

$\ell_p^2 = \hbar \gamma / c^3$ fest, so wäre natürlich auch hier $\tau = \ell_p^2$. Diese Ungleichheit und der Umstand, dass wir aus dem Gravitationsgesetz nur eine fundamentale Flächengröße ableiten konnten, bringt zum wiederholten Male zum Ausdruck, dass die Weltgeometrie möglicherweise nur auf Basis einer Flächenquantisierung, aber nicht auf Basis einer Längenquantisierung verstanden werden kann: Denn wäre einfach $\tau = \ell_p^2$, neigte man dazu, einfach von einer Längenquantisierung $L = n \cdot \ell_p$ auszugehen und die Flächenquantisierung $F = nm \cdot \ell_p^2 = k \ell_p^2 = k \tau$ zu schlussfolgern.

Nun erkennen wir aber, was es mit dem Metron und mit dem Faktor 1/2 auf sich hat: Wenn wir wegen obigem Zusammenhang ℓ_p mit $\hbar$ anstatt mit h definieren, so ist das Metron gerade als die Fläche des Kreises vom Radius ℓ_p zu interpretieren, denn es ist ja

$$\tau = \pi \ell_p^2$$

Die Zahl π stellt also eine Beziehung zwischen dem Metron und den anderen Naturkonstanten c , γ und $\hbar$ her, denn man erhält nun die Darstellung

$$\pi = \Pi := \tau \cdot \frac{c^3}{\hbar \tau}$$

Diese Überlegungen zeigen, dass ein besseres Verständnis der Gravitation notwendig ist, um überhaupt sinnvoll über die Grundfragen der Physik nachdenken zu können. Um in der Sache voranzukommen, muss der nächste Schritt daher die Entwicklung einer Gravitationsdynamik unter Berücksichtigung der Feldmasse des Gravitationsfeldes sein! Es ist schon im 19. Jahrhundert versucht worden, eine Gravitationsdynamik nach dem Vorbild der Elektrodynamik zu entwickeln (Maxwell, Heaviside). All diese Versuche sind kläglich gescheitert und gerieten nach Formulierung der Allgemeinen Relativitätstheorie in Vergessenheit.

Nach Meinung des Autors mussten diese Versuche scheitern, da man sich der Existenz der Feldmasse noch nicht bewusst war. Es besteht daher die Hoffnung, dass die physikalischen Absurditäten, die in der alten Gravitationsdynamik unvermeidlich waren, in Zukunft vermieden werden können. Die Frage ist also: Ist unter Berücksichtigung der Feldmasse eine konsistente Gravitationsdynamik auffindbar, welche die gefundenen Zusammenhänge vertieft und die Formulierung einer Theorie des einheitlichen elektro-gravitomagnetischen Feldes ermöglicht? Die Zukunft wird es zeigen.

Die Einheitliche Feldtheorie und das Prinzip der Kontrabarie

Ergänzungen, Klarstellungen und Korrekturen zu Burkhard Heims frühen Aufsätzen

Dipl.-Phys. Illobrand von Ludwig

1. Anmerkungen zu Heims erster Veröffentlichung in der Zeitschrift „Flugkörper“

Seit dem Jahr 1952 war in der Öffentlichkeit bekannt, dass der junge Physiker Burkhard Heim aus Göttingen an einer einheitlichen Feldtheorie und an einer neuen Gravitationstheorie arbeitet, denn dies hatte Heim auf dem 3. *Internationalen Astronautischen Kongress* in Stuttgart, der am 5. September 1952 stattfand, berichtet. Es gab allerdings kein Manuskript des Vortrags, weil Heim aufgrund seiner Behinderung diesen frei erzählt hatte. Auch von seinen Vorträgen, die er im folgenden Jahr in München und Zürich hielt, gab es nur kurze Inhaltsangaben. Heim hatte sein Studium noch nicht abgeschlossen und wollte mit einer Publikation seiner Gedanken bis nach seinem Diplom warten, das er am 31. Oktober 1954 bei Prof. Carl-Friedrich v. Weizsäcker ablegte.

Weil Heim sich mit Raumfahrt-Forschung beschäftigt hatte, wurden die Professoren Hermann Oberth, Eugen Sänger, Karl Schütte und Pascual Jordan zu Heims Freunden, aber die Professoren Max Born und Werner Heisenberg zu seinen erbittertesten Feinden, denn diese Nobelpreisträger hielten Astronautik für glatten Unsinn (von Ludwig 2010).

Leider war v. Weizsäcker nicht daran interessiert, die Arbeit über eine einheitliche Quantenfeldtheorie als Thema einer Doktorarbeit an Heim zu vergeben, woraufhin Heim das MPI in Göttingen verließ und seitdem privat an dieser Theorie weiterarbeitete, deren Grundzüge er bereits am 31. August 1954 an Einstein geschickt und von dessen Mitarbeiter Vaclav Hlavathy großes Lob erhalten hatte.

Im Sommer 1955 nahm Heim am 6. *Internationalen Astronautischen Kongress* in Kopenhagen teil, allerdings ohne selbst einen Vortrag zu halten, wo er den sowjetischen Raketenspezialisten Prof. Leonid Sedov kennenlernte.

Am 26. Oktober 1957 hielt Heim in Frankfurt anlässlich der Tagung der *Deutschen Gesellschaft für Raketentechnik und Raumfahrtforschung* (DGRR) seinen bislang umfangreichsten Vortrag. Er berichtete über seine Experimente zum Nachweis des „Kontrabarischen Effekts“ und stellte die Grundzüge seiner einheitlichen Feldtheorie

vor. Es gab zwar ein Tonband mit den Aufzeichnungen seiner Ansprache. Doch wurde eine Abschrift niemals publiziert. (Das Tonband ist verschollen).

Physiker wollten endlich wissen, von welchen theoretischen Ansätzen Heim ausgeht. Und Ingenieure waren vor allem am Prinzip der Kontrabarie interessiert, mit dem es möglich sein sollte, künstlich Beschleunigungs- bzw. Schwerfelder durch Manipulation elektromagnetischer Strahlung zu erzeugen. Heims Sekretär, Dipl.-Ing. Helmut Göckel, drängte Heim, unbedingt einen ersten Aufsatz zu veröffentlichen. Physikalische Fachzeitschriften wollten Heims Schriften nicht annehmen, weil er aus der Presse als „Raumfahrtphantast“ (v. Weizsäcker) bekannt war. Ingenieure verstanden Heims Strukturtheorie nicht. So entschloss sich Heim, auf Anraten Göckels, einen Aufsatz über das „Prinzip der Dynamischen Kontrabarie“ für die Zeitschrift „Flugkörper“ zu schreiben. Sein Artikel erschien in vier Folgen im Juni 1959, Heft 4, S. 100-102; August 1959, Heft 6, S. 164-166; September 1959, Heft 7, S. 219-221; und Oktober 1959, Heft 8, S. 244-248.

Im ersten Teil wird die Theorie ganz flüchtig erwähnt. Der kontrabarische Effekt wird im zweiten Teil behandelt und in den folgenden Aufsätzen wird der Feldantrieb mit dem Raketenprinzip verglichen.

Im ersten Beitrag gab Heim einige Formeln an, die ohne Herleitung und explizite Definition den Leser verblüfften. Auch im zweiten Aufsatz wurden die in den angegebenen Formeln stehenden Operatoren weder hergeleitet noch erklärt, so dass die Leser die angedeutete Theorie von Heim nicht verstehen und beurteilen konnten.

Anstatt deutliche Hinweise auf eine Herleitung seiner Theorie zu geben, führte Heim lange Ableitungen aus, die jeder selbst nachvollziehen konnte und die für den Leser eher uninteressant waren. Eine Einsicht in seine Theorie, so wie er diese viel ausführlicher in seinen Vorträgen erlaubt hatte, wurde mit dieser Veröffentlichung nicht gegeben. Aus den wenigen Andeutungen konnte niemand auf eine zugrundeliegende konsistente Theorie schließen. Viele Leser vermuteten, Heim ginge nur von einer mathematisch unfundierten Spekulation aus. Nach diesem Artikel konnte man einem Leser nicht übel nehmen, dass er in Heim nur einen spekulierenden Außenseiter vermutete.

Der Leser erkannte, hier wird ihm etwas vorenthalten, und er fragte sich, warum der Artikel dann überhaupt geschrieben wurde. Denn die angesprochenen Raketen-Techniker und -Ingenieure verstanden die Mathematik ohnehin nicht. Burkhard Heim wollte seine Theorie erst wirklich veröffentlichen, wenn er aus den Ergebnissen seiner Experimente die Konsequenzen einer Publikation einschätzen konnte. Doch zur Durchführung der Versuche benötigte er eine Finanzierung, die wiederum nicht ohne eine positive Beurteilung seiner Theorie erfolgen konnte. Burkhard Heim schreibt in einem Leserbrief an die Illustrierte „Kristall“, Nr. 11, 1959 unter anderem: „Ich habe erfahren müssen, dass bestimmte Kreise daran interessiert sind, mich entweder zur

Unterbreitung meiner Forschungen zu zwingen oder die Versuchsreihen zu blockieren, ja sogar zu sabotieren. Es wäre unverantwortlich, solche Dinge zu publizieren, ehe man die Konsequenzen überblickt. [...]“

Um Heims Andeutungen nachträglich noch Bedeutung beizumessen, möchten wir an dieser Stelle für Physiker ausführlich auf die damals von Heim gemeinte Grundlage seiner Theorie eingehen, zumal sie in dieser Darstellung nicht in seinen Büchern „Elementarstrukturen der Materie“ (1980, 1989), (1983) nachzulesen ist.

Im Rahmen der ART (Allgemeine Relativitätstheorie) ist die Feststellung, dass die Gravitation unter gewissen Gesichtspunkten wirklich eine Sonderrolle in der Natur einnimmt, Ausgangspunkt der Geometrisierung der Gravitation. Einsteins Feldgleichungen bestehen allerdings ganz uneinheitlich aus geometrischen und physikalischen Größen.

Im Gegensatz zu Einstein entwickelt Heim zunächst rein physikalische Beziehungen für die Gravitation. Einstein bestimmt das Gravitationsfeld geometrisch durch die Raumkrümmung, die von der Dichte einer Energie- und Materieverteilung verursacht wird. Heim behandelt die Gravitation dagegen wie das elektromagnetische Feld phänomenologisch als ein physikalisches Feld, das bei der Bewegung im Raum ein „Mesofeld“ induziert. Da Heim sowohl für das elektromagnetische als auch für das gravitative bzw. Mesofeld phänomenologische Gleichungen erhält, lassen sich Experimente durchführen, in denen eine Wechselwirkung zwischen elektromagnetischen und gravitativen Feldern nachweisbar sein sollten. Eine Geometrisierung benötigt Heim für physikalische Experimente zur Wechselwirkung von elektromagnetischen und gravitativen Feldern nicht. Eine Bestätigung dafür, dass elektromagnetische und gravitative Felder nach Heim gekoppelt sind, wollten wir bei der Firma MBB/DASA/EADS heute AIRBUS in der 1980er Jahren durchführen (Auerbach, Harasim, Kroy, von Ludwiger 1985). Nach Heim müsste eine rotierende neutrale Masse auch ein schwaches Magnetfeld erzeugen, wie elektrisch geladene Körper. Das Experiment konnte allerdings bis jetzt keine Finanzierung finden.

Nach Heim setzt sich eine elementare Masse zusammen aus seiner Quelle m_0 und aus dem Gravitationsfeld, dem nach dem Energie/Materie-Äquivalent ebenfalls eine geringe Masse $\mu(r)$ zukommt. Der Wert einer Masse ist daher ortsabhängig: $m(r) = m_0 + \mu(r)$.

In seinem Aufsatz gibt Heim die Ausbreitungsgeschwindigkeit für Gravitationsfeldstörungen mit $4/3$ der Lichtgeschwindigkeit an. Dem liegt - wie wir später feststellten - ein Schreibfehler zugrunde.

(Bei der Herleitung der Dichte einer Masse aus der Feldquelle $q = \text{div grad } \varphi = \text{div grad } \gamma \frac{m}{r}$, mit dem Gravitationspotenzial φ , hatte Heim versehentlich den Operator

$$\text{div grad } \left(\frac{m}{r} \right) = \left(\frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \right) \frac{m}{r}$$

geschrieben. Das dritte Glied in der Klammer muss aber Null sein. Mit dieser falschen Formel erhielt Heim für die Materiedichte $\rho = \alpha \text{ div grad } \varphi$, mit $\alpha = \frac{3}{64\pi\gamma}$,

anstelle des korrekten Wertes $\alpha = \frac{1}{4\pi\gamma}$ in der Poissongleichung. Mit dem korrekten

Wert für α ergibt sich für die Ausbreitungsgeschwindigkeit von Gravitationswellen ω ebenfalls die Lichtgeschwindigkeit c .

Weil die Geschwindigkeit von Gravitationswellen nach Heim eine andere als die der Lichtgeschwindigkeit sein sollte, führte er zwei verschiedene Raumzeiten R_{-4} und R_{+4} ein, die sich in ihren Zeitkoordinaten $x_{-4} = ict$ und $x_{+4} = \omega t$ unterscheiden sollten. Die Verschränkung der beiden Linienelemente ds_{-} und ds_{+} der zwei Raumzeiten ergäbe das quadratische Linienelement

$$ds^2 = (ds_{-} + ds_{+})^2 = (g_{ik}^{(1)} + g_{ik}^{(2)} + g_{ik}^{(3)}) dx^i dx^k, \quad \text{mit } i, k = 1 \text{ bis } 4$$

in dem drei Terme auftreten und drei verschiedene metrische Tensoren g_{ik} liefern. Die Existenz von drei partiellen Metriken war, wegen $\omega = c$, eigentlich unrichtig. Aber später (1980) begründete Heim das Auftreten von drei metrischen Tensoren damit, dass es zwei grundsätzlich verschiedene physikalische Felder in der Natur gibt, nämlich eichinvariante (elektromagnetische) im R_{-4} und nicht-eichinvariante (gravitative) Felder im R_{+4} . Jedes dieser Felder müsse durch ein eigenes Linienelement ds_{-} und ds_{+} definiert werden, was wiederum zu drei unterschiedlichen metrischen Tensoren führen würde.

Doch erst durch den Übergang vom R_4 zum R_6 gelangte Heim zu einer stringenten Begründung für drei semantisch verschiedene Koordinatengruppen, denen sich verschiedene Fundamentaltensoren zuordnen lassen.

Von den Strukturen der ART macht Heim keinerlei Gebrauch. Sein Geometrisierungsprozess bezieht sich auf sämtliche physikalische Felder. Heim erkennt, dass energetische und materielle Feldquanten geometrische Eigenschaften der Raumstruktur selbst sind und sich einheitlich rein geometrisch beschreiben lassen. Das war Einstein nicht gelungen. Heims allgemeines Geometrisierungsschema kann für den Spezialfall der Gravitation zur Einsteinschen Prozedur vereinfacht werden, mit der sich so einfache Probleme wie die Bewegung von Körpern im Schwerfeld, die Schwarzschildgeometrie, lineare Näherung und kosmologische Probleme lösen lassen, nicht

jedoch die Frage nach der Lokalisierung der Energiedichte des Gravitationsfeldes und die geometrische Struktur eines einzelnen Teilchens selbst.

