. 1963: *Relativitätstheorie*, Paolo Boringhieri
- Penrose, R. 1975: *Twistor Theory, its Aims and Achievements*, in *Quantum Gravity*, hrsg. von C.J. Isham, R. Penrose und D.W. Sciama; Clarendon Press
- Pirani, F.A.E. 1962a: in *Gravitation - An Introduction to Current Research*, hrsg. von L. Witten, New York: Wiley & Sons
- Pirani, F.A.E. 1962b: in *Les Théories de la Gravitation*, S. 85, Paris: CNRS
- Rosen, N. 1940: *Phys. Rev.*, **57**, S. 147 u. 150
- Ruark, E. 1931: *Phys. Rev.*, **37**, S. 315
- Rudea, A., B. Haisch und H.E. Puthoff 1994: *Phys. Rev. A*, S. 1-12
- Scherk, J. und J.H. Schwarz 1974: *Nucl. Physics*, **B81**, S. 118
- Schouten, J.A. 1954: *Ricci-Calculus*, Berlin: Springer
- Schrödinger, E. 1943: *Proc. R. Ir. Acad.*, **49A**, S. 43 und 225
- Schwarz, J.H. 1985: *Superstrings - The First 15 Years of Superstring Theory*, Word Scientific

- Sivaram, C. und K.P. Sinha 1974: *Pramana*, Vol.2, 5, S. 229
- Synge, J.L. 1960: *Relativity: The General Theory*, Amsterdam
- Thiring, W. 1961: *Ann. Phys.*, (New York), 16, S. 96
- Thiry, Y. 1950: *Doktorarbeit*, Paris
- Tonnelat, M.A. 1955: *J. Phys. Rad.*, (Paris), 16, S. 21
- van Dantzig, D. 1932: *Math. Ann.*, 106, S. 400
- Velben, O. 1933: *Projektive Relativitätstheorie*, Berlin: Springer
- Weinberg, S. 1989: in *Superstrings - Eine allumfassende Theorie?* S. 244, hrsg. von P.C.W. Davies und J.R. Brown, Berlin: Birkhäuser
- Witten, E. 1997: *Heinz Pagels Memorial Lecture Series*, Aspen, Colorado

*) Aufgrund seines körperlichen Handicaps hat Burkhard Heim Teile seines Manuskripts nur schlecht zusammenstellen können, was dem Leser große Schwierigkeiten bereitet. In der geplanten englischen Fassung sollen - unterstützt durch Kollegen - nur die wichtigsten Kapitel aus beiden Büchern zusammengefaßt und die MassenFormel explizit angegeben werden (speziell die Aussagen in Kap.I,4, das noch ganz frühe Überlegungen von B. Heim enthält, werden neu entwickelt).