Heim ist der Ansicht, dass die Geometrisierung nicht auf eine große Menge von Massen im makroskopischen Raum angewendet werden sollte, sondern im mikroskopischen Bereich direkt auf ein einziges Materiefeldquant. Da Energie/Materie nur in quantisierten Größen auftritt, muss die Geometrie ebenfalls diskret sein. Folglich erhält Heim keine Feldgleichung mit einer kontinuierlichen Energiedichteverteilung, sondern eine Eigenwertgleichung für sämtliche physikalische Felder, die er ganz allgemein Mesofelder nennt. Wie die Analyse der durch die Heimsche Eigenwertgleichung beschriebenen geometrischen Strukturen zeigt, lässt sich die vierdimensional formulierte Eigenwertgleichung am natürlichsten in einem sechsdimensionalen Raum interpretieren.

Die geometrischen Quanten erweisen sich als kleinste Flächen τ , von Heim „Metronen“ genannt.

Wenn es in der Geometrie kein Kontinuum gibt, sondern nur mehr oder weniger große Anhäufungen von Flächenquanten, werden aus Vektoren „Selektoren“ und aus Krümmungsgrößen „Kondensoren“.

In seinem Aufsatz im „Flugkörper“ hat sich Heim noch nicht auf die quantisierte Geometrie („Metronentheorie“) bezogen, sondern für die Feldfunktionen und Funktionaloperatoren noch kontinuierliche Größen angesetzt. Die Bedeutung der angegebenen Formeln erklärte er nicht. Er hätte sie besser nicht zeigen sollen, weil die Zeichen dem Leser nicht erklärt wurden:

Für $\tau > 0$ dagegen werden die Funktionen zu zahlentheoretischen Zusammenhängen ganzzahliger Indices. Das Relativitätsprinzip J' wurde entwickelt und die Revision der infinitesimalen Analysis durchgeführt. Unter Berücksichtigung dieser Untersuchungen ergab sich schließlich die Möglichkeit, einen Feldformalismus für allgemeine Mesofeld-Wechselwirkungen zu entwickeln, wenn im Falle beliebiger Koordinaten die Mesofeld-Funktion als gemischt variantes Tensorfeld angenommen wird, das über einem sechsdimensionalen affinen Bereich definiert ist. Die vier Dimensionen der Raumzeit R_4 mußten also durch zwei zusätzliche Dimensionen zu einem R_6 ergänzt werden, wobei für alle Unterräume R_2 die Elementarflächen $\tau > 0$ gelten.

Dieser R_6 ist also in Elementarzellen τ^3 aufgeteilt. Sind a und a zwei Systeme, die in einer durch ihre Mesofelder vermittelten mesobarischen Wechselwirkung stehen, und sind φ bzw. $\underline{\varphi}$ die als Tensorfelder aufzufassenden Mesofeldfunktionen, so gilt für die allgemeine Wechselwirkung in dem durch τ bestimmten Zellenraum R_6 das System $\hat{R}; (\varphi + \underline{\varphi}) = \hat{O}$, worin der Operator $\hat{R}$ mehrdeutig ist. Es gilt $\hat{R} = \hat{M}_{(\pm)}$; $(\Omega, \underline{\Omega})$ und $\hat{M}_{(+)} = \left(\Gamma^{(1)}, \Gamma^{(2)} \right)_1 \left(\Gamma^{(1,k)}, \Gamma^{(2,k)} \right)_2$ und $\hat{M}_{(-)} = \left(\Gamma^{(1)}, \Gamma^{(2)} \right)_1 \left(\Gamma^{(1,k)}, \Gamma^{(2,k)} \right)_2$.

Diese Operationen sind neben τ und den sechs ganzzahligen Indices n_j der $1 \leq j \leq 6$ Dimensionen noch von den metrischen Eigenschaften des R_6 und den Komponenten von φ bzw. $\underline{\varphi}$ abhängig. Während Ω ein metrischer Operator ist, sind die Γ -Operatoren je nach ihrer hochgestellten Indizierung als Funktionaloperatoren von den n_j und den Komponenten von φ (bzw. $\underline{\varphi}$ für Γ) abhängig. Aus diesem Grunde ist das System $\hat{R}; (\varphi + \underline{\varphi}) = \hat{O}$ nicht linear; aus diesem Grunde wurde die Lösung bisher nur für einige Sonderfälle versucht. Es ist möglich, daß dieses System von Operatorgleichungen die allgemeine Wechselbeziehung zwischen den M_n beschreibt. Auf jeden Fall ergeben sich durch Approximationen schließlich die Aussage der Theoretischen Physik.

Die durch $\hat{R}; (\varphi + \underline{\varphi}) = \hat{O}$ beschriebene mesobarische Dynamik im diskontinuierlichen R_6 geht für $\varphi = 0$, also beim Fehlen der Wechselwirkungskomponente, nach Anwendung eines Integralsatzes („Integral“ ist wegen $\tau > 0$ nur ein Analogon zum infinitesimalen Integralkalkül) zu einem als Eigenwertproblem darstellbaren Operatorgesetz $C; \varphi = \bar{\lambda} \cdot \varphi$; hierbei hängt der Operator C von den durch φ bestimmten Γ -Operatoren ab.

Von diesem Gesetz können die Matrixenspektren gebildet werden, was mit den vektoriell aufgefaßten Eigenwerten $\bar{\lambda}$ zu einem Eigenwertproblem $\text{sp } C; \varphi = \bar{\lambda} \cdot \varphi$ mit $\text{sp } \varphi = 0$ des statischen Falles führt.

Auszug aus der Zeitschrift „Flugkörper“, 1959, mit den Formelzeichen, die im Folgenden erklärt werden.

Wie bereits erwähnt, geht Heim von zwei unterschiedlichen Kausalstrukturen J und J' aus, die gemeinsam eine Weltgeometrie bestimmen. Dies führt ihn zu einem gekrümmten Raum, ähnlich wie in der ART, doch mit einer wesentlich reicheren geometrischen Struktur als jene. Wie die einzelnen angegebenen Formeln zustande kommen und was sie bedeuten, soll im Folgenden nun nachträglich erläutert werden.

2. Die infinitesimale Parallelverschiebung eines Vektors A^i im gekrümmten Raum

Bei der Geometrisierung geht Heim, wie auch Einstein in der ART, von der Riemannschen Geometrie aus. Aber er verwendet sie zur Beschreibung der geometrischen Struktur des Ist-Zustandes eines einzelnen wechselwirkungsfreien Materiefeldquants. Einstein untersucht dagegen die Wirkung, die ein großer Vielteilchenverbund auf die Raumstruktur hervorruft. Die physikalischen Eigenschaften der Materie bezieht er, wie in der Teilchenphysik üblich, aus Wechselwirkungsprozessen, in welchen die geometrische Struktur offen bleiben muss. Einige Anmerkungen zur Riemann-Geometrie sollen verdeutlichen, wie Heim die Riemannsche Geometrie anwendet und worin sich Heim von der ART unterscheidet:

Im vierdimensionalen ebenen Minkowskiraum ist die Verschiebung D eines Vektors A^i eine ebene Parallelversetzung $DA^i : DA^i = dA^i$.

Im Riemannschen Raum ändert sich die Verschiebung DA^i um einen Krümmungsanteil δA :

$$DA^i = dA^i + \delta A^i,$$

Ein längs zu einer Kurve (quasi-)parallel zu sich selbst verschobener Vektor stimmt bei der Rückkehr zum Ausgangspunkt nicht mehr mit dem Ausgangsvektor (in seiner Richtung) überein. In δA erscheint der affine Zusammenhang ausgedrückt durch den Affin- oder Christoffel-Tensor

$$\left\{ \begin{matrix} i \\ kl \end{matrix} \right\} = \frac{1}{2} \sum_m g^{mi} \left(\frac{\partial g_{km}}{\partial x_l} + \frac{\partial g_{lm}}{\partial x_k} - \frac{\partial g_{kl}}{\partial x_m} \right)$$

Das heißt:

$$\delta A = \left\{ \begin{matrix} i \\ kl \end{matrix} \right\} A^k dx^l$$

Die kovariante Ableitung eines Vektors A^i lautet:

$$\frac{DA^i}{dx^j} = A^i{}_{;j} = \frac{dA^i}{dx^j} - \left\{ \begin{matrix} i \\ kl \end{matrix} \right\} A^k$$

Wird die kovariante Ableitung durch einen Operator Γ ausgedrückt, dann kennzeichnen (+) im Index die Anwendung des Operators auf einen kontravarianten Vektor und (-) diejenige auf einen kovarianten Vektor:

$$\Gamma_{(\pm)} = \sum_{k=1}^n \Gamma_{k(\pm)} = \frac{\partial}{\partial x^k} \pm \sum_k \left\{ \begin{matrix} k \\ l \end{matrix} \right\} \Gamma_l, \quad \text{mit } n = \text{Dimensionszahl}$$

$$\Gamma_+ \equiv A_{,k}^l \quad \text{und} \quad \Gamma_- \equiv A_{l,k}$$

Die kovariante Ableitung eines Tensors T^{ik} ist:

$$T^{ik}_{;l} = \frac{\partial T^{ik}}{\partial x^l} + \left\{ \begin{matrix} i \\ m \end{matrix} \right\} T^{mk} - \left\{ \begin{matrix} k \\ m \end{matrix} \right\} T^{im}$$

bzw.

$$T^{ik}_{;l} = \frac{\partial T^{ik}}{\partial x^l} - \left\{ \begin{matrix} m \\ l \end{matrix} \right\} T^{mk} - \left\{ \begin{matrix} m \\ l \end{matrix} \right\} T^{im}$$

Wird der Vektor A^l zweimal kovariant nach x^k und x^l differenziert, dann hängt das Ergebnis, anders als in der gewöhnlichen Ableitung, von der Reihenfolge der Ableitungen ab. Die Differenz ist

$$A_{l;k;l} - A_{l;l;k} = \left[\frac{\partial \left\{ \begin{matrix} k \\ m \end{matrix} \right\}}{\partial x^l} - \frac{\partial \left\{ \begin{matrix} l \\ m \end{matrix} \right\}}{\partial x^k} + \left\{ \begin{matrix} k \\ m \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} l \\ n \end{matrix} \right\} - \left\{ \begin{matrix} l \\ m \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} k \\ n \end{matrix} \right\} \right] A^m$$

Oder mit der Kürzung, die als Riemannscher Krümmungstensor R_{kl}^m bezeichnet wird

$$R_{kl}^m = \left[\frac{\partial \left\{ \begin{matrix} m \\ l \end{matrix} \right\}}{\partial x^k} - \frac{\partial \left\{ \begin{matrix} k \\ l \end{matrix} \right\}}{\partial x^m} + \left\{ \begin{matrix} m \\ n \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} l \\ p \end{matrix} \right\} - \left\{ \begin{matrix} l \\ m \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} k \\ p \end{matrix} \right\} \right] A^p$$

$$A_{l;k;l} - A_{l;l;k} = A_m R_{kl}^m$$

Durch Gleichsetzen der Indizes l und m oder i und k folgt die Verjüngung

$$R_{ik} = g^{lm} R_{limk} = \sum_l R_{lik}^l$$

$$R_{ik} = \frac{\partial \left\{ \begin{matrix} k \\ l \end{matrix} \right\}}{\partial x^i} - \frac{\partial \left\{ \begin{matrix} l \\ i \end{matrix} \right\}}{\partial x^k} + \left\{ \begin{matrix} k \\ m \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} l \\ n \end{matrix} \right\} - \left\{ \begin{matrix} l \\ m \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} k \\ n \end{matrix} \right\}$$

Dieser Krümmungstensor R_{ik} zusammen mit dem Tensor g_{ik} der Maßbestimmung geht in die Einsteinschen Feldgleichungen der Gravitation ein. Einstein hat auf diese Weise in der allgemeinen Relativitätstheorie die Verknüpfung von gravitativem und metrischen Feld hergestellt. Die Kopplung des metrischen Feldes mit der physikalischen Größe Energie, bestimmte Einstein aus der Gleichheit des Verschwindens sowohl der Divergenz des Energiedichtetensors T_{ik} als auch derjenigen des Einsteinschen Strukturtensors $R_{ik} - \frac{1}{2} g_{ik} R$, wobei der Krümmungsskalar R durch Verjüngung der Krümmungstensors entsteht:

$$R = g^{ik} R_{ik} = g^{ij} g^{km} R_{iklm}$$

Die Divergenz des Strukturtensors und die des Energiedichtetensors lauten:

$$R_{ik}^k - \frac{1}{2} (\delta_i^k R)_{;k} = R_{ik}^k - \frac{1}{2} \frac{\partial R}{\partial x^i} = 0 \quad \text{und} \quad T_{ik}^k = 0$$

Mit der Konstante $\kappa = 8\pi\gamma/c^2$ ergeben sich die

Einsteinschen Gravitationsfeldgleichungen:

$$R_{ik} - \frac{1}{2} R g_{ik} = \kappa T_{ik}$$

Wegen der außerordentlichen Kleinheit der Gravitationskonstante κ sind Gravitationswirkungen nur für große Materiegruppen nachweisbar.

3. Eigenwertgleichungen in der Heimschen einheitlichen Feldtheorie

Heim identifiziert den metrischen Tensor g_{ik} nicht mit dem Gravitationspotenzial, sondern ganz allgemein mit physikalischen Feldpotenzialen, die er als Mesofeldpotenziale bezeichnet. Die Einstein-Feldgleichungen drücken aus, wie Materie- und Feldverteilungen die Geometrie erzeugen. In Heims Theorie wird stattdessen der Energie-Impuls-Tensor aus der geometrischen Struktur heraus selbst bestimmt. Heim spricht von einer Äquivalenz von Energie/Materie und Struktur und nicht von einer Proportionalität, wie Einstein.

Zusätzlich zur Annahme einer symmetrischen Matrix g_{ik+} mit der die ART arbeitet und einer antisymmetrischen Matrix g_{ik-} , die Einstein in seiner einheitlichen Feldtheorie vorgeschlagen hatte,

$$g_{ik} = g_{ik+} + g_{ik-} = \begin{bmatrix} g_{11} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & g_{22} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & g_{33} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & g_{44} \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} 0 & g_{12} & g_{13} & g_{14} \\ g_{21} & 0 & g_{23} & g_{24} \\ g_{31} & g_{32} & 0 & g_{34} \\ g_{41} & g_{42} & g_{43} & 0 \end{bmatrix}$$

(mit $g_{ik-} = -g_{ki}$ und $g_{ik+} = g_{ki}$), führt Heim auch noch konjugiert komplexe Komponenten in metrische Koeffizienten ein: $g_{ik} = a_{ik} + ib_{ik}$ (mit $i = \sqrt{-1}$) wobei zwischen hermiteschen g_{ik+}^* und nichthermiteschen metrischen Koeffizienten g_{ik-}^* zu unterschieden ist:

$$g_{ik+}^* = g_{ki}^* \quad \text{und} \quad g_{ik-}^* = -g_{ki}^*$$

Hermiteische Operatoren besitzen reelle Eigenwerte, denen in der Quantentheorie Messwerte einer physikalischen Größe entsprechen. Mit diesen Erweiterungen der Geometrie gibt es mehrere verschiedene Affinsymbole:

$$\{ \}_{\ell} = \{ \}_{\ell} + \{ \}_{\ell} , \quad \text{mit } \{ \}_{\ell} = \{ \}_{\ell} \quad \text{und} \quad \{ \}_{\ell} = -\{ \}_{\ell}$$

Für die kovariante Ableitung eines Vektors gibt es entsprechend unterschiedliche Operortypen $\Gamma^{(i)}$. Der Index $(\pm)$ bedeutet, im Falle $(+)$ die Anwendung des Operators auf einen kontravarianten Vektor und $(-)$ die Anwendung des Operators auf einen kovarianten Vektor:

$$\begin{aligned} i=1 \quad \Gamma_{(\pm)}^{(1)} &= \frac{\partial}{\partial x^k} \pm \sum_{\ell} () \{ \} \\ i=2 \quad \Gamma_{(\pm)}^{(2)} &= \frac{\partial}{\partial x^k} \pm \sum_{\ell} () \{ \}^* \\ i=3 \quad \Gamma_{(\pm)}^{(3)} &= \frac{\partial}{\partial x^k} \pm \sum_{\ell} () \{ \}_* \\ i=4 \quad \Gamma_{(\pm)}^{(4)} &= \frac{\partial}{\partial x^k} \pm \sum_{\ell} () \{ \} \\ i=5 \quad \Gamma_{(\pm)}^{(5)} &= \frac{\partial}{\partial x^k} \pm \sum_{\ell} () \{ \}^* \\ i=6 \quad \Gamma_{(\pm)}^{(6)} &= \frac{\partial}{\partial x^k} \pm \sum_{\ell} () \{ \} \times 0 \end{aligned}$$

Entsprechend lauten die Operatoren $\Gamma_j^{(s)}$ für die kovariante Ableitung eines Tensors, wobei $s(1)$ im Operator die erste Summe, $s(2)$ die zweite Summe kennzeichnen und $\varepsilon = 1, 2, 3, \dots, 6$ bedeutet:

$$\Gamma_{(\pm)k}^{(s1)(s2)} = \frac{\partial}{\partial x^k} + \sum_{\lambda=\mu+1}^m () \{ \}_{\ell}^{(\lambda)} - \sum_{\lambda=1}^{\mu} ()_p \{ \}_{\ell}^{(\lambda)k}$$

Beispiel:

$$\Gamma_{(-)}^{(3)(2)} = \frac{\partial}{\partial x^k} - \sum_{\ell} () \{ \}_* - \sum_{\ell} () \{ \}^*$$

Der Tensor T_k^i sei ein Produkt aus zwei Vektoren: $T_k^i = A^i B_k$, dann ist die kovariante Ableitung

$$\Gamma_{(\pm)}^{(1,3)}; A^i B_k = A^i \Gamma_{(\pm)}^{(1)}; B_k + B_i \Gamma_{(\pm)}^{(3)}; A^k = A^k \frac{\partial B_i}{\partial x^k} + A^i B_l \{ \}_*^i + B_k \frac{\partial A^i}{\partial x^k} - B_l A^i \{ \}_*^k$$

Die Spurbildung liefert:

$$\text{sp} \Gamma_{(\pm)}^{(1)}; T_k^i = \frac{\partial T^i}{\partial x^k} + T^s \{ \}_*^i - T^i \{ \}_*^s = \text{div}_n T^i + T^s \{ \}_*^i,$$

ebenso folgt

$$\text{sp} \Gamma_{(\pm)}^{(2)}; T_k^i = \text{div}_n T^i - T^k \{ \}_*^k$$

Es ist

$$\lim_{g^k \rightarrow \eta^k} \Gamma_{(\pm)}^{(6)(6)}; () = \text{div}_n ()$$

Im R_4 (also $n=4$) kann damit die Energieerhaltung im statischen Falle ausgedrückt werden durch die Operatorgleichung

$$\text{sp} \Gamma_{(-)}^{(6,6)}; T_{ik} = 0$$

Wegen der grundsätzlichen Möglichkeit im R_4 den Parameter geodätischer Linien

$$\ddot{x} = \{ \}_{\ell}^k \dot{x}^{\ell}$$

durch die Zeit t zu ersetzen, zeigt sich, dass die $\{ \}_{\ell}^k$ die nicht invarianten Komponenten eines Korrespondenzfeldes vom invarianten Korrelationspotenzial g_{ik} sind, die zweifache zeitliche Ortsänderungen, also Beschleunigungen, verursachen. Die Beschleunigungen bewirken ponderomotorische Kräfte, die ein anderes gravitativ-materielles System im Sinne einer Korrespondenz beeinflussen. Die Quelle eines solchen Korrespondenzfeldes muss das im R_4 ein gravitativ-materielles System beschreibende Tensorfeld $\bar{T}$ sein, welches nur von den g_{kl} , den

$\{ \}_{\ell}^k$ und deren ersten partiellen Ableitungen $\frac{\partial}{\partial x^m} \{ \}_{\ell}^k$ abhängt. Diesen Anforderungen entspricht das Tensorfeld $\bar{T} = \bar{R} - \frac{1}{2} \bar{g} \bar{R}$. Der statische Zustand eines Korrespondenzsystems wird demnach durch diese Verknüpfung beschrieben, worin das gravitativ-materielle bzw. (nach Heim) das mesobarische System $\bar{T}$, durch ein Tensorfeld ausgedrückt wird, das nur von dem als Mesofeld interpretierbaren Korrespondenzfeld abhängt. Umgeschrieben gilt ebenso $\bar{R} = \kappa (\bar{T} - \frac{1}{2} \bar{g} \bar{T})$, mit dem Proportionalitätsfaktor κ .

In diesem Zusammenhang sind die Komponenten der Spurbildung $\bar{R} = R_{kl} = R_{klm}^m$ von R_{klm}^i , für den gilt:

$$R_{ikl}^m = \left[\frac{\partial \{ \}_{\ell}^m}{\partial x^i} - \frac{\partial \{ \}_{\ell}^i}{\partial x^m} + \{ \}_{\ell}^m \{ \}_{\ell}^i + \{ \}_{\ell}^i \{ \}_{\ell}^m \right].$$

Hierin ist eine Darstellung der Terme durch Γ -Operatoren möglich

$$\Gamma_{(-)}^{(1,6)}; \{ \}_{\ell}^m = \frac{\partial}{\partial x^i} \{ \}_{\ell}^m - \{ \}_{\ell}^i \{ \}_{\ell}^m, \quad (*)$$

und der Krümmungstensor in Operatordarstellung lautet:

$$R_{klm}^i = \Gamma_{(-)}^{(1,6)}; \{ \}_{\ell}^i - \Gamma_{(-)}^{(1,6)}; \{ \}_{\ell}^m = C_m; \{ \}_{\ell}^i,$$

mit dem Zustandsoperator

$$C_m = \Gamma_{(-)}^{(1,6)}; \binom{1}{-}; \binom{1}{-} \quad (**) \quad \Gamma_{(-)}^{(1,6)}; \binom{1}{-}; \binom{1}{-}$$

Für die $R_{klm}^i = C_m; \binom{1}{-}; \binom{1}{-}$ gibt es zwei Möglichkeiten der Spurbildung, nämlich $\text{sp } C_m; \binom{1}{-}; \binom{1}{-}$ und $C_m; \text{sp } \bar{R} = \kappa(\bar{T} - \frac{1}{2}\bar{g}T)$ für deren Summendarstellungen $C_m; \binom{1}{-}; \binom{1}{-} = R_{kl}$ und $C_m; \binom{1}{-}; \binom{1}{-} = A_{lm}$ mit $A_{lm} = \bar{A} = -\bar{A}^*$ gelten. Mit diesen Beziehungen wird es möglich, in der Gleichung $\bar{R} = \kappa(\bar{T} - \frac{1}{2}\bar{g}T)$ mit $T = \text{sp } \bar{T}$ das Energieprinzip $\text{div}_4 \bar{T} = 0$ des statischen Falles der Korrelation, die linke Seite durch einen auf das Korrespondenzfeld $\binom{1}{-}; \binom{1}{-}$ einwirkenden Operator gemäß

$$\text{sp } C_m = \kappa(\bar{T} - \frac{1}{2}\bar{g}T) = \kappa\bar{G}$$

auszudrücken, der seinerseits wieder von $\binom{1}{-}; \binom{1}{-}$ abhängt.

Kennzeichnet $A_{(m)}B^{(m)}$ den Summanden m aus der Summe A_iB^i , so kann immer versucht werden, die Komponenten von $\binom{1}{-}; \binom{1}{-}$ so zu bestimmen, dass die $G_{(m)ik}$ durch die direkten Proportionalitäten $G_{(m)ik} = \lambda_{(m)} \binom{1}{-}; \binom{1}{-}$ ausgedrückt werden können, denn die $G_{(m)ik}$ sind elektrisch-gravitative Feldgrößen, die wesentlich von den Mesofeldpotenzialen g_{ik} bestimmt werden (die runden Klammern bedeuten, dass die Summenkonvention aufgehoben ist).

Der Energieausdruck $G_{(m)ik}$ setzt sich aus Anteilen der energetischen Felder zusammen. Einstein nahm an, dass der Energiedichtetensor nur aus dem elektromagnetischen Feld gebildet wird. Für das Gravitationsfeld kennt er keine phänomenologische gravitative Quelle. Diese ist die Energiedichte des elektromagnetischen Feldes. Das Gravitationsfeld setzt Einstein einer geometrischen Größe proportional. Heim kennt darüberhinaus auch die physikalisch bedingte Energie, die von einem gravitativen Feld Γ und von einem orthogonal zu diesem bestehenden „Mesofeld“ μ bewirkt wird, als Quelle. Die Energieanteile bestehen in Heims Theorie demnach aus den Größen:

- m = 1 elektromagnetischer Anteil (E_i, H_i)
- m = 2 gravitativ-elektrischer Anteil (p_i, E_i)
- m = 3 gravitativ-magnetischer Anteil (p_i, H_i)
- m = 4 gravitativer Anteil ($p_i = \Gamma_i\sqrt{\alpha} + \mu_i\sqrt{\beta}$), mit Γ_i = Gravitationsfeld, μ_i = Mesofeldvektoren und α und β = Konstanten.

Die Darstellung

$$\kappa G_{(m)kl} = \lambda_{(m)} \binom{1}{-}; \binom{1}{-}$$

führt zu der Aussage, dass die Einwirkung eines Zustandsoperators auf die Eigenfunktion des Mesofeldes diskrete Zustände als Eigenwerte λ_m erzeugen:

$$\text{sp } C_{(m)}; \binom{1}{-}; \binom{1}{-} = \lambda_m \binom{1}{-}; \binom{1}{-}$$

Dies ist für den jeweiligen Wert von m der Komponente k, l ein Eigenwertproblem des Operators $\text{sp } C_{(m)}$ mit den Eigenwerten λ_m und den Eigenfunktionen $\binom{1}{-}; \binom{1}{-}$, d.h. die energetischen Eigenwerte des Operators sind, wegen der Eigenschaft der Mesofeldkomponenten, Eigenfunktionen zu bilden, zugleich Eigenwerte dieses Mesofeldes. Wenn diese Eigenwerte ein diskretes Punktspektrum bilden, dann müssen auch die elektromagnetischen und gravitativen Feldgrößen quantisiert erscheinen.

Der Krümmungstensor R_{klm}^i ist ein Maß für die metrischen Eigenschaften des betreffenden Raumes. Andererseits sind die λ_m Eigenwerte stationärer Mesofeldzustände, und das Verhalten von R_{klm}^i hängt demnach nur von diesen Mesofeldzuständen ab. Immer dann, wenn Mesofeldzustände $\lambda_m \neq 0$ vorhanden sind und wenn demzufolge Mesofeldquanten existieren, weicht das metrische Verhalten des R_4 vom euklidischen Raumbereich in der Form $R_{klm}^i \neq 0$ ab. Erst dann, wenn diese Materiefeldquanten und damit die ihnen allen gemeinsamen Mesofeldzustände $\lambda_m = 0$ werden, wird die Somawelt des Korrelationsbereiches gemäß $R_{klm}^i = 0$, euklidisch, so dass die Ursache des nichteuklidischen Verhaltens des R_4 , also $g_{ik} \neq E_{ik}$ mit der Eigenschaft $g_{ik} \neq g^*_{ik}$ auf die Existenz stationärer Mesofeldzustände zurückgeht, was sich mit der Interpretation von g_{ik} als tensorielles Korrelationspotenzial des Mesofeldes und $\binom{1}{-}; \binom{1}{-}$ als Korrespondenzfeld der mesobarischen Wechselwirkung deckt. Abgekürzt schreibt Heim für das tensorielle Korrespondenzfeld die Mesofeldfunktion φ :

$$\varphi = \binom{1}{-}; \binom{1}{-}$$

4. Mesobarische Dynamik und Metastatik

Die Existenz des Mesofeldes liefert, nach Heim, die Basis zur Deduktion einer mesobarischen Dynamik, einer durch das Mesofeld bedingten dynamischen Wechselwirkung zwischen einer Gravitationswirkung und einer Materiefeldwirkung.

Zwei materielle gravitative Systeme a und $\bar{a}$ mögen in Form von zwei Materiefeldquanten in Wechselwirkung geraten.

Im ungestörten Fall gilt für beide Systeme

$$\begin{aligned} \text{a:} & \quad \text{sp } C_m; \varphi = \lambda_m \varphi \\ \text{a:} & \quad \text{sp } C_m; \varphi = \lambda_m \varphi \end{aligned}$$

Liegt eine Korrespondenz zwischen beiden Systemen über eine Strecke des R_3 vor, so kann die Eigenwertgleichung des ungestörten Falles nicht mehr gelten. Die statischen Mesofeldzustände versuchen demnach als Folge der Korrespondenz durch dynamische Übergänge andere statisch stabile Zustände zu erreichen. Das statische Energieprinzip $\text{sp} \Gamma_{(-)}^{(\varepsilon, \kappa)}; \bar{Q} = 0$ kann nicht mehr gelten, wenn Q^{ik} die Energiedichte des gesamten Korrespondenzsystems ist

$$Q^{ik} = T_{(a,a)}^{ik} + T_{(a,a)}^{ik} + T_{(a,a)}^{ik} + T_{(a,a)}^{ik}$$

Entsprechend der Divergenzentwicklung muss auf diesen Energiedichtetensor eine Vektordivergenz einwirken, so dass ein vom Nullvektor verschiedener Vektor entsteht. Die Verallgemeinerung der Vektordivergenz im Korrelationsbereich ist jeweils die Matrixspur eines Γ -Operators. Es kann sich bei diesen Γ -Operatoren, wegen des 2. Grades des kovarianten Energiedichtetensors nur um die kovariante Form der Doublett-Signatur $\Gamma_{(-)}^{(\varepsilon, \kappa)}$ mit $1 \leq \varepsilon, \kappa \leq 6$ handeln. Mit Ausnahme der Signatur (6,6) werden diese Operatoren wesentlich durch die Komponenten von φ bzw. $\underline{\varphi}$ bestimmt. Es sind zwei Formen von Operatoren zu unterscheiden:

$$\Gamma_{(-)}^{(\varepsilon, \kappa)} \text{ auf System a und } \Gamma_{(-)}^{(\varepsilon, \kappa)} \text{ auf } \underline{a} \text{ bezogen.}$$

Ihre Einwirkung auf Q_{ik} liefert ponderomotorische Kraftwirkungen $\bar{\xi}_{\varepsilon, \kappa}$ und $\bar{\xi}_{\varepsilon, \kappa}$:

$$\begin{aligned} (\text{sp} \Gamma_{(-)}^{(\varepsilon, \kappa)})_6; \bar{Q}_{ik} &= (\bar{\xi}_{\varepsilon, \kappa})_6 \\ (\text{sp} \Gamma_{(-)}^{(\varepsilon, \kappa)})_6; \bar{Q}_{ik} &= (\bar{\xi}_{\varepsilon, \kappa})_6 \end{aligned}$$

Die 6-reihige Matrix lässt sich auf eine 2-reihige reduzieren ($\varepsilon, \kappa = 1, 2$), weil z.B.

$$\begin{aligned} \varepsilon = 3 & \quad \text{aus } \varepsilon = 1 \text{ oder } \varepsilon = 2 \text{ folgt, wenn } \left\{ \begin{smallmatrix} 1 \\ 2 \end{smallmatrix} \right\} = 0, \\ \varepsilon = 4 \text{ bzw. } 5 & \quad \text{aus } \varepsilon = 1 \text{ oder } \varepsilon = 2 \text{ folgt, falls } \left\{ \begin{smallmatrix} 1 \\ 2 \end{smallmatrix} \right\} = 0, \\ \varepsilon = 6 & \quad \text{aus } \varepsilon = 1 \text{ oder } \varepsilon = 1 \text{ folgt, wenn } \left\{ \begin{smallmatrix} 1 \\ 2 \end{smallmatrix} \right\} = 0. \end{aligned}$$

Das heißt, die Signaturen $3 \leq \varepsilon, \kappa \leq 6$ sind Sonderfälle von $\varepsilon, \kappa = 1$ und 2.

Die Systeme werden reduziert auf:

$$\begin{aligned} (\text{sp} \Gamma_{(-)}^{(\varepsilon, \kappa)})_2; \bar{Q}_{ik} &= (\bar{\xi}_{\varepsilon, \kappa})_2 \\ (\text{sp} \Gamma_{(-)}^{(\varepsilon, \kappa)})_2; \bar{Q}_{ik} &= (\bar{\xi}_{\varepsilon, \kappa})_2 \end{aligned}$$

Die $\bar{\xi}_{\varepsilon, \kappa}$ sind ponderomotorische Wirkungen auf $\underline{a}$ und $\bar{\xi}_{\varepsilon, \kappa}$ solche auf a, die durch die Korrespondenz beider Systeme zustande kommen. Hinsichtlich des Feldes von $\underline{a}$

müssen demnach die $\bar{\xi}_{\varepsilon, \kappa}$ quellenfrei sein und umgekehrt. Die Skalardivergenzen im R_4 werden durch die Singulett-Operatoren $\text{sp} \Gamma_{(a)}^{(a)}$ ausgedrückt, wo wieder die Signaturen $3 \leq a \leq 6$ Sonderfälle von 1 und 2 sind. Es kommt nur die kovariante Wirkungsweise in Betracht. Demnach gelten die Divergenzfreiheiten

$$\begin{aligned} \text{sp}(\Gamma_{(-)}^{(1)}, \Gamma_{(-)}^{(2)}); (\bar{\xi}_{\varepsilon, \kappa})_2 &= 0 \\ \text{sp}(\Gamma_{(-)}^{(1)}, \Gamma_{(-)}^{(2)}); (\bar{\xi}_{\varepsilon, \kappa})_2 &= 0 \end{aligned}$$

Mit der Zusammenfassung der Operatoren

$$\begin{aligned} \hat{M}_{(+)} &= \text{sp}(\Gamma_{(-)}^{(1)}, \Gamma_{(-)}^{(2)}); (\text{sp} \Gamma_{(-)}^{(\varepsilon, \kappa)})_2 \\ \hat{M}_{(-)} &= (\text{sp} \Gamma_{(-)}^{(1)}, \Gamma_{(-)}^{(2)}); (\text{sp} \Gamma_{(-)}^{(\varepsilon, \kappa)})_2 \end{aligned}$$

lauten die Wechselwirkungsgesetze

$$\hat{M}_{(+)}; Q_{ik} = 0$$

wodurch die mesobarische Erweiterung des dynamischen Falles erreicht worden ist.

Der gesamte Energiedichtetensor kann noch umgeschrieben werden. Da die Operatordarstellungen

$$R_{ik} = \text{sp} C_m; \left\{ \begin{smallmatrix} 1 \\ 2 \end{smallmatrix} \right\} \quad \text{und} \quad R = \text{sp} R_{ik} = \text{sp}(\text{sp} C_m; \left\{ \begin{smallmatrix} 1 \\ 2 \end{smallmatrix} \right\})$$

dieser Größen durch den Operator C möglich ist und C bzw. $\underline{C}$ die Zustandsoperatoren der Felder a und $\underline{a}$ sind, die Mesofelder durch $\bar{g}$ und $\underline{g}$ beschrieben werden, kann das Gesetz

$$\kappa T_{ik} = \text{sp} C_m; \left\{ \begin{smallmatrix} 1 \\ 2 \end{smallmatrix} \right\} - \frac{1}{2} g_{ik} \text{sp}(\text{sp} C_m; \left\{ \begin{smallmatrix} 1 \\ 2 \end{smallmatrix} \right\}) = [\text{sp} C_m - \frac{1}{2} g_{ik} \text{sp}(\text{sp} C_m); \left\{ \begin{smallmatrix} 1 \\ 2 \end{smallmatrix} \right\}]$$

für die einzelnen Anteile von Q_{ik} Anwendung finden. Doch sind diese Anteile wegen der Wechselwirkung dann nicht mehr quellenfrei hinsichtlich $\text{sp} \Gamma_{(a)}^{(a)}$.

Für die Felder a und $\underline{a}$ folgt dann

$$\text{sp} C_m; \left\{ \begin{smallmatrix} 1 \\ 2 \end{smallmatrix} \right\} = \kappa(\bar{T}_{(a,a)} - \frac{1}{2} \bar{g} \bar{T}_{(a,a)}) \quad \text{oder} \quad \text{sp}(\text{sp} C_m; \left\{ \begin{smallmatrix} 1 \\ 2 \end{smallmatrix} \right\}) = -\kappa \bar{T}_{(a,a)}, \text{ weil } \text{sp}^i \bar{g} = \text{sp} \bar{g} = 4 \text{ im } R_4 \text{ ist.}$$

Daraus folgt

$$\begin{aligned} \kappa \bar{T}_{(a,a)} &= \text{sp} C_m; \left\{ \begin{smallmatrix} 1 \\ 2 \end{smallmatrix} \right\} - \frac{1}{2} \bar{g} \text{sp}(\text{sp} C_m; \left\{ \begin{smallmatrix} 1 \\ 2 \end{smallmatrix} \right\}) \\ \kappa \bar{T}_{(b,b)} &= \text{sp} C_m; \left\{ \begin{smallmatrix} 1 \\ 2 \end{smallmatrix} \right\} - \frac{1}{2} \bar{g} \text{sp}(\text{sp} C_m; \left\{ \begin{smallmatrix} 1 \\ 2 \end{smallmatrix} \right\}) \end{aligned}$$

Da die C und $\underline{C}$ Zustandsoperatoren der beiden Felder mit den Eigenwerten λ_m und λ'_m und den Eigenfunktionen $\{ \frac{m}{k} \}$ bzw. $\{ \frac{m}{k'} \}$ bei fehlender Korrespondenz sind, besteht die Möglichkeit, dass im Falle der Korrespondenz die Felder a und $\underline{a}$ sich so beeinflussen, dass die Zustandsoperatoren wegen der Wechselwirkung auf die zum jeweiligen Konterfeld gehörenden Eigenfunktionen einwirken, was mit den Eigenwerten λ'_m und λ'_m dieser Wechselwirkung zu den beiden Eigenwertbeziehungen

$$\begin{aligned} sp C_m; \{ \frac{m}{k} \} &= \lambda_m \{ \frac{m}{k} \} \\ sp \underline{C}_m; \{ \frac{m}{k'} \} &= \lambda'_m \{ \frac{m}{k'} \} \end{aligned}$$

führt, mit denen allerdings keine divergenzfreien Tensoren aufgebaut werden können. Für die Wechselwirkungsanteile von Q_{ik} ergibt sich dann

$$\kappa Q_{ik} = \kappa (T_{ik(a,a)} + T_{ik(a,\underline{a})} + T_{ik(\underline{a},a)} + T_{ik(\underline{a},\underline{a})}) = [(1 - \frac{1}{2} g_{ik} sp); sp C_m] + [(1 - \frac{1}{2} g_{ik} sp); sp \underline{C}_m]; \{ \frac{m}{k} \} + \{ \frac{m}{k'} \}$$

Mit den Kürzungen

$$\begin{aligned} \Omega &= (1 - \frac{1}{2} g_{ik} sp); sp C_m \\ \underline{\Omega} &= (1 - \frac{1}{2} g_{ik} sp); sp \underline{C}_m \end{aligned}$$

folgt

$$\kappa Q_{ik} = (\Omega + \underline{\Omega}); \{ \frac{m}{k} \} + \{ \frac{m}{k'} \} = (\Omega + \underline{\Omega}); (\varphi + \underline{\varphi})$$

Das allgemeine Wechselwirkungsgesetz ist somit

$$\hat{M}_{(\pm)}; \kappa Q_{ik} = \hat{M}_{(\pm)}; (\Omega + \underline{\Omega}); (\varphi + \underline{\varphi}) = 0$$

Das Verschwinden der Ω ist nur möglich, wenn beide Summanden $(\varphi + \underline{\varphi})$ Null werden.

Mit dem Operator

$$\hat{R} = \hat{M}_{(\pm)}; (\Omega + \underline{\Omega})$$

hat das allgemeine Korrespondenzgesetz dann die einfache Form

$$\hat{R}; (\varphi + \underline{\varphi}) = 0$$

Diese insgesamt $4^3 = 64$ Differenzialgleichungen setzen im Fall einer dynamischen Korrespondenz von zwei mesobarischen Systemen die 64 Korrespondenzfeldkomponenten $\varphi = \{ \frac{k}{l} \}$ des Systems a mit den entsprechenden $\underline{\varphi} = \{ \frac{k'}{l'} \}$ von $\underline{a}$ in eine Wechselbeziehung.

Die eingerahmten Gleichungen sind die von Heim im „Flugkörper“ angegebenen Formeln. Heim deutete darin bereits an, dass ein sechsdimensionaler Hyperraum eine

Vielfachgeometrie („Polymetrie“) nahelegen würde, und dass die Entdeckung einer kleinsten Fläche (dem Metron) zu einer Diskretisierung der Geomerie bzw. auf eine „Metronisierung“ führen muss.

Heim war bereits damals davon überzeugt, dass die Lösungen der Eigenwertgleichungen auf die geometrischen Gestalten der Massen von Elementarteilchen führen werden. Allerdings genügte es dafür nicht, die 1959 und oben angegebenen Eigenwertgleichungen, die sich aus der Riemannschen Metrik ergaben, zu verwenden, sondern er musste dafür Metriken entwickeln, die aus Partialstrukturen von vier unterschiedlichen Geometrien im sechsdimensionalen Hyperraum zusammengesetzt sind.

Erst dann wird die Lösungsmannigfaltigkeit hinreichend groß, dass sich die vielen unterschiedlichen Elementarteilchenmassen im stationären Fall herleiten lassen. Da die Werte der Partikelmassen recht gut mit den gemessenen übereinstimmen (www.heim-theory.com), ist Heims Eigenwertgleichung und die Sechsdimensionalität der Welt gerechtfertigt. (Heim 1977, Heim 1980/1989, Heim 1983)

Die Entdeckung einer kleinsten Fläche, das „Metron“, als Naturkonstante, veranlasste Heim, seine 6-dimensionale Geometrie in eine diskrete Form zu bringen.

Bei der Metronisierung werden dann Vektoren und Tensoren zu metronischen Operatoren, den Selektoren, Auswählern aus ganzen Zahlen n (von Metronen), Verschiebungssymbole werden zu Kondensoren und Krümmungen werden zu Kompressoren (von Metronen).

Zwar sind diese Flächenelemente um 20 Größenordnungen geringer als die empirisch bestimmten Teilchendurchmesser, so dass man physikalische Probleme weiterhin im geometrischen Kontinuum behandeln kann. Doch ist es zum Verständnis einiger Phänomene der Teilchenphysik und in der Kosmologie erforderlich, die diskrete Geometrie zu verwenden.

Die folgenden Herleitungen sollen nur einen kleinen Einblick geben, wie die im Jahre 1959 bereits angedeuteten Funktionen und Operatoren im infinitesimalen Fall in einer (diskreten) metronisierten Polymetrie erweitert werden mussten.

5. Die kovariante Ableitung in einem metronisierten 6-dimensionalen Hyperraum

Die Sechsdimensionalität der Welt leitete Heim aus der Tatsache ab, dass er aus der Lösung seiner Eigenwertgleichung 36 von Null verschiedene Werte für den Energietensor erhalten hat, die sich in einer 6 mal 6 – Matrix unterbringen lassen. Da die An-

zahl der Spalten bzw. Reihen die Zahl der Dimensionen angeben, schloss Heim auf einen R_6 .

In diesem Fall muss es drei äquivalente metrische Strukturen geben $g_{ik}^{(\mu)}$ mit $1 \leq \mu \leq 3$, die im R_6 ein Kompositionsfeld aufbauen. Die drei Unterräume bilden jeweils eine semantische Einheit, deren eigene Koordinaten nicht mit denen der zwei anderen vertauschbar sind:

$$R_3 = (x_1, x_2, x_3), \quad T_1 = (x_4), \quad S_2 = (x_5, x_6)$$

R_3 bezeichnet den Raum, T_1 die Zeit und S_2 sind zwei imaginäre Koordinaten, welche die Organisation eines Systems angeben (x_5) und das in der Zeit sich realisierende Ziel der Organisation (x_6).

Aufgrund der unterschiedlichen Koordinatenstruktur ergeben sich physikalisch unterscheidbare Fundamentaltensoren g_{ik} , deren Indizes i, k den einzelnen Koordinatengruppen zugeordnet werden können. (Werden diese Fundamentaltensoren als Potenziale unterschiedlicher physikalische Felder interpretiert, dann werden beim Übergang von den Heimschen Eigenwertgleichungen zu den Einsteinschen Feldgleichungen der ART mit $x_5, x_6 \rightarrow 0$ mit den verbleibenden Koordinaten x_1, x_2, x_3, x_4 im Makrobereich gerade die 16 Tensorpotenziale der ART erhalten).

Nach Heim lassen sich die drei verschiedenen metrischen Fundamentaltensoren $g_{ik}^{(\mu)}$ als nichteuklidische Strukturen in den Unterräumen S_2 , $S_2 \cup T_1$, $S_2 \cup R_3$, $S_2 \cup T_1 \cup R_3$ superponieren.

Dies folgt aus den Theoremen der Metronisierung, wonach der metrische Fundamentaltensor bzw. Fundamentalselektor g_{ik} aus der Kontraktion eines tensoriellen Selektor κ_{mi} gebildet wird. Der nichteuklidische Gitterselektor der metrischen Hyperstruktur des Kompositionsfeldes erweist sich als metronischer Integralselektor mit dem Kern κ_{mi} . Das folgt aus der Metronisierung der Metrik, die als Produkt der metronischen Differenziale δ_k zweier Hyperselektoren $\psi_i; n = \xi_i$ geschrieben werden kann. Das quadratische Längendifferenzial ds^2 wird zu einer quadratischen Längendifferenz, wenn die x_i ein orthogonales metronisches Gitter äquidistanter geodätischer Geraden hinsichtlich des Bezugsraumes bilden:

$$\Delta s^2 = g_{ik} \Delta x^i \Delta x^k, \text{ und im Grenzfall}$$

$$\lim \Delta s^2 = \lim g_{ik} \Delta x^i \Delta x^k = (\delta s)^2 = g_{ik} \delta x^i \delta x^k; n = \kappa^i \kappa^k \sqrt{v^2}; n = \delta_i \psi \delta_k \psi$$

$$\delta_k \psi = g_k; (\delta x)^k = \sum_{k=1}^N g_k (\delta x)^k = \kappa_{ik}; (\delta x), \text{ mit } \psi = \sum_{s=1}^N \psi_s$$

$$\psi = S \kappa_{ik}; (\delta x)$$

Der metronische Integralselektor κ_{ik} wird von Heim als Gitterkern bezeichnet. Er ist ein tensorieller Selektor, dessen Zeilen- und Spaltenvektoren die Vektorselektoren g_i von g_{ik} sind. Daher muss die Integration des Gitterkerns mit dem Fundamentalselektor identisch sein, d.h.

$$g_{ik} = sp(\kappa_{mi} \times \kappa_{km})$$

Der Gitterkern κ_{ik} kann als Maß des metronischen Kondensationsgrades einer Hyperstruktur angesehen werden. Die Abhängigkeit der drei metrischen Tensoren $g_{ik}^{(\mu)}$ und $g_{ik}^{(\nu)}$ mit $1 \leq \mu, \nu \leq 3$ von euklidischen und nichteuklidischen Koordinaten kann unterschiedlichster Art sein und dadurch eine bestimmte Metrik definieren. Die Superposition zweier tensorieller Selektoren wird in der Flächen-Differenzenrechnung gefordert.

Auch ohne die Metronisierung gelangt man zu einer Vielfachgeometrie (Polymetrie) mit einer kompositiven Metrik g_{ik} . In der infinitesimalen Geometrie muss man nur die Forderung nach einer doppelten Koordinatenabhängigkeit erheben. Angenommen, die euklidischen Koordinaten x_m hängen von zwei voneinander unabhängigen nichteuklidischen Koordinaten $y_\alpha = y_\alpha(z_k)$ ab:

$$x_m = x_m(y_\alpha(z_k)),$$

dann gilt für den „kompositiven Fundamentaltensor“ wegen der Abhängigkeit von zwei nichteuklidischen Koordinatensystemen

$$g_{ik} = \frac{\partial x_m}{\partial y_\alpha} \frac{\partial y_\alpha}{\partial z_i} \frac{\partial x_m}{\partial y_\beta} \frac{\partial y_\beta}{\partial z_k} = \sum_{\alpha, \beta=1}^6 g_{ik}^{(\alpha\beta)}$$

wobei die Summation über α und β stattfindet.

$$g_{ik}^{(\alpha\beta)} = \left(\frac{\partial x_m}{\partial y_{(\alpha)}} \frac{\partial y_{(\alpha)}}{\partial z_i} \right) \left(\frac{\partial x_m}{\partial y_{(\beta)}} \frac{\partial y_{(\beta)}}{\partial z_k} \right) = \kappa_{im}^{(\alpha)} \kappa_{mk}^{(\beta)}$$

Im sechsdimensionalen Hyperraum kann die Koordinatenstrukturierung $R_6 = R_6((y_1, y_2, y_3)(y_4)(y_5, y_6))$ vorgenommen werden, denn die reellen Koordinaten y_1, y_2, y_3 des R_3 sind vertauschbar und bilden, physikalisch gesehen, eine zusammenhängende Einheit. Die Zeitkoordinate y_4 spannt zusammen mit den reellen Koordinaten den Minkowski-Raum R_4 auf und unterscheidet sich in ihrem physikalischen Verhalten von den Koordinaten des R_3 . Sie bildet somit eine selbständige Einheit y_1, y_2, y_3 . Die imaginären Transkoordinaten y_5, y_6 sind wiederum nicht vertauschbar mit den Koordinaten y_1, y_2, y_3 und y_4 und bilden eine dritte semantische Einheit. Der polymetrische Fundamentaltensor $g_{ik}^{(\alpha\beta)}$ lautet mit der Aufspaltung in die 3 semantischen Einheiten

$$g_{ik}^{(\alpha\beta)} = \sum_{\alpha=1}^6 \kappa_{im}^{(\alpha)} \sum_{\beta=1}^6 \kappa_{mk}^{(\beta)} = \left(\sum_{\alpha=1}^3 \kappa_{im}^{(\alpha)} + \kappa_{im}^{(4)} + \sum_{\alpha=5}^6 \kappa_{im}^{(\alpha)} \right) \left(\sum_{\beta=1}^3 \kappa_{mk}^{(\beta)} + \kappa_{mk}^{(4)} + \sum_{\beta=5}^6 \kappa_{mk}^{(\beta)} \right)$$

mit $i, k, \alpha, \beta = 1, 2, \dots, 6$. Werden die drei Koordinatengruppen $(y_1, y_2, y_3)(y_4)(y_5, y_6)$ mit den Ziffern $\mu, \nu = 3, 2, 1$ benannt, dann lautet der kompositive Fundamentaltensor

$$g_{ik}^{(\mu\nu)} = \sum_{\mu=1}^3 \kappa_{im}^{(\mu)} \sum_{\nu=1}^3 \kappa_{mk}^{(\nu)} = (\kappa_{im}^{(3)} + \kappa_{im}^{(2)} + \kappa_{im}^{(1)}) (\kappa_{mk}^{(3)} + \kappa_{mk}^{(2)} + \kappa_{mk}^{(1)}) = \sum_{\mu, \nu=1}^3 g_{ik}^{(\mu\nu)}$$

mit den Partialtensoren $\kappa_{ik}^{(\mu)}$

$$\begin{aligned} \kappa_{ik}^{(1)} &= \kappa_{ik}^{(1)}(y_5, y_6) \\ \kappa_{ik}^{(2)} &= \kappa_{ik}^{(2)}(y_4) \\ \kappa_{ik}^{(3)} &= \kappa_{ik}^{(3)}(y_1, y_2, y_3) \end{aligned}$$

Es gibt vier Kombinationen von Partialstrukturen mit denen sich vier kompositive Fundamentaltensoren, sog. *Korrelatoren* mit der Bezeichnung $x = a, b, c$ und d bilden lassen, die von Heim *Hermetrieformen* genannt werden

$$\hat{g}^{(x)} = \hat{g}_{ik}^{(x)}(g_{ik}^{(\mu\nu)}, \kappa_{ik}^{(\mu)}) \quad i, k = 1, \dots, 6; \quad \mu, \nu = 1, 2, 3; \quad x = a, b, c, d$$

Die Korrelatoren sind Partielstrukturen des R_6 , die in wechselseitigen Korrelationen stehen. Wenn alle drei Partialstrukturen einen Korrelator bilden, dann ist $x = d$

$$\hat{g}^d = f^d(\kappa_{ik}^{(1)}, \kappa_{ik}^{(2)}, \kappa_{ik}^{(3)}) = \hat{g}$$

Durch Einwirkung von Sieboperatoren $S(\mu, \nu)$, mit $\mu, \nu = 2$ und 3 auf $\hat{g}^d$ können die Partielstrukturen mit dem Index 2 und/oder 3 gelöscht werden. Damit ergeben sich die nichteuklidischen Strukturformen

$$\begin{aligned} \hat{g}_a &= S(2,3)\hat{g} = f_a(\kappa_{(1)}) = \begin{pmatrix} g_{(11)} & \kappa_{(1)} & \kappa_{(1)} \\ \kappa_{(1)} & E & E \\ \kappa_{(1)} & E & E \end{pmatrix} \\ \hat{g}_b &= S(3)\hat{g} = f_b(\kappa_{(1)}, \kappa_{(2)}) = \begin{pmatrix} g_{(11)} & g_{(12)} & \kappa_{(1)} \\ g_{(21)} & g_{(22)} & \kappa_{(2)} \\ \kappa_{(1)} & \kappa_{(2)} & E \end{pmatrix} \\ \hat{g}_c &= S(2)\hat{g} = f_c(\kappa_{(1)}, \kappa_{(3)}) = \begin{pmatrix} g_{(11)} & \kappa_{(1)} & g_{(13)} \\ \kappa_{(1)} & E & \kappa_{(3)} \\ g_{(31)} & \kappa_{(3)} & g_{(33)} \end{pmatrix} \\ \hat{g}_b &= \hat{g} = f_b(\kappa_{(1)}, \kappa_{(2)}, \kappa_{(3)}) = \begin{pmatrix} g_{(11)} & g_{(12)} & g_{(13)} \\ g_{(21)} & g_{(22)} & g_{(23)} \\ g_{(31)} & g_{(32)} & g_{(33)} \end{pmatrix} \end{aligned}$$

Die vier Korrelatoren erweisen sich als physikalisch ausdeutbare nichteuklidische Strukturformen, als Wechselwirkungspotenziale sog. *Hermetrieformen*:

$$\begin{aligned} a &\hat{=} \hat{g}_a = g_{ik(a)} = g_{ik}(\kappa_{ik}^{(1)}) \hat{=} && \text{Gravitonen} \\ b &\hat{=} \hat{g}_b = g_{ik(b)} = g_{ik}(\kappa_{ik}^{(1)}, \kappa_{ik}^{(2)}) \hat{=} && \text{Photonen} \\ c &\hat{=} \hat{g}_c = g_{ik(c)} = g_{ik}(\kappa_{ik}^{(1)}, \kappa_{ik}^{(3)}) \hat{=} && \text{elektrisch neutrale Partikel} \\ d &\hat{=} \hat{g}_d = g_{ik(d)} = g_{ik}(\kappa_{ik}^{(1)}, \kappa_{ik}^{(2)}, \kappa_{ik}^{(3)}) \hat{=} && \text{elektrisch geladene Partikel} \end{aligned}$$

Anstelle der Christoffelschen Verschiebungssymbole $\left\{ \begin{smallmatrix} \lambda \\ \mu \nu \end{smallmatrix} \right\}$ der Riemannschen Geometrie gelten nun die *Fundamentalkondensoren* $\left\{ \begin{smallmatrix} \lambda \\ \mu \nu \end{smallmatrix} \right\}_{\lambda\sigma}$ der Polymetrie. Mit der kontravarianten Form des Korrelators $g_{ik}^{is} = sp(\kappa_{ik}^{is} \times \kappa_{ik}^{is})$ lässt sich der Fundamentalkondensor $\left\{ \begin{smallmatrix} \lambda \\ \mu \nu \end{smallmatrix} \right\}_{\lambda\sigma}$ in die gemischvariante Stufe heben

$$g_{ik}^{is} \left\{ \begin{smallmatrix} \lambda \\ \mu \nu \end{smallmatrix} \right\}_{\lambda\sigma} = \frac{1}{2} \sum_{\mu, \nu=1}^3 g_{ik}^{is} \left(\sum_{\kappa, \lambda=1}^3 \left(\frac{\partial g_{ik}^{(\kappa\lambda)}}{\partial z^m} + \frac{\partial g_{im}^{(\kappa\lambda)}}{\partial z^k} - \frac{\partial g_{km}^{(\kappa\lambda)}}{\partial z^s} \right) \right) = \sum_{\kappa, \lambda, \mu, \nu} \left\{ \begin{smallmatrix} i \\ km \end{smallmatrix} \right\}_{\kappa\lambda}^{(\mu\nu)} - + = \left[\begin{smallmatrix} \lambda\sigma \\ \mu\nu \end{smallmatrix} \right]$$

$(\mu\nu)$ bedeutet in der abgekürzten Schreibweise die Kontrasignatur und $(\kappa\lambda)$ die Basissignatur, $(-+)$ beschreibt die Wirksignatur zwischen Kontra- und Basissignatur. Sie bedeutet hier, dass der kontravariante Index i vom Gitterkern $\kappa_{ik}^{is}(\mu)$ geliefert wird. Der Index ν des Gitterkerns $\kappa_{ik}^{is}(\nu)$ ermöglicht die Summation.

Die Kondensoren bewirken, dass bei der Projektion eines auf einer gekrümmten Fläche liegenden Metronengitters auf eine ebene Bezugsfläche, die projizierten Metronen zusammengepresst bzw. kondensiert erscheinen. Sie vermitteln externe Wechselwirkungen, die von Heim Korrespondenzen genannt werden.

Wenn $\left[\begin{smallmatrix} cd \\ ab \end{smallmatrix} \right]$ hermitesch ist, ist es ein echtes gemischvariantes Tensorfeld vom dritten Grade. Die geodätischen Koordinaten können nur in Bezug auf eine Partialstruktur gefunden werden, so dass die Geodäsie der beiden anderen μ nicht gegeben ist und sich $\left[\begin{smallmatrix} cd \\ ab \end{smallmatrix} \right]$ nicht forttransformieren lässt.

Die kovariante Differentiation erweitert den Tensorgrad um eine Stufe. Heim hatte für die infinitesimale Differentiation einen Operator $\Gamma_{(s_1)(s_2)}^{(s_1)(s_2)}$ angegeben. Die kontravariante Einwirkung auf die gemischtvariante Form der ersten Summe kennzeichnet $(s_1(\epsilon))$, die der zweiten mit $(s_2(\epsilon))$. Mit $(+)$ wird die kontravariante, und mit $(-)$ die kovariante Operatorwirkung einer der 6 Signaturen ϵ bezeichnet. Die infinitesimalen Γ -Operator wirken linear durch die Komponenten der Parallelverschiebung.

Wenn ein Γ -Operator in der Polymetrie metronisiert wird, dann wirken die metronischen Kondensationszustände im Sinne von Funktionalelektoren auf irgendeine metronische Feldfunktion. Die metronisierten Γ -Operatoren sind also immer Funktio-

nalsektoren, die mithilfe von metronischen Kondensationsfeldern wirken. Heim nennt diese Operatoren daher *Kondensfeldsektoren*. Die Variationsmöglichkeit der Kondensfeldsektoren wird nun wesentlich größer als diejenige der Γ -Operatoren. Denn im Gegensatz zu der einen Klasse metrischer Komponenten kommen im metronischen Bereich wegen der Kombinationen der Partialstrukturen in den Korrelatoren in einem Kondensfeldsektor, in den additiven Kondensorgliedern mehrere Kondensorsignaturen (Basis-, Kontra-, und Wirksignaturen) zur Geltung. Außerdem können in den Typensignaturen $(s_1(\varepsilon))(s_2(\varepsilon))$ alle Modalitäten der $1 \leq \varepsilon \leq 6$ Wirkungsvorschriften simultan und kombiniert differenzierte Typensignaturen aufbauen.

Beim Übergang vom infinitesimalen zum metronischen Tensorfeld und zum Selektor werden die den Tensor aufbauenden Vektoren separat zu vektoriellen Selektoren.

Die kovariante Differentiation, ausgedrückt durch Anwendung des Γ -Operators, die im infinitesimalen Fall durch Gleichung (*) gegeben ist, wirkt in der metronisierten Polymetrie als Kondensfeldsektor auf ein metronisches Tensorfeld vom Grad m und hat (mit dem Übergang zur metronischen Differentiation $\frac{\partial}{\partial x^k} \rightarrow \frac{1}{\alpha_k} \delta_k$, mit $\alpha_k = \kappa_k \sqrt{\tau}$), das Aussehen

$$\Gamma_{(s_1)(s_2)}^{(s_1)(s_2)} \left[\begin{matrix} cd \\ ab \end{matrix} \right]_k = \frac{1}{\alpha_k} \delta_k + \sum_{\lambda=\mu+1}^m 0^\sigma \left\{ \begin{matrix} \delta_k \\ \delta_k \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} cd \\ (ab)(\varepsilon_\lambda(s_1)) \end{matrix} \right\} - \sum_{\lambda=1}^{\mu} 0^\sigma \left\{ \begin{matrix} \delta_k \\ \delta_k \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} cd \\ (ab)(\varepsilon_\lambda(s_2)) \end{matrix} \right\} ; n = \left[\begin{matrix} cd \\ ab \end{matrix} \right]_{(z)k}^{(s_1)(s_2)}$$

Dieser Selektor wird im allgemeinen Fall von verschiedenen Kondensoren aufgebaut, die sich in ihrer Kondensorsignatur unterscheiden.

Mit diesem Operator erstellt Heim wie im infinitesimalen Fall (**) einen Zustandsoperator C_m , der in die metronisierte polymetrische Eigenwertgleichung eingeht.

Damit erhält er eine hinreichend große Lösungsmannigfaltigkeit mit der sich materielle Strukturen geometrisch ausdrücken lassen.

In Anbetracht der Tatsache, dass sich mit der Theorie von Burkhard Heim nicht nur sämtliche Teilchenmassen und -eigenschaften geometrisch interpretieren lassen, dass Heims Theorie mit keinen empirischen Phänomenen in Widerspruch steht und dass sich Einsteins Allgemeine Relativitätstheorie als Näherung aus der umfassenderen Heimschen Theorie ergibt, ist es bedauerndswert, dass sich die Physiker noch nicht mit Heims Arbeiten befasst haben. Allerdings wird die Zeit für eine Aufarbeitung dieser Theorie noch kommen, wenn erst einmal ein Institut die ungeheure Menge des Heimschen Nachlasses, der sich in der Stadt Northheim befindet, (und den kein anderer großer Physiker in dieser Menge produziert hat) zur Kenntnis nehmen wird, und wenn die Teilchenphysiker aus den Experimenten mit wechselwirkenden Partikeln weiterhin zu keinen Einsichten in die geometrischen Gestalten von Elementarteilchen kommen werden.

6. Die kontrabarische Gleichung

Da Heim das Gravitationsfeld physikalisch ähnlich beschreibt wie das elektromagnetische Feld in den Maxwellgleichungen, braucht er zur Untersuchung der physikalischen Felder und deren Wechselwirkungen keine strukturtheoretischen Gleichungen, die das Gravitationsfeld als Raumkrümmung verstehen. Die Newtonsche Näherung ist dafür hinreichend. Heim vergleicht die Kraftdichten des elektromagnetischen mit der des gravitativen Feldes.

Die Maxwell-Gleichungen für den Elektromagnetismus lauten:

$$\begin{aligned} \varepsilon_0 \operatorname{div} \vec{E} &= \rho, & \operatorname{rot} \vec{H} &= \varepsilon_0 \dot{\vec{E}} + \rho \vec{v} \\ \operatorname{rot} \vec{E} &= -\mu_0 \dot{\vec{H}}, & \operatorname{div} \vec{H} &= 0 \end{aligned}$$

mit $\vec{E} = \mathbf{E} = E_i$ = elektrischer Feldvektor, $\vec{H} = \mathbf{H} = H_i$ = magnetischer Feldvektor,

$\dot{\vec{E}} = \frac{d}{dt} \vec{E}$, $\vec{v}$ = Geschwindigkeitsvektor, ε_0, μ_0 = Konstanten, ρ = Ladungsdichte, $c =$

$\sqrt{\frac{1}{\varepsilon_0 \mu_0}}$ = Lichtgeschwindigkeit, Koordinaten $i = x, y, z$ und den Vektor-

Differenzialbeziehungen:

$$\operatorname{grad} \sigma = \frac{\partial \sigma}{\partial x} + \frac{\partial \sigma}{\partial y} + \frac{\partial \sigma}{\partial z},$$

$$\operatorname{div} E_i = \frac{\partial E_x}{\partial x} + \frac{\partial E_y}{\partial y} + \frac{\partial E_z}{\partial z},$$

$$\operatorname{rot} E_i = \begin{bmatrix} i_x & i_y & i_z \\ \frac{\partial}{\partial x} & \frac{\partial}{\partial y} & \frac{\partial}{\partial z} \\ E_x & E_y & E_z \end{bmatrix}$$

In Heims Theorie der Gravitation besitzt auch das Gravitationsfeld einer Masse m nach dem Energie-Materie-Äquivalenzprinzip eine sehr schwache Feldmasse μ_g , so dass die Gesamtmasse eines Teilchens $m(r) = m_0 + \mu_g$ ortsabhängig ist. Ein bewegtes Gravitationsfeld $\vec{r}$ induziert ein Mesofeld $\vec{\mu}$:

$$\begin{aligned} \operatorname{div} \vec{r} &= \vec{\sigma} / \alpha, & \operatorname{rot} \vec{\mu} &= \alpha \dot{\vec{r}}, \\ \operatorname{rot} \vec{r} &= -\beta \dot{\vec{\mu}}, & \operatorname{div} \vec{\mu} &= c(\sigma_0 - \vec{\sigma}) \end{aligned}$$

Die Ladungsdichte des Feldes ist die Differenz zwischen der der Gesamtladungsdichte $\vec{\sigma}$ und der der Quellmasse σ_0 . Die Ausbreitung gravitativer Feldstörungen erfolgt mit der Geschwindigkeit

$$c = \sqrt{\frac{1}{\alpha\beta}}, \text{ mit } \alpha = \frac{1}{4\pi\gamma}.$$

Aus den Feldgleichungen folgt

$$\vec{\Gamma} \text{rot} \vec{\mu} - \vec{\mu} \text{rot} \vec{\Gamma} = \alpha \vec{\Gamma} \dot{\vec{\Gamma}} + \beta \vec{\mu} \dot{\vec{\mu}} = \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial t} (\alpha \vec{\Gamma}^2 + \beta \vec{\mu}^2) = -\text{div}(\vec{\Gamma} \times \vec{\mu})$$

Das ist die Leistungsdichte als zeitliche Änderung der Energiedichte η :

$$\dot{\eta} = -\text{div}(\vec{\Gamma} \times \vec{\mu}) = \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial t} (\alpha \vec{\Gamma}^2 + \beta \vec{\mu}^2)$$

Im statischen Fall ist wegen der Forderung nach Energieerhaltung $\text{div}(\vec{\Gamma} \times \vec{\mu}) = 0$.

Wegen $m = m(r)$ und $\vec{\Gamma} = \text{grad} \bar{\varphi} = \gamma \left(\frac{1}{r} \frac{\partial m}{\partial r} - \frac{m}{r^2} \right)$ liefert die Volumenintegration mit

$$m' = \frac{\partial m}{\partial r}$$

$$\int \alpha \vec{\Gamma}^2 dV = 4\pi\alpha\gamma^2 \int r^2 \left(\frac{1}{r} m' + \frac{m}{r^2} \right)^2 dr = \gamma \int \left(m'^2 - 2 \frac{m}{r} m' + \frac{m^2}{r^2} \right) dr,$$

wobei $dV = 4\pi r^2 dr$ gesetzt wurde. Nach Zeitdifferentiation ist

$$\dot{r} \frac{d}{dr} \left(mc^2 + \gamma \int \left(m'^2 - 2 \frac{m}{r} m' + \frac{m^2}{r^2} \right) dr \right) = 0,$$

mit der Konstanten $a = \gamma/c^2$. Wegen $\dot{r} \neq 0$ muss der zweite Faktor verschwinden. Die Differentiation ergibt:

$$m' \left(1 - am' - \frac{2am}{r} \right) = -a \frac{m^2}{r^2}$$

Wird am' vernachlässigt und mit $x = m/r$ substituiert, so wird

$$\begin{aligned} \frac{dm}{dr} &= -\frac{ax^2}{1-2ax} = \frac{d}{dr}(xr) = r \frac{dx}{dr} + x \\ -\frac{1}{r} &= \frac{1}{x} + \frac{dx}{dr} \left(\frac{1-2ax}{1-ax} \right) = \frac{dx}{dr} \left(\frac{1}{x} - \frac{a}{1-ax} \right) - \int_0^r \frac{dr}{r} = \int_{x_0}^x \frac{dx}{x} - a \int_{x_0}^x \frac{dx}{1-ax} \\ \ln(r_0/r) &= \ln(x/x_0) + \ln \left(\frac{1-ax}{1-ax_0} \right) = \ln \left(\frac{x(1-ax)}{x_0(1-ax_0)} \right) \\ x(1-ax)r &= x_0(1-ax_0) \end{aligned}$$

Mit der Kürzung $A = m(1-am/r) = m_0(1-am_0/r_0) = \text{const}$ folgt für die ortsabhängige Masse der Ausdruck

$$m(r) = \frac{r}{2a} \left(1 \pm \sqrt{1 - \frac{4aA}{r}} \right)$$

mit $a = \gamma/c^2$. Für $r = r_0$ muss $m(r_0) = m_0$ werden. Daher muss das Minuszeichen gelten. (Einen entsprechenden Ausdruck erhielten Arnowitt, Deser und Misner (1962), allerdings mit einem andern Wert $a = -\frac{1}{2} \frac{\gamma}{c^2}$).

Die Feldmasse μ_g im Gravitationsfeld ist damit

$$\mu_g = \lim_{r \rightarrow \infty} (m - m_0) = \lim_{r \rightarrow \infty} m - m_0 = A - m_0 = m_0(1 - am_0/r_0) - m_0 = -\frac{am_0^2}{r_0}$$

Wegen $|\mu_g| \ll m_0$ kann das positive Gegenstück zur Feldmasse nicht m_0 sein. Als positives Gegenstück $\mu_m = -\mu_g$ interpretiert Heim die Feldmasse des gravitativen Feldpotenzials $\bar{\mu}$ derart, dass die Symmetrie $\mu_m + \mu_g = 0$ zwischen dem Gravitations- und dem Mesofeldvektor existiert.

Da der Radikand in der Formel für $m(r)$ nicht negativ werden darf: $1 - 4aA/r \geq 0$, muss es einen absolut kleinsten Radius κ geben, den m_0 erreichen kann:

$$\kappa = 4aA(\kappa) = 4am_0(1 - am_0/\kappa)$$

Mit $m_0 = \frac{E_0}{c^2}$ und $E_0 = h\nu = hc/\lambda$, wobei λ die de Broglie-Wellenlänge, h das Wirkungsquantum und ν die Frequenz sowie E_0 die Energie der Quellmasse bedeuten, ist

$$\lambda\kappa = \frac{4ah}{c} \left(1 - \frac{ah}{c\lambda\kappa} \right)$$

Im Grenzfall $\lim_{\lambda \rightarrow \infty} \lambda\kappa = \tau$ lautet die Lösung

$$\begin{aligned} \tau &= 4B \left(1 - \frac{B}{\tau} \right), \quad \text{mit} \quad B = \frac{ah}{c} = \frac{\gamma h}{c^3} \\ \tau^2 - 4B\tau + 4B^2 &= 0, \\ (\tau - 2B) &= 0, \end{aligned}$$

$$\tau = 2 \frac{\gamma h}{c^3}$$

Die Berücksichtigung des gravitativen Anteils der Feldmasse einer Partikel durch Heim führt somit zwanglos auf die Existenz einer kleinsten Fläche, die Heim „Metron“ nennt, und damit zur Forderung der Verwendung einer diskreten anstelle der üblichen kontinuierlichen Geometrie. τ ist allerdings mit einem Wert von rd. $(10^{-35} \text{ cm})^2$ um 20 Größenordnungen geringer als die Größe von Elementarteilchen, so

dass in der Physik der Elementarteilchen nur in seltenen Fällen und eher in der Kosmologie mit der diskreten Flächengeometrie gerechnet werden muss.

Über die Energiedichten der elektrischen und gravitativen Felder lässt sich die elektrische Ladung durch die Feldmasse beschreiben.

Ausgehend von der elektrischen Feldenergie E_e

$$E_e = \pm \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{r}$$

Es bedeuten ϵ_0 die Influenzkonstante und e die Elementarladung. Es ist

$$\begin{aligned} dE_e &= dE = dmc^2 = \frac{\partial E_e}{\partial r} dr + \frac{\partial E_e}{\partial e} de, \\ dE_e &= dE = dmc^2 = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left(-\frac{e^2}{r^2} dr + \frac{2e}{r} de \right), \\ \pm br &= -\frac{e^2}{r} \frac{dr}{dm} + 2e \frac{de}{dm} \end{aligned}$$

Mit der Kürzung $b = 4\pi\epsilon_0 c^2$. Aus $A = m(1 - am/r)$ folgt

$$\begin{aligned} r &= \frac{am^2}{m-A} \quad \text{und} \\ \pm br &= -e^2 \left(\frac{1-2A/m}{m-A} \right) + 2e \frac{de}{dm} = ab \frac{m^2}{m-A} \end{aligned}$$

Weitere Kürzungen:

$$\begin{aligned} P &= \left(\frac{1-2A/m}{m-A} \right) \quad \text{und} \\ Q &= ab \frac{m^2}{m-A} \quad \text{führen zu} \\ \pm br &= e^2(-P) + 2e \frac{de}{dm} = Q \end{aligned}$$

Und mit $y = e^2$ und $2e \, de/dm = dy/dm$ zur Differenzialgleichung

$$dy/dm + y P(m) = Q(m),$$

deren Lösung aus

$$\begin{aligned} y &= e^2 = \exp \left(\int_{m_0}^m P dm \right) \left(\int_{m_0}^m Q e^{-\int_{m_0}^m P dm} dm + y_{h_0} \right), \quad \text{mit } y_h = y_{h_0} e^{-\int_{m_0}^m P dm} \quad \text{und} \quad y_{h_0} = e_0^2 \\ y &= \frac{a}{r_0} \frac{m^2}{m-a} \left(e_0^2 \pm \frac{4\pi}{\mu_0} r_0 (m-m_0) \right) \end{aligned}$$

gewonnen wird.

Für die Elementarladung e ergibt sich:

$$e = \pm \frac{m}{c} \sqrt{\frac{r}{r_0(m-m_0)}} \left(e_0^2 \pm \frac{4\pi}{\mu_0} r_0 (m-m_0) \right), \quad \text{mit } r = \frac{am^2}{m-A} \quad \text{schließlich}$$

$$e = \pm \sqrt{\frac{r}{r_0} \left[\pm (br_0(m-m_0) - e_0^2) \right]}$$

Mit der Kürzung

$$\beta = \frac{e_0^2}{4\pi\epsilon_0 r_0} - m_0 c^2 = \text{const}$$

Wird daraus

$$e = \pm 2\sqrt{\pi\epsilon_0 r (\beta + mc^2)}$$

Das elektrische Potenzial ist damit

$$\Phi_e = \frac{e}{4\pi\epsilon_0 r} = \pm \frac{1}{2} \sqrt{\frac{1}{\pi\epsilon_0 r} (\beta + mc^2)},$$

und die elektrische Feldstärke ist

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_0 &= \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \text{grad} \left(\frac{e}{r} \right) = \pm \frac{1}{4} \sqrt{\frac{1}{\pi\epsilon_0 r} (\beta + mc^2)} \times \left(\frac{c}{\epsilon_0 \pi r} \text{grad} \phi_s + \frac{1}{\pi\epsilon_0} \text{grad} \left(\frac{\beta}{r} \right) \right) = \\ &= \pm \frac{\frac{c^2}{r} \text{grad} \phi_s + \text{grad} \left(\frac{\beta}{r} \right)}{4\sqrt{\frac{\pi\epsilon_0}{r} (\beta + mc^2)}} = \pm \left(\frac{c^2}{\gamma} \Gamma_i + \text{grad} \left(\frac{\beta}{r} \right) \right) f(r), \end{aligned}$$

mit der Substitution

$$f(r) = \frac{1}{4\sqrt{\frac{\pi\epsilon_0}{r} (\beta + mc^2)}}.$$

Mit der Gravitationsfeldstärke $\vec{\Gamma} = \text{grad} \vec{\phi}_g = -(c^2/2) \text{grad} \sqrt{1-4aA/r}$

und der elektrischen Feldquelle $\rho = \epsilon_0 \text{div} \mathbf{E}_0$ ergibt sich

$$\text{div} \mathbf{E}_0 = \text{div} \vec{E}_0 = \frac{\vec{P}}{\epsilon_0} = \text{div} [f(r) \vec{\Gamma}] + a \text{div} [f(r) \text{grad} (\beta/r)]$$

$$\text{div} \mathbf{E}_0 = [\vec{\Gamma} + a \text{grad} (\beta/r)] \text{grad} f(r) + f(r) \text{div} [\vec{\Gamma} + a \text{grad} (\beta/r)]$$

Mit $\text{grad} (\beta/r) = 0$ wird

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{f(r)} = \pm 4a \sqrt{\pi\epsilon_0 c^2 m/r} = \pm \frac{4}{c} \sqrt{\pi\gamma\epsilon_0} \sqrt{\varphi_g}$$

mit

$$\varphi_g = \gamma m / r = \frac{c^2}{2} (1 - \sqrt{1 - 4a\alpha/r})$$

folgt

$$\text{div } \mathbf{E}_0 = \bar{\Gamma} \text{ grad } f + f \text{ div } \bar{\Gamma}.$$

Wegen $2e = e(m)$ folgt $e^2/r - bm = e^2_0/r_0 - bm_0 = k$, und

$$e = \pm \sqrt{r(bm + k)}.$$

Für $k=0$ ist

$$e = \frac{\sqrt{b}}{\gamma^2} r \sqrt{\varphi_g}$$

Die Ladungsdichte ist dann

$$\eta = \frac{de}{dV} = \frac{1}{4\pi r^2} \frac{de}{dr} = \frac{\sqrt{b}}{4\pi \gamma^2 r^2} \frac{d}{dr} (r \sqrt{\varphi_g}),$$

$$\eta = \frac{\sqrt{b}}{4\pi \gamma^2} \left(\frac{1}{r^2} \sqrt{\varphi_g} + \frac{1}{2r} \frac{1}{\sqrt{\varphi_g}} \frac{d\varphi_g}{dr} \right),$$

und mit den Kürzungen

$$\Phi = \sqrt{\varphi_g} \quad \text{und} \\ \Phi' = d\Phi/dr$$

folgt

$$\eta = \frac{\sqrt{b}}{4\pi \gamma^2 r} \frac{1}{r^2} (\Phi + r\Phi')$$

Die zeitliche Änderung der Kraftdichte $\dot{\xi} = \frac{d\eta}{dV} = \text{grad } \eta$ ist dann

$$\dot{\xi} = \text{grad } \eta = \frac{\sqrt{b}}{4\pi \gamma^2} \frac{d}{dt} \text{grad} \left(\frac{1}{r^2} (\Phi + r\Phi') \right),$$

und da die Kraftdichte des elektromagnetischen Feldes gegeben ist durch

$$\dot{\xi} = \frac{1}{2} \frac{d}{dt} (\epsilon_0 \mathbf{E}^2 + \mu_0 \mathbf{H}^2) = -\text{div} (\mathbf{E} \times \mathbf{H}),$$

ergibt sich daraus die von Heim so genannte

Kontrabarische Gleichung:

$$\dot{\xi} = \text{grad div} (\mathbf{E} \times \mathbf{H}) = \frac{\sqrt{b}}{4\pi \gamma^2} \frac{d}{dt} \text{grad} \left(\frac{1}{r^2} (\Phi + r\Phi') \right)$$

Und mit den Substitutionen

$$\mathbf{G} = \frac{\sqrt{b}}{4\pi \gamma^2} \frac{d}{dt} \text{grad} \left(\frac{1}{r^2} \Phi \right),$$

$$\Gamma = \frac{\sqrt{b}}{4\pi \gamma^2} \frac{d}{dt} \text{grad} (r\Phi'),$$

$$\mathbf{F} = \mathbf{E} \times \mathbf{H} \quad \text{und}$$

$$\mathbf{K} = \text{grad div} = \text{rot rot} + \text{div grad}$$

$$\mathbf{K} = \text{rot rot}, \quad \text{wegen } \text{div grad} (\mathbf{E} \times \mathbf{H}) = 0$$

hatte Heim in seinem ersten Aufsatz im „Flugkörper“ die kontrabarische Gleichung angegeben

$$\mathbf{K}; \mathbf{F} = \mathbf{G} + \Gamma$$

Im 2. Aufsatz der Artikelserie stellte Heim „die empirisch prüfbare Form der kontrabarischen Gleichung“ vor, in der er den oben genannten Operator $\mathbf{K} = \mathbf{M}$ nannte, aber dessen Gestalt wiederum verschwie. Die Bedeutung von $\mathbf{F}$ als Strahlungsvektor $\mathbf{F} = (\mathbf{E} \times \mathbf{H})$ musste er nennen, um die approximierte Lösung der Gleichung etwas verständlich zu machen.

$$\dot{\xi} = \mathbf{M}; (\mathbf{E} \times \mathbf{H})$$

Mit Wissen um den Operator $\mathbf{M} = \mathbf{M}; \mathbf{X} = \text{rot}; \text{rot}$ sind die nachfolgenden Rechnungen für das Auftreten von Beschleunigungsfeldern, wenn einer entsprechenden Versuchsanordnung die Strahlung $\mathbf{F} = (\mathbf{E} \times \mathbf{H})$ zugeführt wird, nachvollziehbar. Die Lösung gilt nur, wenn in der kontrabarischen Gleichung die Substitution Γ vernachlässigt wird (nicht zu verwechseln mit dem Gravitationsfeldvektor $\bar{\Gamma}$).

Für den Zeitverlauf des kontrabarischen Effekts liefert die approximierte Lösung der kontrabarischen Gleichung im eingeschwungenen Zustand für das Beschleunigungsfeld $b(x)$

$$b(x) = C \left(e^{-x} - e^{\frac{x}{2}} (\cos x\sqrt{3} - \frac{1}{2}\sqrt{3} \sin x\sqrt{3}) \right)$$

$$\text{Darin sind } x = \sqrt[3]{\lambda'}, \quad \lambda' = 2\pi \frac{rL}{m_0 V'} \epsilon,$$

$L = L_T / \epsilon$, die eingespeiste Leistung, L_T = tatsächlich zur Transformation kommenden Leistung, ϵ = Wirkungsgrad des gesamten Transformatormodells, V' = Volumen derjenigen Transformatorelemente, in denen L_T zur Transformation kommt.

Das Prinzip der Dynamischen Kontrabarie (II)

Der Kontrabarische Effekt

Bezeichnet $\vec{\xi} = \frac{d\vec{K}}{dV}$ die Dichte einer ponderomotorischen, also gravitativen Kraft $\vec{K}$ (V ist ein dreidimensionales Volumen), M die entsprechende Approximation des Operators K und $\vec{E}$ bzw. $\vec{H}$ den elektrischen bzw. magnetischen Feldvektor der zu $\vec{E} \times \vec{H}$ räumlich approximierten elektrischen Feldwirkung F , so gilt für die empirisch prüfbare Form der kontrabarischen Gleichung $\vec{\xi} = M; \vec{E} \times \vec{H}$, wo immer die Spaltung des kontrabarischen Mesofeldoperators $M = M_1; X$ in zwei Operatoren möglich ist, deren Kommutator $[M \times X] = 0$ mit dem Nulloperator identisch ist, so daß $\vec{\xi} = \vec{X}; (M_1; \vec{E} \times \vec{H})$ geschrieben werden kann. Ist $d\vec{F}$ ein Flächenelement der als kontrabarischen Transformatormodell arbeitenden Versuchsanordnung (es handelt sich dabei um diejenige analytische Raumfläche, in der sich der Transformationsprozeß abspielt) und ist $d\vec{n}$ das Linienelement einer in dieser Fläche liegenden geschlossenen Kurve, die den Flächenmittelpunkt umschließt, so gilt für X eine dem Rotor formal analoge Eigenschaft $\int X; () d\vec{F} = - \oint \Omega; () d\vec{n}$, wo Ω ein aus X entstehender neuer Operator ist, der auf $M_1; \vec{E} \times \vec{H}$ so einwirkt, daß

$$[\Omega; (M_1; \vec{E} \times \vec{H})] = \dot{\eta}_T$$

die tatsächlich zur kontrabarischen Transformation kommende elektromagnetische Leistungsdichte $\dot{\eta}_T$ ist. Ist $d\vec{s}$ ein zu $d\vec{F}$ normales Wegelement, so gilt $dV = d\vec{F} d\vec{s}$ und die Volumenintegration von $X; (M_1; \vec{E} \times \vec{H})$ wird gemäß

$$\int d\vec{s} \int X; (M_1; \vec{E} \times \vec{H}) dV = - \int d\vec{s} \oint \Omega; (M_1; \vec{E} \times \vec{H}) d\vec{n}$$

möglich. Ist weiter $\vec{b}$ eine Beschleunigung und m_0 die Ruhemasse der Versuchsanordnung, so gilt $\vec{K} = m_0 \vec{b}$ und $\int (\vec{K}; d\vec{s}) = 0$, also $\vec{K} = - \int d\vec{s} \oint \Omega; (M_1; \vec{E} \times \vec{H}) d\vec{n}$.

Wird die als kontrabarische Transformatormodell ausgeführte Versuchsanordnung so konstruiert, daß die zur Transformation kommende Strahlung $\vec{E} \times \vec{H}$ von außen zugeführt wird, dann bleibt $m_0 = \text{const.}$ Auch sei auf Grund der Konstruktion $\oint \Omega; (M_1; \vec{E} \times \vec{H}) d\vec{n} = 0$, also $d\vec{n}$ das Element eines in der ebenen Transformatorfläche $\vec{F}$ liegenden Kegelschnittes, der im einfachsten Fall der Konstruktion als ein Kreis vom Radius r angenommen werden kann, und schließlich seien $[\Omega; (M_1; \vec{E} \times \vec{H})] = \dot{\eta}_T$ und α voneinander unabhängig. Genügt die Konstruktion der Versuchsanordnung diesen Forderungen, so gilt $\vec{b} = -2\pi \frac{r}{m_0} \dot{\eta}_T \int d\vec{s}$. Da $r = \text{const.}$ in der Konstruktion festgelegt werden kann, liefert die totale Zeitdifferentiation das Gesetz

$$\dot{b} = -2\pi \frac{r}{m_0} \dot{\eta}_T \int b d\vec{s} = \int b d\vec{s} \dot{\eta}_T$$

Das Volumen V' derjenigen Transformatorelemente, in denen die Leistung $\dot{\eta}_T$ zur Transformation kommt, ist ebenfalls bei der Konstruktion festlegbar und während der Funktion der Anordnung nicht mehr variierbar, also $V' = \text{const.}$ hinsichtlich der Zeit t . Auch kann immer

$$\dot{\eta}_T = \frac{dL_T}{dV} = \frac{L_T}{V}, \text{ also } \dot{b} = -2\pi \frac{r}{m_0 V} L_T \int b d\vec{s} \text{ erreicht}$$

werden. Ist L die verfügbare eingestrahlte Leistung, so ist stets $L_T < L$, da es zu unvermeidlichen Verlusten kommt. Zunächst wird von L nur ein Anteil L_k tatsächlich in den Trans-

genschaften von $\vec{\Phi}$ kann Y nur dann ein Verschwinden der Bestimmungsstücke von $\vec{E} \times \vec{H}$ bewirken, wenn es zu einer totalen Interferenz der Welle kommt.

Wegen der Kommutatorbeziehung $(\text{rot} \times Y)_- = 0$ kann $\text{rot}(Y; \vec{E} \times \vec{H}) = Y(\text{rot} \vec{E} \times \vec{H})$ erreicht werden, und der sich geradlinig ausbreitende Strahlungsvektor muss in einen Feldvektor gezwungen werden. Der von $\vec{E} \times \vec{H}$ durchlaufende Weg muss geschlossen sein. $Y \text{ rot}$ fordert weiter, dass es bei der Rotorbewegung von $\vec{E} \times \vec{H}$ zur totalen Interferenz der Welle $\text{div}_4 \text{grad}_4 \vec{\Phi} = 0$ kommt. Im einfachsten Fall ist die von dem geschlossenen Weg umschlossene Fläche eine Ebene normal zur geschlossenen Kurve, die ein Kreis vom Radius r sein kann. Zur totalen Interferenz kommt es, wenn für den Kreisumfang bei ungradzahligem $n > 0$ die Beziehung $2\pi r = \frac{n}{2} \lambda$ gilt, wenn λ die

Wellenlänge von $\text{div}_4 \text{grad}_4 \vec{\Phi} = 0$ ist. Aus $\vec{\xi} = \text{rot rot}(Y; \vec{E} \times \vec{H})$ kann die Vorschrift $\text{rot } Y = Y; \text{rot}$ erfüllt werden, wenn der Weg von $\vec{E} \times \vec{H}$ in einen Kreis vom Radius $r = \frac{n}{4\pi} \lambda$ gezwungen wird.

Wenn das erfolgt, muss $\vec{\mu} = \text{rot}(Y; \vec{E} \times \vec{H})$ den Wirbelvektor normal zur Kreisebene bilden. Dieser Vektor ist weder elektromagnetischer noch mechanischer Natur und stellt den koppelnden Mesofeldvektor dar. Wegen $\vec{\xi} = \text{rot} \vec{\mu}$ muss es zu einer mechanischen Kraftdichteänderung $\vec{\xi}$ in Form einer ponderomotorisch wirkenden gravitativen Feldasymmetrie kommen, wenn es gelingt, auch noch $\vec{\mu}$ in einen Feldvektor zu zwingen. Das wird möglich, wenn die Kreisebenen r so zusammengestellt werden, dass ihre Mittelpunkte auf der Peripherie eines noch zu bestimmenden Kreises liegen, so dass $\vec{\mu}$ in Richtung der jeweiligen Tangente verläuft. Zwar wird $\text{rot} \vec{\mu}$ nicht exakt erreicht, wohl aber durch einen Polygonzug approximiert.

$\vec{\xi} = \text{rot} \vec{\mu}$ muss dann als ponderomotorischer Kraftdichtevektor normal zur Ebene des Kreises verlaufen.

In einem Kontrabator muss also durch eine materielle Struktur eine elektromagnetische Welle in eine geschlossene Kreisbewegung versetzt werden, die sich dann auflösen muss. Solche Strukturen müssen wiederum so angeordnet werden, dass sie einen Ring bilden. Außerdem sollte die Strahlung eine hohe Frequenz besitzen, damit die Wirkung möglichst groß wird. Als materielle Struktur sollten dafür speziell gezüchtete Kristalle und als Strahlung monochromatisches Licht verwendet werden.

Im Juni 1955 ließ Heim dazu in sein Arbeitsheft schreiben:

„Ein Experimentieren mit den mikroskopischen Wellen des sichtbaren Spektralbereiches würde weitgehende physikochemische, sowie praktisch chemische Untersuchungen über zuvor quantenmechanisch theoretisch entwickelte zyklische Polymere vor-

Auszug aus der Zeitschrift „Flugkörper“ von 1959.

Unklar blieb dabei, wie die Konstruktion eines „Kontrabators“ aussehen sollte.

Wenn man weiß, dass der Operator M eine doppelte Rotation ist, dann ist deutlich, dass er - angewendet auf den Strahlungsvektor - verlangt, diesen in eine Kreisbahn zu zwingen und durch nochmalige Anwendung diese Kreise in einen größeren zweiten Kreis anzuordnen.

Die kontrabarische Gleichung ist noch zu verfeinern durch einen Operator Y , der den Strahlungsvektor nach der Rotation zum Verschwinden bringt. Dann ist

$$\vec{\xi} = \text{rot rot}(Y; \vec{E} \times \vec{H})$$

Der Operator Y wirkt als Anteil des approximierten kontrabarischen Operators so ein, dass $Y; \vec{E} \times \vec{H}$ keine elektromagnetischen Bestimmungsstücke mehr enthält. Ist

$\vec{\Phi} = \sum_{k=1}^4 \vec{\Phi}_k$ das raumzeitliche Vektorpotenzial von $\vec{E} \times \vec{H}$, so muss dies nach dem Induktionsgesetz der Wellengleichung $\text{div}_4 \text{grad}_4 \vec{\Phi} = 0$ genügen. Wegen der Wellenei-

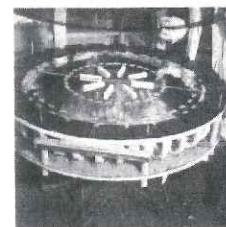
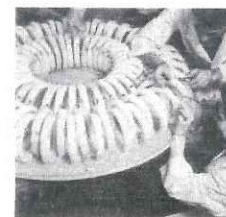
aussetzen. Außerdem mussten weitgehende chemisch analytische und synthetische Versuchsreihen über diese Substrate und elektromagnetische Polarisationsuntersuchungen ihrer Schmelzen durchgeführt werden, ehe die zentralen Fundamentalexperimente zum Nachweis des Kontrabarischen Effektes angestellt werden können. [...]

Eine Versuchsanordnung, welche die so beschriebenen Bedingungen für eine makroskopische elektromagnetische Welle λ erfüllt, ist ein für qualitative Untersuchungen ausreichendes aber für quantitative Messungen improvisiertes makroskopisches Modell einer Kristallstruktur, welche in optimaler Weise die Bedingung des approximierten kontrabarischen Mesofeldoperators erfüllt. Bei der Versuchsanordnung handelt es sich also um ein kontrabarisches Transformatormodell. [...]

Aus diesem Grunde erscheint es zweckmäßig mit einer makroskopischen Zentimeterwelle hinreichender Intensität zu arbeiten, wie sie mit einem leistungsfähigen Magnetron gesendet werden kann. Die molekularen Verhältnisse wären dann modellhaft nachzubilden. Die gesendeten Zentimeterwelle λ ist dann zur Realisation von $\vec{\mu} = \text{rot}(\vec{Y}; \vec{E} \times \vec{H})$ in einen Hohlleiterring optimaler Bündelung gerichtet einzukoppeln, so dass die Welle in nur einer Richtung fortschreitet und der betreffende Hohlleiterring zum zyklischen Pseudoresonator (ZP) wird, in welchem gegenläufige Reflexionen weitgehend ausgeschaltet sind. Die Innenfläche eines solchen ZP hat also aus einem hochpolierten, von Reflexionsstellen möglichst freiem Material optimaler elektrischer Leitfähigkeit zu bestehen, doch muss, wegen der magnetischen Strahlungskomponente, auch die magnetische Permeabilität minimal sein. [...]"

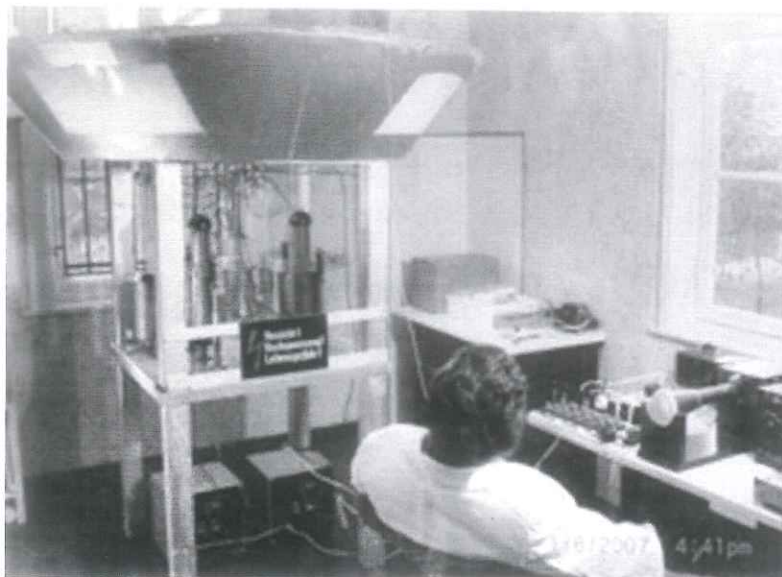
Aus Kostengründen versuchte Heim Hohlleiterringe selbst zu konstruieren. Seine Verwandten und Freunde führten nach seinen Anweisungen die entsprechenden Arbeiten aus. Mit den rd. 17 cm großen Ringen fuhr Heim ständig zur Göttinger Universität, um dort die Leitfähigkeit der fertiggestellten Hohlleiter für Radarwellen testen zu lassen. Entgegen Heims Erwartungen erwiesen sich jedoch die Wirkungsgrade der verschiedenen Elemente und die Intensität der eingespeisten Strahlung als viel zu gering, um die erwarteten schwachen akustischen Schwingungen mit den empfindlichsten Seismometern registrieren zu können.

Zunächst versuchte Heim Gelder aufzutreiben, um Mitarbeiter finanzieren zu können, die ihm bei der Herstellung besserer Apparaturen helfen sollten. Das gelang ihm nicht. Die Verwendung von cm-Wellen gab er bald auf und konzentrierte sich darauf, geeignete Kristalle mit zyklischen Polymeren zu berechnen. Aber für Experimente fehlten ihm wiederum Mitarbeiter, die er nach der Publikation seiner Bücher anzuwerben hoffte, weil er glaubte, dass ihm große Firmen für die Experimente Spenden zukommen lassen würden. Auch diese Hoffnung erfüllte sich ihm nicht.



Der Aufbau des Kontrabators aus Hohlleiterringen, in denen die Umwandlung von Radarwellen in eine Kraftwirkung stattfinden sollte.

Die fotografischen Aufnahmen aus den 1950er Jahren zeigen, wie große Ringe aus kleinen Hohlleiterringen in Handarbeit hergestellt wurden. (von Ludwiger 2010)



Burkhard Heim vor dem Kontrabator 1957 in seiner Wohnung in Northeim.

Bis heute ist nicht bestätigt, dass es den kontrabarischen Effekt nicht gibt, genauso wenig, wie noch das „Rotationsexperiment“ aussteht, mit dem ein Zusammenhang zwischen Gravitation und Magnetismus im Labor nachgewiesen werden könnte. Die Experimente wurden einfach noch nicht durchgeführt, weil viele Physiker deren Wichtigkeit nicht erkennen. Denn sie gehen alle davon aus, dass sich – wegen der hervorragenden Bestätigung der Einsteinschen Gravitationstheorie – keine Gravitationsfelder künstlich erzeugen lassen. (Beobachtungen von Objekten am Himmel, die sich ganz offensichtlich in künstlichen Gravitationsfeldern bewegen, nimmt man natürlich nicht zur Kenntnis, „weil es für solche Sichtungen keine theoretische Grundlage gibt“.)

Der kontrabarische Effekt kommt wegen der komplizierten Strukturbedingungen in der Natur nicht vor. Doch ein auf diesem zu beruhendes Phänomen scheint die Photophorese zu sein. Im Vakuum (bei etwa 10 Torr) halten sich Staubkörner in einem konvergierenden Lichtstrahl in der Schwebe, die wahrscheinlich eine spezielle kristalline Struktur besitzen. Die Teilchen – bevorzugt Graphitteilchen – beschreiben kleine kreisende und Rosetten-Flugbahnen und lassen sich, im Gegensatz zu Bewegungen durch Photometereffekte durch Störungen nicht von ihren Bahnen im Lichtstrahl ablenken. Die Kreise sind auch noch nach 24 Stunden stabil, was Radiometer-effekte durch Ausgasen ausschließt. Burkhard Heim erklärte dem Autor, dass er dieses Phänomen zu gegebener Zeit theoretisch erklären wollte.

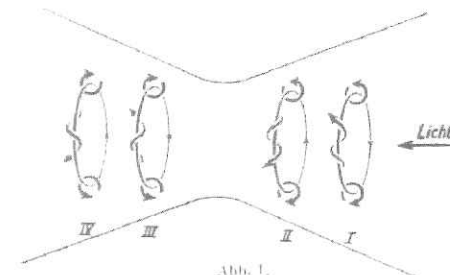


Abb. 1.
Im konvergierenden Strahlteil:
I. Umlauf im Uhrzeigersinn; Linksschraube;
II. Umlauf im Gegenzeigersinn; Rechtsschraube.
Im divergierenden Strahlteil:
III. Umlauf im Uhrzeigersinn; Rechtsschraube;
IV. Umlauf im Gegenzeigersinn; Linksschraube.

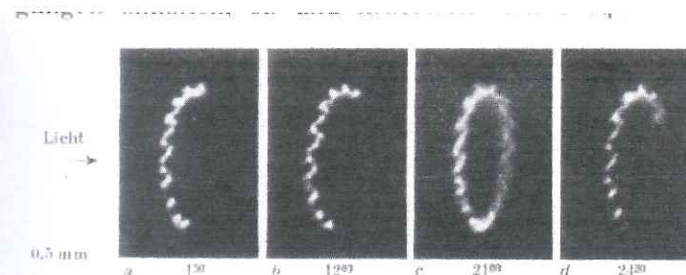


Abb. 2. Bahnspuren eines vor der Brennzonen im Uhrzeigersinn kreisenden Graphitteilchens (Luft 7,5 Torr) zu verschiedenen Zeitpunkten des 24-Stunden-Versuches. Die Zeitangaben (in Stunden und Minuten) beziehen sich auf den Beginn des Versuches. In den Teilbildern a, b und d reichte die Belichtungszeit (1/20 Sek.) nicht aus, um volle Umläufe des Teilchens abzubilden; dagegen beschrieb die Partikel während der Belichtungszeit von Teilbild c (1/4 Sek.) mehrere Umläufe.

Aufnahmen von Experimenten aus dem Jahr 1951. (E. Schen und K.V. Desoyer 1952)

Der kontrabarische Effekt wurde möglicherweise zufällig bei Experimenten der Physikerin Ning Li entdeckt, die heute am Forschungsinstitut Jülich, im Institut für Kernphysik arbeitet. Als sie noch in den USA beschäftigt war, soll sie - wie Gerüchte sagen - bei der Bestrahlung von Kristallen mit Laserlicht ponderomotorische Kräfte registriert haben.

Nachdem sich die angeblichen Effekte von Gewichtserleichterungen über rotierenden superleitenden Scheiben im Magnetfeld (Podkletno) und Gewichtsreduzierungen in Kondensatoren, die mit Hochspannung aufgeladen wurden (Townsend T. Brown), als Fehlinterpretationen erwiesen haben, bleiben die von Heim vorgeschlagenen Experimente zur Erzeugung von künstlichen Beschleunigungsfeldern, nach Millis und Davis (2003) nach wie vor erfolgversprechend.

Literatur

Arnowitt, R., S. Deser und C. W. Misner, 1962: „The Dynamics of General Relativity“, in *Gravitation - an Introduction to current Research*, Hrsg.: Louis Witten, S. 227-265; New York: J. Wiley & Sons

Auerbach, H.-Th., A. Harasim, W. Kroy und I. von Ludwiger, 1985: „Laboratory Experiment for Testing the Gravito-Magnetic Hypothesis with Squid-Magnetometers“, in *Superconducting Quantum Interference Devices and their Applications*; Berlin: Springer

Heim, B., 1959: „Das Prinzip der dynamischen Kontrabarie“, in *Flugkörper*, Heft 4, S. 100-102; Heft 2, S.164-166; Heft 7, S.219-221; Heft 8, S.244-247

Heim, B., 1980/1989: *Elementarstrukturen der Materie*, Band I; Innsbruck: Resch

Heim, B., 1983: *Elementarstrukturen der Materie*, Band II; Innsbruck: Resch

Ludwiger, I. von, 2010: *Burkhard Heim - Das Leben eines vergessenen Genies*; Berlin: Scorpio

Millis, M. C. und E. W. Davis (Hrsg.), 2003: „Frontiers of Propulsion Science“, in *Progress in Astronautics and Aeronautics*, Vol. 227; Reston, Virginia: AIAA

Sehen, E. und K. V. Desoyer, 1952: „Weitere Untersuchungen an Partikeln, die unter dem Einfluss des Lichtes bei Gasdrucken um 10 Torr kreisen“, in *Acta Physica Austriaca*, Bd. V, Heft 4, S. 435-439

www.heim-theory.com mit der Herleitung der Massenformel und dem Buch *The New Worldview of the Physicist Burkhard Heim*

Vorwort zu den Aufsätzen über Solitonen und zur Theorie über Kugelblitze

Dipl.-Phys. Illobrand von Ludwiger

Zu Beginn der 1990er Jahre hatte uns Prof. Auerbach mehrere Artikel zur Publikation in unseren MUFON-CES-Berichten überlassen, unter denen der wichtigste eine Arbeit über „Antigravitation“ gewesen ist. Im Jahre 1993 haben wir diesen sehr anspruchsvollen und nur für Physiker verständlichen Artikel in unserem MUFON-CES-Bericht Nr. 11 in englischer Sprache gebracht. Die Artikel über Solitonen und Kugelblitze wollten wir später veröffentlichen.

Grund für die Verzögerung war auch, dass sich die Arbeit über eine neue Kugelblitztheorie noch in einem unfertigen Zustand befindet, da die Formeln nicht programmiert und durchgerechnet worden sind. Das hätte allerdings einen erheblichen Aufwand erfordert. Auerbach meinte: „Das wäre fast eine Doktorarbeit.“ (Auerbach 2013). Daher hielten wir die Publikation noch zurück. Der Physiker Prof. Schmitter aus unserer Gesellschaft wollte, sofern es ihm die Zeit ermöglicht hätte, die Programmierung übernehmen. Leider ist Prof. Schmitter nicht mehr dazu gekommen und inzwischen verstorben.

Der theoretische Physiker Florian Rieger meinte nach Durchsicht des Manuskriptes sogar, dass „die theoretische Bearbeitung dieses Modells eine Forschergruppe wahrscheinlich bis zu einer Dekade auf Trab halten“ könnte.

Im Internet ist bis heute kein ebenso gründlich durchdachtes Modell für Kugelblitze zu finden, so dass wir uns entschlossen haben, trotz des Alters der Arbeit und ihrer Unabgeschlossenheit, sie zu veröffentlichen. Niemand kann erwarten, dass eine derart umfangreiche Untersuchung unbezahlt außerhalb des Institutsbetriebes in Privatarbeit geleistet werden müsse.

Dass die Rechnungen noch nicht durchgeführt worden sind, spräche nicht gegen eine Veröffentlichung. „denn nach meinem Dafürhalten“, meinte Rieger, „handelt es sich um ein gut ausgearbeitetes und begründetes Modell“ und „ich muss sagen, dass ich von seiner Arbeit außerordentlich begeistert bin, sein physikalisches Verständnis der plasmaphysikalischen Vorgänge und ihre theoretische Behandlung ist schlichtweg beeindruckend.“ (Rieger 2013)

Die Appendices 3 bis 6 sind fortgelassen, weil sie Rechnungen enthalten, die in ähnlicher Weise bereits in den Appendices 1 und 2 enthalten sind und den Umfang des Artikels ungerechtfertigter Weise aufblähen würden.

Professor Auerbach weist noch auf folgende Einschränkung seines Artikels hin: