Dipl.-Phys. Burkhard Heim

Das Prinzip der Dynamischen Kontrabarie

Es ist dem Mathematiker und Physiker bekannt, daß Relativitätstheorie und Quantentheorie nur in gewissen zuständigen Bereichen volle Gültigkeit haben. Der jetzt 33jährige Göttinger Physiker B. Heim trat vor einigen Jahren erstmals mit seiner Mesofeldtheorie hervor, die eine universellere Konzeption beinhaltete und auch bisherige Tabus einbegriff. Ein schweres Schicksal — Heim verlor bei Versuchen 1944 in der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt durch einen in seinen Händen explodierenden Körper beide Hände, 90% seines Seh- und Hörvermögens — verdichtete und konzentrierte den Geist eines Genies zu intensivster schöpferischer Arbeit und bewies die Relativität der Bewertung von Schicksalsschlägen. Anfangs als Außenseiter belächelt, fanden seine Theorien jetzt die nachrechnende Bestätigung; er fand Mitarbeiter und materielle Unterstützung.
Heim könnte einen abendfüllenden Kriminalfilm schreiben, wie es ihm durch Kritik, Betrug, Diebstahl, versuchten Menschenraub an seiner eigenen Person, durch mißgünstige Beurteilung kleiner und großer Intriganten ergangen ist. Nur eine unbekannte Dame und der Hamburger Herausgeber Nannen hatten Heim unterstützt, der sich allein durchkämpfen mußte. Auch hier mag einmal gelten: Der Starke ist am mächtigsten allein.
Wenn Heim auch aus verständlichen Gründen über seine Experimente zum praktischen Nachweis und zu weitergreifenden neuartigen analytischen Untersuchungen noch schweigt, hat er sich doch bereit erklärt, die Grundlagen seiner Mesofeldtheorie jetzt zur ersten Veröffentlichung freizugeben.

Dipl.-Ing. Helmut Goeckel

Einführung

Das sorgfältige Studium aller zur Zeit bekannten naturwissenschaftlichen Gebiete führt zu der Einsicht, daß es verschiedene tiefe Risse im Weltbild unserer naturwissenschaftlichen Erkenntnis gibt. Die Phänomene der materiellen Welt lassen sich recht gut mit den vorhandenen mathematisch-physikalischen Methoden angehen, doch tritt bereits innerhalb dieser physikalischen Erkenntnis, die sich auf die nichtlebende Materie bezieht, ein solcher Riß auf; denn unser heutiges physikalisches Wissen gipfelt offenbar in zwei großen Theorien, nämlich in der Allgemeinen Relativitätstheorie und in der Quantentheorie.

Beide Gedankengebäude beschreiben die materielle Wirklichkeit innerhalb ihrer Gültigkeitsbereiche sehr gut, doch scheinen sie sich in ihren Prinzipien gegenseitig auszuschließen. Neben den mathematisch-physikalisch zugänglichen materiellen Prozessen gibt es noch die ebenfalls an materielles Geschehen gebundenen Lebensvorgänge, deren Elementarprozeß trotz seiner Bindung an materielles Geschehen mathematisch-physikalisch nicht verstanden werden kann. Die biologische Beschreibungsweise wiederum versagt, wenn man die an den Lebensvorgang gebundenen psychischen Prozesse zu verstehen sucht. So ist es z. B. nicht einmal möglich, eine Reihe psychopathologischer Phänomene, wie bestimmte Neurosenvarianten, manche psychotische Strukturen usw., primär organisch zu begreifen. Sollte sich die Existenz parapsychologischer Vorgänge wirklich bestätigen, so wäre deren Beschreibung jedenfalls ein Fremdkörper in der Psychologie und rein psychologisch kaum verständlich. Wie dem aber auch sei, auf jeden Fall bilden solche Beschreibungsmethoden, die sämtlich zum Verstehen der Zusammenhänge zwischen den Phänomenen der Wirklichkeit beitragen sollen, Widersprüche (Antagonismen), die sich gegenseitig mehr oder weniger stark ausschließen, obwohl alle zur Diskussion stehenden Phänomene zu ein und derselben Wirklichkeit gehören.

Bereits die Evolution der physikalischen Erkenntnis, also die Erweiterung der antropomorphen Empirik zu allgemeinen Theorien, hat gezeigt, daß die materielle Wirklichkeit ein Abstraktum ist, d. h., daß diese Wirklichkeit mit den menschlichen Sinnen in ihren Hintergründen nicht erfaßt werden kann. Angesichts der oben erwähnten Widersprüche, auf die diese Risse im naturwissenschaftlichen Weltbild zurückgehen, kam ich zu der Überzeugung, daß auch die Denkmethode des menschlichen Intellekts zu einer einheitlichen Beschreibung der Wirklichkeit nicht ausreicht. Die Antagonismen gehen m. E. also weniger auf das Fehlen weiterer empirischer Fakten zurück, sondern scheinen prinzipieller Natur zu sein. Diese Unzulänglichkeiten könnten in den Eigenarten der menschlichen Denkmethode begründet sein. Die Struktur dieser Denkmethode beruht auf einer antropomorphen, kontradiktorischen Logik, von der die mathematische Analysis nur ein Aspekt ist. So schien es mir vernünftig, eine völlig neue analytische Methode zu entwickeln.

Die Anwendung dieser Methoden auf die physikalische Naturbeschreibung ist geplant; jedoch ist hierfür notwendig, die mathematisch formulierten physikalischen Naturgesetze so zu verallgemeinern, daß ein in sich selbst geschlossenes widerspruchfreies System entsteht.

Von dieser Form der mathematischen Naturbeschreibung muß also gefordert werden, daß die Basis der Entwicklung von irgendwelchen empirisch nicht gerechtfertigten Hypothesen freigehalten wird und der Antagonismus zwischen Allgemeiner Relativitäts- und Quantentheorie nicht mehr erscheint. Es ist also in Form einer phänomenologischen Induktion zuvor eine Ausgangsbasis zu schaffen, die nur aus einem System empirisch gut begründeter mathematisch geformter Aussagen besteht.

Nach den induktiven und deduktiven Untersuchungen der Experimentellen und Theoretischen Physik gibt es nur einige wenige Grundsätze, die als empirische Basis verwendet werden können. Diese müssen folgenden Bedingungen genügen:

a) sie müssen unmittelbar einer möglichst universellen empirischen Bestätigung zugänglich sein und
b) als Ausgangspunkte von Deduktionen mit maximalem Aussagewert erscheinen, das heißt, es müssen sich mindestens die der heutigen Physik bekannten Aussagen aus ihnen entwickeln lassen. Schließlich muß
c) die Zahl dieser Grundsätze ein Minimum sein.

Weiter muß indirekt zu ersehen sein, ob es noch universellere Grundsätze gibt, wie diese zu formulieren sind und wie eine einheitliche Beschreibung der materiellen Wirklichkeit zu erfolgen hat.

Zur phänomenologischen Induktion können die folgenden Regeln einer physikalischen Empirik verwendet werden:

1) Besteht ein materielles System aus $1 \leqq h \leqq n$ energetischer Teilsysteme, von denen jedes den Energieinhalt W_h hat, und die so in wechselseitigen physikalischen Zusammenhängen stehen, daß von ihnen ein energetisch abgeschlossenes (konservatives) System aufgebaut wird, so wird die Konstanz seines Energieinhaltes hinsichtlich der Zeit t ausgedrückt durch $W = \sum_{h=1}^{n} W_h = \text{const}\ (t)$.

2) Durchläuft dieses System ein zeitliches Schicksal und ist es keinen äußeren Wirkungen ausgesetzt, so kann seine Entropie S gemäß $\dot{S} \geqq O$ und $\dot{S} \leqq O$ nicht abnehmen, wenn das System makroskopisch ist. Auch kann ein Prozeß zeitlich nur so ablaufen, daß seine Aktion ein Minimum ist, d. h. für das invariante kinetische Potential L gilt das Extremalprinzip $\delta \int_{t_1}^{t_2} L\, dt = O$.

3) Es gibt zwischen makroskopischen, materiellen Systemen in jedem Falle echte Wechselwirkungen, die durch den physischen Leerraum fortschreiten. Die elektromagnetische Wechselwirkung wird makroskopisch durch das elektromagnetische Induktionsgesetz beschrieben, das in der Form $\text{rot}\ \overline{H} = \xi_0 \dot{\overline{E}} + \varsigma \cdot \overline{v}$, $\text{rot}\ \overline{E} = -\mu_0 \dot{\overline{H}}$, $\xi_0 \cdot \text{div}\ \overline{E} = \varsigma$, $\text{div}\ \overline{H} = O$, die Vektoren des elektrischen und magnetischen Feldes $\overline{E}$ und $\overline{H}$ mit der räumlichen Ladungsdichte ς und der Relativgeschwindigkeit $\overline{v}$ dieser Ladungsdichte in Zusammenhang setzt. Auch zeigen die Untersuchungen des Mitführungsphänomens, daß für elektromagnetische Wechselwirkungen der Leerraum nicht aus einem absolut ruhenden Weltäther besteht. Die gravitative Wechselwirkung zwischen zwei Massen m_1 und m_2 im Abstand r wird dagegen durch das Energieniveau $\varphi = \gamma \frac{m_1 \cdot m_2}{r}$ des gravitativen Gradientenfeldes grad φ beschrieben.

4) Es gibt kein materielles Kontinuum, das heißt jede Materieverteilung ist atomar aufgebaut, und jede Masse, die durch ihre Trägheit definiert ist, besteht aus elementaren Materiefeldquanten, die jedes Materiefeld aufbauen. Auch die Energie ist quantisiert; jeder Energiebetrag erscheint als ganzzahliges Vielfaches eines Energiequants $h \cdot \omega$, wobei ω eine Frequenzangabe ist.

Bei der deduktiven Untersuchung dieser Induktion ist zu berücksichtigen, daß das Wechselwirkungsprinzip gemäß Ziff. 3 nur die empirisch zugänglichen makroskopischen Fakten enthält und daher nicht vollständig zu sein braucht.

Mesobarische Dynamik und ihre Approximationen

Eine einheitliche Theorie der Materie und ihrer Wechselwirkungen kann nur auf eine Theorie der Elementarteilchen, also der elementaren Materiefeld-Quanten (M_q) hinauslaufen, wobei auch die elektromagnetischen Strahlungsquanten als M_q aufzufassen sind. Das Spektrum der bekannten M_q ist überaus mannigfaltig, doch ist eine Eigenschaft für alle charakteristisch, nämlich ihre Massenträgheit. Daher wurde zunächst versucht, für den statischen Fall eine Beschreibung des Gravitationsfeldes eines M_q durchzuführen: für das Feldniveau φ ergibt sich, wenn r der räumliche Abstand vom Symmetriezentrum und $\lambda = \frac{h}{2mc}$ die halbe Wellenlänge $\frac{h}{mc}$ ist, eine Differentialgleichung, die jedoch nicht als Eigenwertproblem aufgefaßt werden kann.

Ihre Lösung $P_1 \exp (P_2 + P_3 \cdot z + P_4 \cdot q) = \text{const}$ enthält φ implizit in den $P_k\ (r, \lambda, \varphi)$, doch brauchen diese P_k für das folgende nicht diskutiert zu werden. Im halboffenen Intervall $O \leqq r < \infty$ haben sie jedenfalls keine Singularitäten. Die Funktionen z und q dagegen liefern weitere Aussagen; denn für sie gelten

$$z^2 = 1 - {}^3\!/_8 \left(1 + \sqrt{1 + \frac{v^2}{c^2}}\right) \text{ und}$$

$$q^2 = \frac{n\,k}{F\,v^3} \left(\sqrt{9 \cdot n^2 + 63{,}25} - 3n + 8\right) - \frac{v}{\omega}.$$

In diesen beiden Ausdrücken ist v die Geschwindigkeit einer gravitativen Wirkung (zum Beispiel eine M_q), F eine durch ein Feld bestimmte Fläche oder ein Teil davon (Niveaufläche), während $n > O$ als Quantenzahl irgend eine positive ganze Zahl des reellen algebraischen Körpers sein soll. Weiter ist k eine Naturkonstante, die sich zu $k \approx 5{,}2 \cdot 10^{-46}$ [m⁵ sec⁻³] bestimmen läßt (es wird das internationale Maß-System verwendet). Auch ω muß eine Naturkonstante sein, da es sich dabei um die zur Zeit noch völlig unbekannte Ausbreitungsgeschwindigkeit gravitativer Feldstörungen handelt. Da das Gesetz $P_1 \exp (P_2 + P_3 \cdot z + P_4 \cdot q) = \text{const}$ immer reell bleiben muß, gelten die Bedingungen $z^2 \geqq O$ und $q^2 \geqq O$. Extremwerte liegen offensichtlich bei $z^2 = O$ und $q^2 = O$; denn $z^2 = O$ bedeutet, daß $\frac{3}{8}\left(1 + \sqrt{1 + \frac{v^2}{c^2}}\right)$ ein nicht mehr überschreitbares Maximum wird, was auch für $v = v_{max}$ zur Folge hat.

$$\text{Aus } 1 - \frac{3}{8}\left(1 + \sqrt{1 + \frac{v^2_{max}}{c^2}}\right) = O \text{ folgt } v_{max} = \frac{4}{3}\ c.$$

Da nach dem elektromagnetischen Relativitätsprinzip J für die Geschwindigkeiten v aller M_q das Intervall $O < v \leqq c$ gilt, aber $v_{max} > c$ ist, kann nur $v_{max} = \omega$ sein, oder, für die unbekannte Ausbreitungsgeschwindigkeit gravitativer Feldstörungen gilt $\omega = \frac{4}{3}\ c$, wenn c die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum ist. Die andere Beziehung $q^2 = O$ legt für v den Extremwert ω nahe, und dies hat

$$\frac{n \cdot K}{F \cdot \omega^3}\left(\sqrt{9 \cdot n^2 + 63{,}25} - 3n + 8\right) - 1 = O$$

oder allgemein für irgendwelche Niveauflächen

$F = \frac{n \cdot K}{\omega^3}\left(\sqrt{9\,n^2 + 63{,}25} - 3n + 8\right)$ zur Folge. Der Flächeninhalt erscheint somit als zahlentheoretische Funktion eines ganzzahligen Index $n > O$. Für die Fläche des kleinstmöglichen Inhalts $\tau = F_{min}$ wäre demnach der kleinstmögliche Wert für n, nämlich $n = 1$ zu setzen.

$$\text{Mit } K \approx 5{,}2 \cdot 10^{-46} \text{ und } \omega = \frac{4}{3}\ c \approx 4 \cdot 10^8$$

wäre dann

$$(\text{weil } \sqrt{72{,}25} = 8{,}5 \text{ ist})\ \tau \approx 5{,}2 \cdot \frac{13{,}5}{64} \cdot 10^{-70}\ [\text{m}^2] \approx 10^{-70}\ [\text{m}^2].$$

Dieses etwas eigenartige Ergebnis sagt offensichtlich aus, daß irgendeine Raumfläche, die durch ein Kraftfeld bestimmt wird, nicht als mathematisches Punktkontinuum aufgefaßt werden darf, sondern aus einer endlichen Zahl von Elementarflächen vom jeweiligen Flächeninhalt τ zusammengesetzt wird, deren Flächeninhalt ungefähr 10^{-70} [m²] beträgt. Die Bildung des Feldvektors von ψ zeigt schließlich noch, daß dieser Vektor aus zwei zueinander orthogonalen Anteilen besteht, von denen sich der eine als echter Gravitationsfeldvektor, der andere aber als Vektor eines Zusatzfeldes erweist, das von mir als Zwischenfeld oder Mesofeld bezeichnet wurde.

Ein analytische Untersuchung der drei gewonnenen Ergebnisse $\omega = \frac{4}{3} c$ sowie $\tau > o$ und die Existenz des Mesofeldes lieferten die Basis zur Deduktion einer mesobarischen Dynamik, einer durch das Mesofeld bedingten dynamischen Wechselwirkung zwischen einer Gravitationsfeldwirkung und einer Materiefeldwirkung.

Zunächst folgt die Existenz eines weiteren Relativitätsprinzips J', das mit J gleichberechtigt ist, weil die Transformationsgruppen beider Prinzipien Untergruppen einer übergeordneten Transformation sind. Auch mußte die Revision der infinitesimalen Analysis wegen $\tau > O$ durchgeführt werden Denn die beiden zum Integral und zum Differentialquotienten führenden Limesrelationen gelten nur für $\tau = O$; und auch nur für diesen Fall werden die Funktionen stetig. Für $\tau > O$ 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 schießlich die Möglichkeit, einen Feldformalismus für allgemeine Mesofeld-Wechselwirkungen zu entwikkeln, 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 $\tau > O$ gelten.

Dieser R_6 ist also in Elementarzellen τ^3 aufgeteilt. Sind a und $\underline{a}$ zwei Systeme, die in einer durch ihre Mesofelder vermittelten mesobarischen Wechselwirkung stehen, und sind φ bezw. $\underline{\varphi}$ 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 $\hat{M}_{(+)} = (\Gamma^{(i)}, \Gamma^{(2)}); (\underline{\Gamma}^{(i,k)})_2$ und $\hat{M}_{(-)} = (\underline{\Gamma}^{(i)}, \underline{\Gamma}^{(2)}); (\Gamma^{(i,k)})_2$.

Dise Operationen sind neben τ und den sechs ganzzahligen Indices n_j der $1 \leqq j \leqq 6$ 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 $\underline{\Gamma}$) abhängig. Aus diesem Grunde ist das System $\check{R}; (\varphi+\underline{\varphi}) = \hat{O}$ 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_q 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 $\underline{\varphi} = O$, also beim Fehlen der Wechselwirkungskomponente, nach Anwendung eines Integralsatzes („Integral" ist wegen $\tau > O$ nur ein Analogon zum infinitesimalen Integralkalkül) zu einem als Eigenwertproblem darstellbaren Operatorgesetz $C; \varphi = \overline{\lambda} \times \varphi$; hierbei hängt der Operator C von den durch φ bestimmten Γ-Operatoren ab.

Von diesem Gesetz können die Matrizenspektren gebildet werden, was mit den vektoriell aufgefaßten Eigenwerten $\overline{\lambda}$ zu einem Eigenwertproblem $sp\ C; \varphi = \overline{\lambda} \cdot \varphi$ mit $sp\ \varphi = O$ des statischen Falles führt. Auch dieses Eigenwertproblem kann leider nicht allgemein gelöst werden, zumal neben dem nichtlinearen Charakter noch die durch $\tau > O$ bedingte Revision der Analysis des R_6 zu berücksichtigen ist. Immerhin ist zu erwarten, daß $sp\ C; \varphi = \overline{\lambda} \varphi$ mit $sp\ \varphi = O$ diese Massen des M_q-Spektrums als Eigenwerte beschreibt.

$Sp\ C; \varphi = \overline{\lambda}\ \varphi$ kann einer Reihe von Approximationen unterworfen werden. Zunächst besteht die Möglichkeit, mit $\tau \rightarrow O$ zum R_6--Kontinuum zu gelangen und den R_6 durch eine ausgeartete Affinität auf die affine Raumzeit R_4 zu projizieren. Hier kann φ als Tensordivergenz eines hermitischen Feldes (kovariant) aufgefaßt werden. Läßt man weiter die Konvergenz $\int \varphi : \varphi^{\times}\, dV < \infty$ fallen, so kann man weiter aus den Bereichen mikrokosmischer Quantenzustände zum makrokosmischen Feldkontinuum übergehen und das Feld, dessen Tensordivergenz φ ist, als Gravitationspotential auffassen. Nach mehreren verwickelten Umrechnungen und weiteren Approximationen entstehen dann die Feldgleichungen der Allgemeinen Relativitätstheorie. Werden diese Approximationen in einer anderen Richtung durchgeführt und wird der Mesofeldtensor φ jetzt als Materiefeldfunktion interpretiert, so entstehen der Quantendynamik analoge Formen, die der Quantenmechanik natürlich angepaßt erscheinen.

Quantenmechanik und Allgemeine Relativitätstheorie umfassen aber das gesamte heutige physikalische Wissen in Form von Sonderfällen. Vor diesen Approximationen gibt es jedoch noch andere Stufen der in das R_4-Kontinuum projizierten Mesofeldgleichungen $sp\ C; \varphi = \overline{\lambda}\ \varphi$ der mesobarischen Statik, Nach Übergang von den Quantenstufen zum Feldkontinuum gelten die Approximationen, wenn F und f materielle Wirkungen sind. Deren Weltlinien bezogen auf J geodätische Nullinien sind $K; F = G+\Gamma$ und $D; G_+ = f$. Hierin bedeuten G ein gravitatives Führungsfeld, in dem sich eine ponderable Masse auf beliebigen geodätischen Weltlinien (Nullinien sind ausgeschlossen) bewegen kann, G_+ das symmetrische Gravitationsfeld einer ponderablen Masse, das von G nicht abzuhängen braucht, und Γ eine gravitative Störung, deren Weltlinie, bezogen auf J', eine geodätische Nullinie ist (Gravitationswelle).

Die durch K und D beschriebenen Mesofeldzustände (das hypothetische Mesofeld muß also, wenn es existent ist, dual erscheinen) wurden von mir als kontrabarischer und dynabarischer Zustand bezeichnet und entsprechend $G+\Gamma = K; F$ als kontrabarische, bzw. $f = D; G_+$ als dynabarische Gleichung. Bei diesen Zusammenhängen handelt es sich um zwei Operatorgleichungen; und zwar wirkt der erste Operator (kontrabarischer Zustand) auf solche materiellen Strukturen ein, deren Weltlinien bezogen auf J geodätische Nullinien sein müssen, also auf elektromagnetische Wellen: Als Ergebnis dieser Einwirkung resultiert ein gravitatives Beschleunigungsfeld relativ zur Umgebung unter Emission gegenläufiger Gravitationswellen. Die zweite Operatorgleichung beschreibt praktisch den umgekehrten Vorgang: In ihr wirkt der zweite Operator (dynabarischer Zustand) auf ein Gravitationsfeld, dessen Symmetriezentrum — im ungestörten Fall gedacht – im Inneren des Operatorfelds liegen muß. Dieses statische Feld wird unter dem Einfluß der Operatorwirkung wieder in elektromagnetische Wellen (also Wirkungen, deren Weltlinien geodätische Nullinien sind) transformiert. Der dynabarische Zustand kann aber nur endotherm erregt werden.

Wird weiter pseudoeuklidisch approximiert und vom euklidischen physischen Raum die Zeitkoordinate abgespalten, so daß die Zeit als Parameter auftritt, so nimmt die kontrabarische Gleichung eine Gestalt an, aus der hervorgeht, daß diese Gleichung mit heutigen technischen Mitteln experimentell prüfbar sein muß, während die dynabarische Gleichung erst dann experimentell angegangen werden kann, wenn der Kontrabarische Effekt empirisch nachgewiesen worden und die Entwicklung eines technisch brauchbaren kontrabarischen Transformators gelungen ist. Aus diesem Grunde soll im nächsten Abschnitt nur die erwähnte Approximation der kontrabarischen Gleichung untersucht werden.

— Fortsetzung folgt —

Dipl.-Phys. **Burkhard Heim**

Das Prinzip der Dynamischen Kontrabarie (II)

Der Kontrabarische Effekt

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

$$/\Omega; (\underline{M}; \overline{\bar{E} \times \bar{H}})/ = \dot{\eta}_T$$

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

$$\dot{\bar{K}} = \int X;\ (\underline{M};\ \bar{E} \times \bar{H})\ dV =$$
$$= \int d\bar{s} \int X;\ (\underline{M};\ \bar{E} \times \bar{H})\ d\bar{F} = -\int d\bar{s} \oint \Omega;\ (\underline{M};\ \bar{E} \times \underline{\bar{H}})\ d\bar{\sigma}$$

möglich. Ist weiter $\bar{b}$ eine Beschleunigung und m_0 die Ruhemasse der Versuchsanordnung, so gilt $\bar{K} = m_0 \bar{b}$ und

$$\sphericalangle (\bar{K}, d\bar{s}) = O, \text{ also } \dot{K} = -\int ds \oint \Omega;\ (\underline{M};\ \overline{\bar{E} \times \bar{H}})\ d\bar{\sigma}.$$

Wird die als kontrabarisches Transformatormodell ausgeführte Versuchsanordnung so konstruiert, daß die zur Transformation kommende Strahlung $\bar{E} \times \bar{H}$ von außen zugeführt wird, dann bleibt m_0 = const. Auch sei auf Grund der Konstruktion $\sphericalangle (\Omega;\ \overline{(\underline{M}; \bar{E} \times \bar{H})}, d\bar{\sigma}) = O$, also $d\bar{\sigma}$ das Element eines in der ebenen Transformatorfläche $\bar{F}$ liegenden Kegelschnittes, der im einfachsten Fall der Konstruktion als ein Kreis vom Radius r angenommen werden kann, und schließlich seien $/\Omega;\ (\underline{M};\ \bar{E} \times \bar{H})/ = \dot{\eta}_T$ und σ voneinander unabhängig. Genügt die Konstruktion der Versuchsanordnung diesen Forderungen, so gilt $\ddot{b} = -2\pi \frac{r}{m_0} \dot{\eta}_T \int ds$. Da r = const in der Konstruktion festgelegt werden kann, liefert die totale Zeitdifferentiation das Gesetz

$$\ddot{b} = -2\pi \frac{r}{m_0} \dot{\eta}_T \int b\ dt, \text{ weil } \frac{ds}{dt} = \int b\ dt \text{ ist.}$$

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

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

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 Transformator eingekoppelt; denn der Gütegrad $\varepsilon_k = 1 - \frac{L_K}{L}$ liegt im Intervall $0 < \varepsilon_k \leq 1$. Daraus folgt $L_k = (1 - \varepsilon_k)\,L$. Von L_K wiederum kommt nur ein Anteil $L_W < L_K$ theoretisch zur Transformation, weil L_K im Transformator vor der Transformation noch unvermeidliche Absorptionsverluste erfährt.

Diese absorbierte Leistung ist $L_k - L_W > 0$, so daß $\varepsilon_A = 1 - \frac{L_W}{L_K}$ als Extintionsgrad definiert werden kann. Für diesen Extinktionsgrad gilt das gleiche Intervall wie für den Gütegrad der Einkoppelung, und man hat $L_W = (1 - \varepsilon_A)\,L_K$. Schließlich sind noch unvermeidbare Baufehler der Transformatorelemente zu berücksichtigen, die L_W auf den tatsächlich zur Transformation kommenden Wert L_T wegen des Gütegrades der Transformatorelemente $\varepsilon_T = 1 - \frac{L_T}{L_W}$ reduzieren.

Man hat demnach $L_T = (1 - \varepsilon_T)(1 - \varepsilon_A)(1 - \varepsilon_K)\,L = \varepsilon\,L$, wenn $\varepsilon = (1 - \varepsilon_T)(1 - \varepsilon_A)(1 - \varepsilon_K)$ den Wirkungsgrad des gesamten Transformatormodells beschreibt.

Der zeitliche Verlauf von L hängt von den Versuchsbedingungen ab und wird vom Zeitverlauf derjenigen Strahlungsintensität bestimmt, die in die Anordnung eingeführt wird. Diese Strahlungsintensität kann also immer konstant gehalten werden.

$\varepsilon = \varepsilon\,(t)$ ist dagegen im allgemeinen eine Zeitfunktion; doch macht sich diese Zeitabhängigkeit höchstens während einiger 10^{-6} sec bemerkbar, weil sich nach dieser Einschwingzeit ein stationärer Zustand ausbildet, der ε = konst läßt. Man hat also allgemein mit $\lambda\,(t) = 2\,\pi\,\frac{rL}{m_o\,V'}\,\varepsilon\,(t)$ das Gesetz $\ddot{b} + \lambda\,(t) \int b\,dt = 0$; jedoch ist λ nur während der Einschwingzeit $0 \leq t < \tau$ eine Zeitfunktion, deren Verlauf durch ε, also durch die Konstruktionseigenschaften und Baufehler der Anordnung bestimmt wird. Dieser Verlauf $\varepsilon\,(t)$ während $0 \leq t < \tau$ sowie die Einschwingzeit τ sind am zweckmäßigsten empirisch zu bestimmen. Für alle späteren Zeiten $t \geqq \tau$ wird λ = const hinsichtlich t, da sich der stationäre Zustand eingestellt hat; ferner nimmt das Gesetz $\ddot{b} + \lambda \int b\,dt = 0$ durch nochmalige Differentiation die integrierbare Form $\dddot{b} + \lambda\,b = 0$ für $t \geqq \tau$ einer homogen linearen Differentialgleichung dritter Ordnung an. Die Lösungen dieses stationären Gesetzes lauten, wenn $k = \sqrt[3]{\lambda} > 0$ die positive reelle Kubikwurzel aus λ = const ist, $b_1 = e^{-kt}$ sowie $b_2 = e^{1/2 kt} \cos kt\,\sqrt{3}$ und $b_3 = e^{1/2 kt} \sin kt\,\sqrt{3}$, so daß die allgemeine Lösung $b\,(kt) = \sum_{i=1}^{3} C_i\,b_i$ für $t \geqq \tau$ ist, wo die C_i Integrationskonstanten bedeuten, deren Werte aus dem Zustand bei $t = \tau$ nach Abschluß der Einschwingzeit ermittelt werden können. Diese Lösung gilt jedoch nur, wenn in der kontrabarischen Gleichung Γ vernachlässigt wird. Geschieht dies nicht, so ist in der Lösung $k \cdot t$ durch einen Faktor $D\,(T - t)$ zu ergänzen, der für alle $t < T$ zu $D = 1$, aber für $t = T$ zu $D = 0$ wird; dies kann dahin interpretiert werden, daß immer dann, wenn eine Gravitationswelle emittiert wird, ein neuer Zeitnullpunkt durch diese Emission definiert wird. Denn T ist die Periode einer solchen Gravitationswelle. Dieser neu definierte Zeitnullpunkt $D = 0$ entspricht dem Anfangszustand $t = \tau$, weil der Zustand bereits eingeschwungen ist. Mit $x = kt\,D\,(T - t)$ werden in

$b\,(x) = \sum_{i=1}^{3} C_i\,b_i$ die b_i zu $b_1 = e^{-x}$, $b_2 = e^{x/2} \cos x\,\sqrt{3}$ und $b_3 = e^{x/2} \sin x\,\sqrt{3}$. Die drei Integrationskonstanten C_i können aus den Randbedingungen ermittelt werden. Wird überhaupt keine Leistung eingekoppelt, d. h. ist $L = 0$ oder $\varepsilon = 0$, so ist auch $k = 0$; für diesen Fall muß der kontrabarische Beschleunigungseffekt $b = 0$ sein. Auch für $k > 0$ muß dieser Effekt im Zeitintervall $0 \leq t \leq \tau$ verschwinden und für $t = \tau$ die zeitliche Änderung des anlaufenden Effektes einen konstanten Wert α annehmen.

Die Randbedingungen lauten also $b\,(0, t) = 0$, $b\,(k, \tau) = 0$ und $\dot{b}\,(k, \tau) = \alpha$. Aus der ersten Bedingung folgt $C_1 + C_2 = 0$, während hiermit die zweite Bedingung

$0 = C_1\,(e^{-k\tau} - e^{1/2 k\tau} \cos k\tau\,\sqrt{3}) + C_3\,e^{1/2 k\tau} \sin k\tau\,\sqrt{3}$

wegen $\tau < T$ liefert. Hieraus folgt

$C_3 = -C_1\,(e^{-k\tau} - e^{1/2 k\tau} \cos k\tau\,\sqrt{3})\,e^{-1/2 k\tau} \sec k\tau\,\sqrt{3} \approx C_1 1/2\,\sqrt{3}$,

weil τ immer nur die Größenordnung von maximal 10^{-6} sec aufweisen kann. Aus der dritten Bedingung schließlich folgt $C_1 = C\,(\alpha, \tau)$; und die approximierte Lösung der kontrabarischen Gleichung liefert für den Zeitverlauf des Kontral arischen Effektes

$b\,(x) = C\,(e^{-x} - e^{x/2}\,(\cos x\,\sqrt{3} - 1/2\,\sqrt{3} \sin x\,\sqrt{3}))$,

$x = k_t D$, $k = \sqrt[3]{\lambda}$, $x = ktD$

Dieser Zeitverlauf setzt sich also aus einem Abklingungsanteil und einem amplitudenmodulierten harmonischen Schwingungsanteil zusammen.

Es wurde versucht, die durch den Operator M angegebenen Bedingungen physikalisch zu interpretieren. Auf Grund dieser Interpretationen wurde der Entwurf und danach die Konstruktion einer Versuchanordnung durchgeführt, die den durch M angegebenen Bedingungen entspricht. Wenn in eine solche Anordnung eine durch $\overline{E} \times \overline{H}$ gekennzeichnete elektromagnetische Welle eingekoppelt wird, so müßte nach der kontrabarischen Gleichung die Energie dieser Welle in elektromagnetischer Form verschwinden und statt dessen in mechanisch-kinetischer Form wieder erscheinen. In der Umgebung der arbeitenden Versuchsanordnung müßte also ein Beschleunigungsfeld $b\,(x)$ auftreten, dessen Zeitverlauf mit dem statischen irdischen Gravitationsfeld superponiert; diese Superposition müßte im Zeitverlauf $b\,(x)$ das Gewicht eines Probekörpers verändern.

Bei Konstruktion und Berechnung der Bauelemente stellte sich eine starke Abhängigkeit der Aufmaße von der verwendeten Wellenlänge heraus. Zwei Versuchsanordnungen wurden für die 3-cm-Welle konstruiert und die Montage durchgeführt. Auch wurde eine Vorschaltung für ein Clystron entwickelt, die an das allgemeine Stromnetz angeschlossen werden kann und bei Netzschwankungen von ±30 V die Anodenspannung von 9 KV konstant hält. Das Clystron emittiert 200 W im Dauerstrichbetrieb im Frequenzband 10^4 MHz.

Zum Nachweis des vorerst nur sehr gering zu erwartenden Effektes wurde ein neuartiges Gravimeter in Entwicklung genommen, mit dem es voraussichtlich möglich sein wird, Änderungen der Fallbeschleunigung um 10^{-8}% noch nachzuweisen. Der auf diese Weise ermittelte Zeitverlauf von b soll dann in einem ebenso zeitlich verlaufenden elektrischen Strom transformiert werden, der in einem ebenfalls fertiggestellten Spezialverstärker eine Spannungsverstärkung erfährt und oszillographisch sichtbar gemacht wird. Dieses Oszillogramm wird photographiert und mit dem theoretischen Verlauf $b\,(x)$ verglichen. Erst wenn dieses experimentelle Programm durchgeführt worden ist, kann auf Grund dieser Meßergebnisse eine Synchronisation des harmonischen Anteils aus b mit T versucht werden. In b kann der Abklingungsanteil vernachlässigt werden, während der harmonische Anteil mit seiner Amplitudenmodulation die Richtung von b periodisch ändert, so daß der zeitliche Mittelwert von b, nämlich $\tilde{b} = 0$ verschwindet, d. h. es kommt im zeitlichen Mittel zu keiner effektiven kontrabarischen Beschleunigung. Die zeitlichen Nullstellen des harmonischen Anteils werden beschrieben durch $\cos k\Theta\,\sqrt{3} - 1/2\,\sqrt{3}\,\sin k\Theta\,\sqrt{3} = 0$.

Für $2\,\Theta < T$ bleibt immer $\tilde{b} = 0$, und nur für $\Theta \geqq T$ bleibt die Richtung von b zeitlich konstant; für diesen Fall wird $\tilde{b} > 0$ zu einer mittleren ponderomotorischen Beschleunigung, die eine Schubkraft verursacht. Ist g die Fallbeschleunigung und $\tilde{b}$ dieser Beschleunigung g entgegengerichtet, so kennzeichnet das Verhältnis $k = \frac{\tilde{b}}{g}$ die Wirkungsweise des mit T synchronisierten Kontrabarischen Effektes. Bei $k = 0$ liegt überhaupt keine Beschleunigungswirkung vor, während im offenen Intervall $0 < k < 1$ der Effekt nur eine Levitation der Versuchanordnung hervorruft. Bei $k = 1$ würde ein labiler Schwebezustand erreicht, während alle $k > 1$ kontrabarische Überkompensationen kennzeichnen, bei denen es zu von 0 verschiedenen Effektivbeschleunigungen entgegen g kommt. Wenn die Synchronisation des Kontrabarischen Effektes mit T und damit $\tilde{b} > 0$ möglich wird, so könnte ein kontrabarischer Transformator entwickelt werden, der elektromagnetische Strahlungsenergie unmittelbar in ponderomotorischen Schub umsetzt. Wenn eine weitere Vervollkommnung möglich wird, derart daß auch sehr kurzwellige Strahlung aus dem sichtbaren und ultravioletten Spektralbereich, auch Röntgen- und Gammastrahlung zur kontrabarischen Transformation kommen kann, würden sich weitgehende technische Perspektiven eröffnen, zumal ein kontrabarischer Transformator die technologische Voraussetzung für eine experimentelle Untersuchung der dynabarischen Gleichung darstellt.

Das Prinzip der dynamischen Kontrabarie und seine technischen Perspektiven für die Fahrzeug- und Elektrotechnik

Die technischen Möglichkeiten, die sich aus der Realisierung des kontra- und dynabarischen Mesofeldzustandes ergeben, basieren auf den folgenden Schlüssen, wenn es sich um diejenigen speziellen Perspektiven handeln soll, die sich für die Fahrzeug- und Elektrotechnik eröffnen. Eine elektromagnetische Welle, die eine bestimmte Energie transportiert, wird im kontrabarischen Mesofeldzustand in ein mechanisches Beschleunigungsfeld transformiert. Ähnlich wie im Nichols-Effekt kann dieses Feld, wenn der kontrabarische Zustandserreger in einem geeigneten Metall festgehalten wird, die Metallelektronen beschleunigen und als ladungstrennende Kraft, als elektrischer Stromgenerator wirken. So könnte elektromagnetische Strahlung direkt in elektrischen Kraftstrom umgesetzt werden. Verankert könnte ein solcher kontrabarischer Transformator auch beliebige andere Materie, insbesondere Flüssigkeiten und Gase, beschleunigen (z. B. Strömungserzeuger, Pumpen usw), während der Transformator, nicht verankert, sich selbst und mit ihm verbundene Körper beschleunigen muß.

Der dynabarische Zustand dagegen kann nur endotherm aufgebaut werden. Würde man in sein Feld ein geeignetes Metall-Ion mit bestimmter nuklearer Struktur und Textur sowie mit geeigneter nuklearer Anregungsstufe bringen, so würde das Potential des vom Ion mitgebrachten atomaren Gravitationsfeldes in Form elektromagnetischer Wellen abgestrahlt. Zugleich würde die Trägheitsmasse des Ions versuchen, dieses Feld nachzubilden; der hiermit verbundene gravitative Kraftfluß müßte auf Kosten ihres Energieinhaltes gehen. Ich halte es nicht für ausgeschlossen, daß bei geeigneter Kernstruktur das Energieniveau seines Grundzustandes soweit unterschritten wird, daß der Kern in seiner ursprünglichen Struktur nicht mehr definiert ist und ein stark exothermer Zerfall in Partialstrukturen noch tieferen Niveaus einsetzt. Die Niveaudifferenzen der Grundzustände würden in Form elektromagnetischer Energie frei werden. Hat man also das betreffende Metall (wahrscheinlich Pb) in einen geeigneten Ionisator gebracht, so würde dies bedeuten, daß die austretenden Kationen (evtl. nach vorangegangener Kernanregung) im dynabarischen Feld zum exothermen Kernzerfall gebracht werden, der elektronisch steuerbar ist; denn die Strahlungsleistung der in elektromagnetischer Form frei werdenden Kernenergie hängt von der Zahl der je Zeiteinheit zerfallenden Kerne, also von der den Ionisator verlassenden Kationendichte ab, die gut steuerbar ist. Die beim Zerfall frei werdende elektromagnetische Energie genügt aber der kontrabarischen Transformationsbedingung und könnte entweder direkt in elektrischen Kraftstrom oder in mechanische Bewegung transformiert werden.

Man müßte z. B. mit einem Anlassergenerator (evtl. kontrabarisch) einen elektrischen Anlasserstrom erzeugen, der das dynabarische Feld aufbaut, die Ionen erzeugt und die Röhrensysteme der elektronischen Kybernetik aufheizt. Sobald es zum Zerfall der ersten Ionen kommt, entsteht im Elektrogenerator ein Kraftstrom, der den Anlasser abschaltet und die Funktion des Anlasserstromes übernimmt. Auf diese Weise ist ein Kreis geschlossen, der dynamisch weiterläuft, solange Metallionen verfügbar sind, wenn die thermodynamischen Strahlungsverluste genau durch die produzierte Energie kompensiert werden, der sich aber totläuft, wenn die Energieproduktion niedriger bleibt als der Energieverlust. Das Prinzip eines solchen Kreisschlusses wurde von mir als das Prinzip der Dynamischen Kontrabarie bezeichnet.

Wird die Energieproduktion etwas überkompensiert, so kann ein zweiter, nicht geschlossener Kreis an diesen dynamokontrabarischen Kreisschluß angeschlossen werden, dessen Energieproduktion beliebig gesteuert und in Form von elektrischem Kraftstrom nach außen abgegeben werden kann. Ist ε ein vom thermodynamischen Wirkungsgrad und der Energiebilanz der verwendeten Kernreaktion abhängiger Verlustfaktor $\varepsilon > 1$ (der Fall $\varepsilon = 1$ kann nach dem zweiten thermodynamischen Hauptsatz prinzipiell nicht erreicht werden) und ist μ_0 die Masse des während des Betriebes zum Zerfall gebrachten Materials, so folgt für die nach außen abgegebene Energie, wenn $c = 3 \cdot 10^8$ m/sec die Lichtgeschwindigkeit ist, $E = \mu_0 \, c^2/\varepsilon$. Im Falle des Uranzerfalles ist $\varepsilon \approx 1\,200$, wenn thermische Verluste nicht berücksichtigt werden. Nimmt man, um möglichst ungünstig zu rechnen, $\varepsilon = 5000$ an, so liefert ein Gewichtskilogramm, also ungefähr 10^{-1} Massenkilogramm (dies ist für μ_0 einzusetzen) eine elektrische Energie von $E \approx 18 \cdot 10^{11}$ Wattsec $= 5 \cdot 10^5$ kWh. Da wahrscheinlich sehr viele Atomsorten häufiger Elemente nach diesem Prinzip bei guter Energiebilanz zum Zerfall gebracht werden können und ε bei einiger Perfektion sicherlich in der Größenordnung einiger 10^2 gehalten werden kann, wird evident, daß ein nach diesem Prinzip der Dynamischen Kontrabarie arbeitender Elektrogenerator überaus wirtschaftlich sein muß.

Eine andere technische Perspektive, die sich ebenfalls aus dem Prinzip der Dynamischen Kontrabarie ergibt, eröffnet sich für die Fahrzeugentwicklung. Wird nämlich die präzis steuerbare Energie, die von dem angekoppelten Kreis abgegeben wird, nicht in elektrischen Kraftstrom transformiert, sondern wird die elektromagnetische Energie in kontrabarische Transformatoren geführt, die auf die gesamte Anordnung einwirken, so muß ein gravitatives Führungsfeld relativ zur Umgebung entstehen, in dem die gesamte Anordnung eine Relativbeschleunigung erfährt. Dieses ponderomotorische Beschleunigungsfeld, das die gesamte Anordnung zur beschleunigten Bewegung auf einer geodätischen Weltlinie veranlaßt, wird somit von der Anordnung dynamisth erzeugt, so daß das so erweiterte Prinzip der Dynamischen Kontrabarie auch ein neues ponderomotorisches Antriebsprinzip darstellt.

So kann z. B. durch geeignete Anordnung der kontrabarischen Transformatoren das Beschleunigungsfeld dem irdischen Gravitationsfeld entgegenwirken. Die Feldstärke hängt von der transformierten Strahlungsleistung und diese wiederum von der Ionendichte des Generators ab. Bis zur Kompensation des irdischen Gravitationsfeldes erfährt die Anordnung keine Effektivbeschleunigung. Diese setzt jedoch bei Überkompensation ein. Da die kontrabarischen Transformatoren in allen Raumrichtungen angeordnet werden können, da weiter das induzierte Beschleunigungsfeld an kein äußeres Medium gebunden ist, und schließlich die gesteuerten und zur Steuerung verwendeten Wirkungen als elektromagnetische Prozesse mit Lichtgeschwindigkeit fortschreiten, wird klar, daß das Prinzip der Dynamischen Kontrabarie die Konstruktion eines universellen Fahrzeugs für astronautische, aeronautische und submarine Zwecke gestattet, dessen Leistungs- und Manövrierfähigkeit von keinem der heute bekannten Fahrzeuge auch nur annähernd erreicht wird. Zur Veranschaulichung kann dieses neue Antriebsprinzip mit der Arbeitsweise der heutigen Fahrzeuge verglichen werden. Dasjenige Fahrzeug, das z. Z. von allen die höchsten Geschwindigkeiten erreicht, ist die Rakete. Es liegt also ein Vergleich mit dem Raketenprinzip am nächsten.

(Fortsetzung folgt)

Dipl.-Phys. **Burkhard Heim**

Das Prinzip der Dynamischen Kontrabarie (III)

Vergleich der Dynamischen Kontrabarie mit dem Raketenprinzip

Zum Vergleich muß das Antriebsgesetz eines nach dem Prinzip der Dynamischen Kontrabarie arbeitenden Fahrzeugs (kurz mit D bezeichnet) untersucht werden. Hierzu werden die Mesofeldgleichungen in Operatorform in die Gestalt eines Extremalprinzips gebracht und als Variationsproblem geschrieben, so daß ein kanonischer Formalismus anwendbar wird. Dieser Formalismus führt für $\tau \rightarrow 0$ zur sechsdimensionalen Divergenzfreiheit.

$$\sum_{k=1}^{6} \frac{\partial}{\partial x_{\underline{k}}} \sum_{\nu=1}^{3} T^{\underline{k}}_{(\nu)\, i} = 0 \text{ mit } 1 \leqq i \leqq 6,$$

worin sich die tiefgestellten Indizes auf kovariante und die hochgestellten, zum Unterschied von Potenzen unterstrichenen, auf kontravariante Komponenten beziehen. Die gemischtvarianten $T^{\underline{k}}_{(\nu)\, i}$ sind Funktionen der Feldkomponenten und ergeben sich wie der allgemeine Energiedichte-Tensor aus der Lagrange-Funktion des kanonischen Formalismus; jedoch verhalten sie sich nur gegen reguläre Affinitäten mit orthogonaler oder unitärer Affinitätsmatrix (mit nichtverschwindender Determinante) wie gemischtvariante Tensorkomponenten. Da im folgenden nur solche Affinitäten vorkommen, wird nach Integration die Divergenzfreiheit zur Tensorgleichung $\sum_{\nu=1}^{3} {}^{[2]}\overline{\underset{(\nu)}{T}} = {}^{[2]}\overline{C} = \text{const}$ eines allgemeinen Erhaltungssatzes, worin sich die Ziffern ν auf die einzelnen Feldwirkungen beziehen (${}^{[m]}\overline{A}$ bedeutet, daß A ein Tensor vom Grade m ist). Nach pseudoeuklidischer Approximation entsteht ein lorentzinvarianter komplexer Ausdruck, der – nach einer Tensortransformation auf die Diagonalform – in einen Real- und Imaginärteil gespalten werden kann (beide Teile sind Diagonalschemen). Auf diese Weise spaltet sich $\sum_{\nu=1}^{3} {}^{[2]}\overline{\underset{(\nu)}{T}} = {}^{[2]}\overline{C}$ in zwei, jetzt dreidimensionale Gleichungen; und zwar liefert der Realteil für jede Komponente l (jetzt ist $1 \leqq l \leqq 3$) einen Impulssatz $\sum_{\nu=1}^{3} P_{(\nu)\, l} = A_l = \text{const}$ und analog der Imaginärteil einen Energiesatz

$$\sum_{\nu=1}^{3} Q_{(\nu)\, l} = B_l = \text{const}$$

Sowohl Impuls- als auch Energiesatz führen zum Antriebsgesetz eines D; jedoch soll im folgenden der Energiesatz benutzt werden.

Die pseudoeuklidische Approximation ist mit der Forderung hinreichend geringer Felddichten identisch, d. h., die kontrabarisch induzierte ponderomotorische Beschleunigung muß so beschaffen sein, daß die je Zeiteinheit erfolgende Geschwindigkeitsänderung $|\Delta v| \ll c$, also die Beschleunigung, quasistationär bleibt. Diese Forderung dürfte aber immer erfüllt sein; denn die Beschleunigung hängt von der transformierten Strahlungsleistung und diese wieder von der je Zeiteinheit zerfallenden Materiemenge ab. Ein Anwachsen bedeutet also nach dem Zweiten Thermodynamischen Hauptsatz eine Erhöhung der Kühlleistung, der aber eine technische Grenze gesetzt ist. Die von dieser kühltechnischen Grenze zugelassene Maximalbeschleunigung dürfte bei 10^3 m/sec² liegen; dies genügt, weil $1 \ll 3 \cdot 10^5$ ist, immer noch sehr gut der quasistationären Bedingung, woraus folgt, daß das Ruhesystem des D in guter Näherung zur Lorentzgruppe gehört. Dies ist auch dann der Fall, wenn es sich bei höchster technischer Perfektion um ein der Formbedingung genügendes Interstellar-Fahrzeug hoher Beschleunigung handelt; denn auch in diesem Fall würde eine Beschleunigung von 10^3 m/sec² bald zu relativistischen Geschwindigkeiten und der damit verbundenen Zeitkontraktion führen. Das Einhalten der Formbedingung bedeutet, daß, wenn die Maschine dieser Bedingung genügt, die Bewegung auch bei hoher Beschleunigung ein Analogon zum freien Fall bildet und a n d r u c k l o s erfolgt, was auf die Eigentümlichkeit des Kontrabarischen Effektes zurückgeht, rückläufige Gravitationswellen zu emittieren.

Mit der imaginären Lichtzeit $x_4 = i\,c\,t$ kann das undimensionierte Geschwindigkeitsmaß $\beta_l = i \cdot dx_l/dx_4 = v_l/c$ (definiert im Intervall $0 \leqq \beta_l < 1$) eingeführt werden, wenn $v_l = \dot{x}_l$ die Geschwindigkeitskomponente in der Raumrichtung l ist. Mit der Kürzung $\varphi_l = \beta_l \prod_{K=1}^{3} \left(1-\beta_k^2\right)^{-1/2}$ können die $Q_{(\nu)\,l}$ aus $B_l = \text{const}$ als Funktion der β_l und der momentanen Ruheenergie $E_0\,(\beta_1, \beta_2, \beta_3)$ des D in der Form

$$Q_{(1)\,l} = \int \beta_l \left(\varphi_l \cdot \frac{dE_0}{d\beta_l} + E_0 \frac{d\varphi_l}{d\beta_l}\right) d\beta_l \quad \text{sowie } Q_{(2)\,l} = E_0 \frac{d\varphi_l}{d\beta_l}$$

und $$Q_{(3)\,l} = \varphi_l \frac{dE_0}{d\beta_l} + \int E_0 \frac{\varphi_l}{4}\left(6 + \beta_l^2\right) d\beta_l$$

gebracht werden. Die Ausdrücke für $\nu = 1$ und $\nu = 2$ können ohne weiteres als momentane kinetische und potentielle Energie (die potentielle Energie bezieht sich auf die noch verfügbaren Reserven in der Treibladung) des D gedeutet werden, während in $\nu = 3$ der erste Summand die in Form von Gravitationswellen emittierte Energie und der zweite wahrscheinlich eine energetische Rückwirkung dieser Gravitationswellenemission auf den kontrabarischen Transformator beschreibt. Einsetzen in $\sum_{\nu=1}^{3} Q_{(\nu)\,l} = B_l = \text{const}$ und totale Differentiation nach β_l liefert

$$\varphi_l \frac{d^2 E_0}{d\beta_l^2} + \left(2\frac{d\varphi_l}{d\beta_l} + \beta_l \varphi_l\right)\frac{dE_0}{d\beta_l} + \left(\frac{d^2\varphi_l}{d\beta_l^2} + \beta_l \frac{d\varphi_l}{d\beta_l} + \frac{\varphi_l}{4}\left(6+\beta_l^2\right)\right)E_0 = 0$$

oder, wenn $m\,(\beta_1, \beta_2, \beta_3)$ die momentane Ruhemasse ist, nach Substitution mit dem Energie-Materie-Äquivalent $E_0 = m\,c^2$ schließlich $\frac{d^2m}{d\beta_l^2} + X_l \frac{dm}{d\beta_l} + \Lambda_l \cdot m = 0$ mit den Kürzungen $X_l = 2\frac{d}{d\beta_l} \ln \varphi_l + \beta_l$ und

$$\Lambda_l = \frac{1}{\varphi_l}\frac{d^2\varphi_l}{d\beta_l^2} + \beta_l \frac{d}{d\beta_l} \ln \varphi_l + \frac{1}{4}\beta_l^2 + \frac{3}{2}.$$

Wird $\frac{d^2}{d\beta_l^2} + X_l \frac{d}{d\beta_l} + \Lambda_l = D_l$ als Differentialoperator aufgefaßt, und werden diese drei Operatoren im Diagonalschema $\hat{M} = \left(\delta_{kl} D_l\right)_3$ zusammengefaßt, so lautet unter der Voraussetzung quasistationärer Beschleunigungen das allgemeine Antriebsgesetz eines nach dem Prinzip der Dynamischen Kontrabarie arbeitenden Fahrzeuges $\hat{M}\,;\, m = \hat{0}$.

Für treibstofftechnische Untersuchungen ist zu berücksichtigen, daß $\hat{M}\,;\, m = \hat{0}$ nur den Massenverlust erfaßt, der der in Form von Gravitationswellen emittierten Energie $E_{(G)} = \mu\,c^2$ äquivalent ist. Ist W die wirklich produzierte Energie und $\dot{Q}_T > 0$ die thermische Verlustleistung, so wird mit dem thermischen Wirkungsgrad

$$\eta_T = 1 - \frac{\dot{Q}_T}{\dot{W}} < 1 \text{ stets } E_{(G)} = \eta_T\, W.$$

Hier wird, wenn $a \geqq 1$ ein Bilanzfaktor der verwendeten exothermen Kernreaktion ist (Verhältnis der Ruheenergie des Kerns vor der Reaktion zur exotherm freiwerdenden Energie), $W = E_{(t)}/a$ ausdrückbar durch die Ruheenergie $E_{(t)}$ der Treibladung. Die wirklich veranschlagte Energie $E_{(T)} = \sigma\, E_{(t)}$ wird um einen Sicherheitsfaktor $\sigma \geqq 1$ höher angenommen als $E_{(t)}$. Es ist demnach $E_{(G)} = \frac{\eta_T}{\sigma\alpha} E_{(T)}$ oder mit $E_{(T)} = \mu_0\, c^2$ und $\varepsilon = \frac{\sigma\alpha}{\eta_T}$ (Verlustfaktor) liefert $\mu_0 = \varepsilon\mu$ den Zusammenhang zwischen μ aus $\hat{M}\,;\, m = \hat{0}$ und der technischen Treibladung μ_0. Zusammengefaßt gilt für das Antriebsgesetz $|\Delta v| \ll c$, $\hat{M}\,;\, m = \hat{0}$,

$$\mu_0 = \varepsilon\,\mu,\quad \hat{M} = \left(\delta_{kl}\, D_l\right)_3,\quad \varepsilon = \frac{\sigma\alpha}{\eta_T} > 1,$$

$$D_l = \frac{d^2}{d\beta_l^2} + X_l \frac{d}{d\beta_l} + \Lambda_l,\quad X_l = 2\frac{d}{d\beta_l} \ln \varphi_l + \beta_l,$$

$$\Lambda_l = \frac{1}{\varphi_l}\frac{d^2\varphi_l}{d\beta_l^2} + \beta_l \frac{d}{d\beta_l} \ln \varphi_l + \frac{1}{4}\beta_l^2 + \frac{3}{2},$$

$$\varphi_l = \beta_l \prod_{k=1}^{3} \left(1-\beta_k^2\right)^{-1/2},\quad \beta_l = \frac{v_l}{c}.$$

Dieses Gesetz kann elementar gelöst werden, wenn die Weltlinie der gesamten Bewegung des D bis auf die endliche Zahl $1 \leqq \lambda \leqq N < \infty$ unsteten Ereignissen (Start als $\lambda - 1 = 0$ anzusetzen) stetig verläuft, jede von der Weltlinienform abhängige Größe x zwischen zwei benachbarten unsteten Ereignissen $x_{\lambda-1} \to x \to x_\lambda$ stetig bleibt und längs eines solchen stetigen Astes $g_{\underline{\lambda}} = \text{const}$ ist (g_λ bezieht g lokal auf den Weltpunkt λ, aber $g_{\underline{\lambda}}$ auf den stetigen Ast zwischen $\lambda - 1$ und λ). Die Randwerte für $m\,(\beta_1, \beta_2, \beta_3)$ sind $m\,(0) = \text{const}$ (Anfangswert) und $\lim_{\beta \to 1} m = 0$, wegen des Relativitätsprinzips $0 \leqq \beta < 1$.

Ist $H\,(\beta_1, \beta_2, \beta_3)$ eine reelle Hilfsfunktion, so wird mit dem Ansatz $m \sim e^H$ wegen $\hat{M}\,;\, m \sim \hat{M}\,;\, e^H$ und $D_l\,;\, e^H$,

$$e^H = e^H\left(\frac{d^2H}{d\beta_l^2} + \left(\frac{dH}{d\beta_l}\right)^2 + X_l \frac{dH}{d\beta_l} + \Lambda_l\right), \text{ wenn}$$

$$\frac{dH}{d\beta_l} = \frac{d}{d\beta_l} \ln \eta_l - \frac{1}{2} X_l \text{ als Transformation eingeführt}$$

wird, $\hat{M}\,;\, m = \hat{0}$ zu

$$\left(\frac{\delta_{kl}}{\eta_l}\frac{d^2\eta_l}{d\beta_l^2}\right)_3 = -\hat{E}, \text{ weil } \frac{1}{2}\frac{dX_l}{d\beta_l} + \frac{1}{4}X_l^2 - \Lambda_l = -1$$

ist. Unter Berücksichtigung der Gesetze des Matrixkalküls und der Randwerte folgt für H nach Integration längs eines stetigen Astes und Matrizenspurbildung die Lösung

$$-H\Big|_{\lambda-1}^{\lambda} = \left(\ln \prod_{l=1}^{3}\left(1-\beta_l^2\right)^{-1/2} \sqrt[3]{\beta_l\, e^{1/4\,\beta_l^2} \sec \beta_l}\,\right)\Big|_{\lambda-1}^{\lambda}$$

Ist m_λ der m-Wert in λ und wird das Massenverhältnis

$$A_{\underline{\lambda}} = \frac{m_{\lambda-1}}{m_\lambda}$$

eingeführt, so folgt, wenn berücksichtigt wird, daß eine Verzögerung von $\lambda - 1$ nach λ einer Beschleunigung von λ zum früher liegenden Weltpunkt $\lambda - 1$ äquivalent ist,

$$- H \, I^{\lambda}_{\lambda-1} = \ln A_{\underline{\lambda}}^{\pm 1}$$

wobei sich stets das obere Vorzeichen auf Beschleunigungen, das untere aber auf Verzögerungen von einem früher liegenden nach einem später liegenden Weltpunkt bezieht, relativ zu den jeweiligen Startpunktkoordinaten; in einem solchen System ist das Startereignis der Koordinatennullpunkt.

Vergleich mit der Lösung und Potenzierung liefert

$$= \prod_{l=1}^{3} \left(\frac{1-\beta_{l}^{2}{}_{\lambda}}{1-\beta^{2}_{l,\lambda-1}}\right)^{\mp 1/2} \sqrt[3]{\left(\frac{\beta_{l\lambda}\, e^{1/4\, \beta_l^{2}{}_{\lambda}} \sec\beta_{l\lambda}}{\beta_{l,\lambda-1}\, e^{1/4\, \beta_{l,\lambda-1}^{2}} \sec\beta_{l,\lambda-1}}\right)^{\pm 1}}.$$

Ist $\mu_{\underline{\lambda}}$ die Trägheitsmasse der von $\lambda-1$ bis λ verbrauchten Energie, so gilt

$$m_{\lambda-1} = \mu_{\lambda} + m_{\lambda} \text{ mit } m_{\lambda} = m_e + \sum_{k=\lambda+1}^{N} \mu_{\underline{k}},$$

wenn $m_e \geqq m_0$ die Endmasse und m_0 die Ruhemasse der ungeladenen Maschine ist; m_e bezieht sich ebenfalls auf das Eigensystem des D. $m_e = m_0$ wird möglich, wenn die Reaktionsprodukte sofort emittiert werden, was zwar aus offenen Röhren nicht möglich ist, weil die Maschine auch in einer beliebigen Hydro- oder Atmosphäre arbeiten soll – hierdurch würde sich das raketentechnische Projekt der Außenstation erübrigen – und im Generator Hochvakuum herrschen muß. Nach meinen Erfahrungen wird eine Kationenemission (die Reaktionsprodukte treten als Kationen in Erscheinung) aus mit bestimmten Kristallen vakuumdicht verschlossenen Röhren in beliebige Medien möglich, so daß immer $m_e = m_0$ technisch realisierbar werden dürfte.

Es ist $\mu_{\underline{\lambda}} = (A_{\underline{\lambda}} - 1)\, m_{\lambda} = (A_{\underline{\lambda}} - 1)\left(m_0 + \sum_{k=\lambda+1}^{N} \mu_{\underline{k}}\right)$

oder mit $\mu_{\underline{\lambda}} = \mu_{(0)\underline{\lambda}} / \varepsilon_{\underline{\lambda}}$

nach Summation über alle stetigen Weltlinienäste unter Anwendung eines arithmetischen Rekursionsverfahrens

$$\sum_{\lambda=1}^{N} \frac{\mu_{(0)\underline{\lambda}}}{\varepsilon_{\underline{\lambda}}} = \sum_{\lambda=1}^{N} (A_{\underline{\lambda}} - 1)\left(m_0 + \sum_{k=\lambda+1}^{N} \mu_{\underline{k}}\right) =$$

$$= m_0 \left(\prod_{\lambda=1}^{N} A_{\underline{\lambda}} - 1\right).$$

Zusammengefaßt lautet die treibstofftechnische Lösung des

Antriebsgesetzes $\displaystyle\sum_{\lambda=1}^{N} \frac{\mu_{(0)\lambda}}{\varepsilon_{\underline{\lambda}}} = m_0 \left(\prod_{\lambda=1}^{N} A_{\underline{\lambda}} - 1\right)$

oder wenn $\varepsilon_{\underline{\lambda}} = \varepsilon$, also stets der gleiche Treibstoff verwendet wird,

$$\mu_0 = \varepsilon\, m_0 \left(\prod_{\lambda=1}^{N} A_{\underline{\lambda}} - 1\right) \text{ mit } \mu_0 = \sum_{\lambda=1}^{N} \mu_{(0)\underline{\lambda}}.$$

In dieser Lösung ist $\displaystyle A_{\underline{\lambda}} = J_{\underline{\lambda}}^{\pm 1} \prod_{l=1}^{3} \left(\frac{1-\beta_l^{2}{}_{\lambda}}{1-\beta_l^{2}{}_{,\lambda-1}}\right)^{\mp 1/2}$

wobei $\displaystyle J_{\underline{\lambda}} = \prod_{l=1}^{3} \sqrt[3]{\frac{\beta_{l\lambda} \cdot e^{1/4\, \beta^{2}_{l\lambda}} \cdot \sec\beta_{l\lambda}}{\beta_{l,\lambda-1} \cdot e^{1/4\, \beta_l^{2}{}_{\lambda-1}} \sec\beta_{l\lambda,-1}}}$

als Interstellarfaktor bezeichnet wird; denn nur für sehr große Geschwindigkeiten, wie sie bei evtl. Interstellarfahrten auftreten, weicht $J_{\underline{\lambda}}$ nennenswert vom Wert 1 ab.

Diese Lösung kann mit dem Raketenprinzip verglichen werden. Eine Rakete R und ein D – beide bestehen nur aus einer Stufe – starten aus der x_2,x_3-Ebene eines kartesischen Koordinatensystems ($\beta_{l0} = 0$ für alle Raumrichtungen l) und beschleunigen sich geradlinig längs Parallelen zur x_1-Achse, um $\beta_{1,1} = \beta$ zu erreichen, während $\beta_{2,1} = \beta_{3,1} = 0$ bleiben. Ist $\varkappa = \mu_0/m_0$, so gilt

$$\varkappa_D = \frac{\mu_{0D}}{m_{0D}} = \varepsilon \left(\frac{\sqrt[3]{\beta \cdot e^{1/4\, \beta^2} \sec\beta}}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1\right),$$

weil für $\beta_0 = 0$ die Beziehungen $e^{1/4\, \beta_0^2} = 1 - \beta_0^2 = 1$ und

$$\lim_{\beta_0 \to 0} \beta_0 \sec\beta_0 = \lim_{\beta_0 \to 0} \operatorname{co\,sec}\beta_0 = 1$$

gelten. Entsprechend folgt für die Rakete, wenn in $\beta_a = v_a/c$ die Ausströmgeschwindigkeit aus der Düse mit v_a bezeichnet wird, $\varkappa_R = e^{\beta/\beta_a} - 1$. Da eine Rakete niemals relativistische Geschwindigkeiten erreichen kann, bleibt immer $\beta \ll 1$, was nach einer Reihenentwicklung die Approximation

$$\sqrt[3]{\beta \cdot e^{1/4\beta^2} \sec\beta} \approx 1 \text{ und } (1-\beta^2)^{-1/2} \approx 1 + \frac{\beta^2}{2}$$

gestattet. Dies liefert $\varkappa_D \approx \varepsilon\, \frac{\beta^2}{2}$ (es ist bemerkenswert, daß $\mu_{0D}/\varepsilon \cdot c^2 \approx \frac{1}{2}\, m_0\, v^2$ die kinetische Energie der klassischen Mechanik für $\beta \ll 1$ liefert). Wird $\mu_{0D} = \mu_{0R}$ und gleiche Beschleunigung $b_D = b_R = b$ beider Maschinen gefordert, so ist $V = \frac{\varkappa_R}{\varkappa_D} = \frac{m_{0D}}{m_{0R}} = \frac{K_D}{K_R}$ als Schubkraftverhältnis deutbar. Für dieses Verhältnis ergibt sich wegen der nichtrelativistischen Approximation

$$V \approx \frac{2}{\varepsilon \cdot \beta^2}\left(e^{\beta/\beta_a} - 1\right) \text{ für } \beta \ll 1.$$

V hängt also nur von β und den beiden Parametern ε und β_a ab, welche die Wirkungsweisen beider Maschinen beschreiben.

Nimmt man im Zahlenbeispiel an, daß D mit $\varepsilon = 5000$ sehr ungünstig arbeitet und R optimal extrapoliert als Nuklearrakete (hypothetisch angenommen) $v_a = 6 \cdot 10^4$ m/sec,

also $\beta_a = \frac{1}{5000}$ gestattet und sollen beide Maschinen

$v = 3 \cdot 10^5$ m/sec also $\beta = \frac{1}{1000}$ erreichen, so wird

$V \approx 57\,200$, d. h. der extrem schlecht arbeitende D wird immer noch ungefähr das 57 200fache der Schubkraft einer optimal extrapolierten Superrakete erreichen können.

Aus dieser Überschlagsrechnung geht hervor, daß das Prinzip der Dynamischen Kontrabarie durchaus eine geradezu ideale Lösung des astronautischen Problems gestatten könnte, zumal die Wirkungsweise des D an kein Umweltmedium gebunden und auch von solchen Medien im Prinzip nicht beeinflußbar ist, so daß ein derartiges Raumfahrzeug auch innerhalb irgendeiner Atmo- oder Hydrosphäre universell anwendbar sein müßte. Aus diesem Grunde erscheint es angebracht, einige Überlegungen zur Lösung des astronautischen Problems mit Hilfe des D anzustellen.

(Schluß folgt)

Dipl.-Phys. **Burkhard Heim**

Das Prinzip der Dynamischen Kontrabarie (IV)

Dynamokontrabarische Astronautik

Die vereinfachte Lösung $\mu_0 = \varepsilon \cdot m_0 \left(\prod_{\lambda=1}^{N} A_{\lambda} - 1 \right)$ soll zur Entwicklung einfacher Faustformeln verwendet werden. Zunächst seien beschleunigte Beschleunigungen ausgeschlossen, d. h. es sollen auf den stetigen Weltlinienästen die Beschleunigungen $b_{l\lambda} = \text{const}$, also die Bewegungen raumzeitliche Hyperbelbewegungen sein. Die vorkommende maximale Beschleunigung sei $b = 10$ m/sec², so daß D der Formbedingung nicht zu genügen braucht. Bleibt β so niedrig, daß höhere als zweite Potenzen vernachlässigt werden können, so zeigt eine Reihenentwicklung $l^3 \approx \frac{3}{2} \frac{4+\beta^2}{6-\beta^2}$. Wird die Maximalbeschleunigung nicht überschritten, so bleiben innerhalb des Planetensystems alle Geschwindigkeiten im Bereich $0 \leqq \beta \leqq \beta_{max} = \frac{1}{30}$ und hierfür kann stets in sehr guter Näherung $l = 1$ gesetzt werden.

Hierdurch rechtfertigt sich die Bezeichnung Interstellarfaktor; denn dieser Faktor weicht nur bei großen Geschwindigkeiten, wie sie bei Planetenfahrten nie auftreten, nennenswert von 1 ab. Wenn auch die Betawerte bei diesen Planetenfahrten so gering sind, daß l_{λ} nicht in Erscheinung tritt, so werden doch die Geschwindigkeiten unvergleichlich viel größer sein als diejenigen, mit denen raketentechnisch gerechnet wird. Zwar ist die Einschußwahrscheinlichkeit kosmischer Materie bei den relativ geringen Raketengeschwindigkeiten außerordentlich klein, doch würde diese Wahrscheinlichkeit bei einigen 10^3 km/sec Geschwindigkeit praktisch zur Gewißheit werden. Anderseits bewegt sich die meiste kosmische Staubmaterie auf stabilen Bahnen innerhalb der Planetenbahnebene, so daß in dieser Ebene die größte kosmische Materialdichte anzutreffen sein wird, während außerhalb der Bahnebene diese Dichte mit wachsendem Abstand stark abfällt. Man müßte also, um die Leistungsfähigkeit eines D völlig ausnutzen zu können, die Bahnebene des Raumschiffes orthogonal zur Planetenbahnebene stellen, so daß der normale Abstand des D von ihr mit steigender Geschwindigkeit wächst und im Geschwindigkeitsmaximum der Bahnmitte den größten Wert erreicht. Bei einsetzender Verzögerung muß sich die Maschine dann wieder zur Planetenbahnebene hin bewegen, um schließlich mit der Geschwindigkeit Null die Bahnebene des Zielplaneten zu erreichen.

Dieses von mir als Interstellarsprung bezeichnete Manöver ist natürlich mit Raketen nicht durchführbar und setzt eine völlig neue Navigationstechnik voraus. Der Vorteil des Verfahrens liegt darin, daß mit wachsender Schiffsgeschwindigkeit Bereiche durchfahren werden, in denen die Materiedichte im gleichen Verhältnis abnimmt. Die interstellare Sprunghöhe (Gipfelhöhe über der Planetenbahnebene) ist dabei aus Gipfelgeschwindigkeit, Materieverteilung und geforderter Fahrsicherheit zu bestimmen.

Soll nun eine Überfahrt vom Startplaneten S zum Zielplaneten Z dynamokontrabarisch durchgeführt werden und ist s der geradlinige Abstand zwischen Startpunkt S und Zielpunkt Z (Ort des Zielplaneten im Zeitpunkt der Ankunft), so ergibt sich bei geradlinig gleichförmiger Beschleunigung b bis $\frac{s}{2}$ und anschließender entgegengesetzt gleicher Verzögerung als Überfahrtzeit $T_F = 2\sqrt{\frac{s}{b}}$, da jetzt nicht relativistisch gerechnet zu werden braucht.

Zur Durchführung des Interstellarsprungs – seine Gipfelhöhe über $\frac{s}{2}$ sei h – würde man also von S mit einer Längsachsenbeschleunigung b in Richtung s starten. Zugleich würde eine noch zu berechnende Hochachsenbeschleunigung die Maschine in Richtung h aus der Planetenbahnebene heben. Nach der Zeit $\tau_F = \frac{T_F}{4}$ würde diese Hochachsenbeschleunigung in eine entgegengesetzt gleiche Verzögerung umgeschaltet. Nach $2\tau_F$ ist der Bahnmittelpunkt in h und die Gipfelgeschwindigkeit in der Richtung s erreicht. Jetzt wird die Längsachsenbeschleunigung in Verzögerung umgeschaltet, während die Hochachsenverzögerung bleibt und die Maschine sich in entgegengesetzter Richtung von h auf die Planetenbahnebene zu bewegt. In $3\tau_F$ wäre diese Hochachsenbewegung durch eine von der Planetenbahnebene fortgerichtete Beschleunigung zu verzögern. In $4\tau_F = T_F$ schließlich würden sowohl die Längsals auch die Hochachsenbeschleunigung abgeschaltet. Während der ganzen Überfahrt müßte schließlich noch eine aus der Planetenkonstellation zu bestimmende Querachsenbeschleunigung wirken, die die Relativgeschwindigkeit zwischen den beiden Planeten kompensiert und ebenfalls nach $4\tau_F$ abgeschaltet wird, so daß zu diesem Zeitpunkt das Schiff relativ zum Zielplaneten – der sich nun in der Nähe des Schiffsortes befindet – praktisch die Geschwindigkeit Null hat; mit der Einlandung kann nun begonnen werden. Die einzelnen Umschaltpunkte der Beschleunigung sind aber nichts anderes als die unsteten Weltpunkte, die den sonst stetigen Verlauf der gesamten Weltlinie unterbrechen (ihre räumliche Projektion ist der raumzeitliche Ablauf der Schiffsbewegung).

Zur treibstofftechnischen Behandlung eines solchen dynamokontrabarischen Interstellarsprunges werde ein positiv orientiertes kartesisches xyz-System mit dem Nullpunkt in den Startpunkt S gelegt, derart, daß die x-Achse mit $\overrightarrow{SZ}$ zusammenfällt, die Planetenbahnebene in der xy-Ebene liegt und der Planetenumlauf, aus der positiven Z-Achse gesehen, im Gegenuhrzeigersinn erfolgt.

Kennzeichnet nun der Index H die Hinfahrt und der Index R die Rückfahrt, so werden die Geschwindigkeitskomponenten in den unsteten Umschaltereignissen der Beschleunigung (nur diese Komponenten sind in der Lösung des Antriebsgesetzes notwendig) für einfache Planetenfahrten, bestehend aus Hinfahrt, Aufenthalt und Rückfahrt, in den beiden folgenden Matrizen zusammengefaßt

$$\hat{\beta}_H = \begin{Bmatrix} \beta_{x,0} & \beta_{y,0} & \beta_{z,0} \\ \beta_{x,1} & \beta_{y,1} & \beta_{z,1} \\ \beta_{x,2} & \beta_{y,2} & \beta_{z,2} \\ \beta_{x,3} & \beta_{y,3} & \beta_{z,3} \\ \beta_{x,4} & \beta_{y,4} & \beta_{z,4} \end{Bmatrix} \quad \begin{array}{lll} 0\tau_H & — & \lambda(x,y,z) = 0 \\ 1\tau_H & — & \lambda(z) = 1 \\ 2\tau_H & — & \lambda(x) = 2 \\ 3\tau_H & — & \lambda(z) = 3 \\ 4\tau_H = T_H & = & \lambda(x,y,z) = 4. \end{array}$$

Im Fall der Rückfahrt vertauschen S und Z ihre Bedeutung und auch der Koordinatenanfang wird von S nach Z verschoben. Es gilt unter diesen Voraussetzungen

$$\hat{\beta}_R = \begin{Bmatrix} \beta_{x,5} & \beta_{y,5} & \beta_{z,5} \\ \beta_{x,6} & \beta_{y,6} & \beta_{z,6} \\ \beta_{x,7} & \beta_{y,7} & \beta_{z,7} \\ \beta_{x,8} & \beta_{y,8} & \beta_{z,8} \\ \beta_{x,9} & \beta_{y,9} & \beta_{z,9} \end{Bmatrix} \quad \begin{array}{lll} 0\tau_R & — & \lambda(x,y,z) = 5 \\ 1\tau_R & = & \lambda(z) = 6 \\ 2\tau_R & = & \lambda(x) = 7 \\ 3\tau_R & = & \lambda(z) = 8 \\ 4\tau_R = T_R & — & \lambda(x,y,z) = 9. \end{array}$$

Bei einfachen Planetenfahrten gibt es also N = 9 stetige Weltlinienäste. Unter der Voraussetzung $\varepsilon_\lambda = \varepsilon = \text{const}$ gilt mithin $\mu_0 = \varepsilon \cdot m_0 \left(\prod_{\lambda=1}^{9} A_{\underline{\lambda}} - 1 \right)$. Wird nun die Expeditionsdauer hinreichend kurzfristig angenommen, so daß sich S und Z nicht wesentlich gegeneinander verschieben – die Bedingung hierfür ließe sich sicherlich astronomisch aus den mittleren Sonnenabständen, Umlaufzeiten und den Konstellationen von S und Z bestimmen –, so kann die Rückfahrt auf ungefähr dem gleichen Kurs erfolgen wie die Hinfahrt, d. h. es wäre $(T_H \approx T_R) = T_F$ und wegen der Bahnkongruenz $\hat{\beta}_H = \hat{\beta}_R = \hat{\beta}$, was $A_{\underline{1}} = A_{\underline{6}}$, $A_{\underline{2}} = A_{\underline{7}}$, $A_{\underline{3}} = A_{\underline{8}}$ und $A_{\underline{4}} = A_{\underline{9}}$, also $\prod_{\lambda=1}^{9} A_{\underline{\lambda}} = A_{\underline{5}} \prod_{\lambda=1}^{4} A^2_{\underline{\lambda}}$ zur Folge hat. Voraussetzung hierfür ist allerdings, daß die Expeditionsdauer $T_E = T_H + T_R + T + T_0$ so bemessen ist, daß tatsächlich $\hat{\beta}_H = \hat{\beta}_R$ gesetzt werden darf. $T_0 + T$ ist die Aufenthaltszeit auf dem Zielplaneten, und zwar T_0 die Ruhezeit, während der die Maschine nicht arbeitet, und T die Betriebszeit, während der die Fallbeschleunigung g_0 auf Z auskompensiert und das D als universelles Fahrzeug verwendet wird. Während dieser Zeit T wird Treibladung verbraucht, deren Menge ihren Ausdruck in A_5 findet. Unter der Voraussetzung $\hat{\beta}_H = \hat{\beta}_R$ braucht also nur noch $\hat{\beta}_H = \hat{\beta}$ betrachtet zu werden. Die y-Komponenten der Geschwindigkeit sind offensichtlich sehr gering, da sie sich nur auf die Relativgeschwindigkeit zwischen S und Z beziehen. Das Maximum würde bei einer Überfahrt vom Planeten Merkur zum Planeten Venus während einer Konjunktion – Konjunktionsfahrt im Gegensatz zur Oppositionsfahrt – auftreten und beträgt $\beta_{y,\max} \approx \frac{1}{3000}$. Da in der Approximation für μ_0 mit $I_{\underline{\lambda}} \approx 1$ die β-Werte nur in der Form $1 - \beta^2$ auftreten und alle $\beta_y \leqq \beta_{y,\max}$ bleiben, können die β_y in $\hat{\beta}$ vernachlässigt werden. Dies ist jedoch nur für treibstofftechnische Abschätzungen, nicht aber für navigatorische Untersuchungen zulässig. Außerdem sind in $\hat{\beta}$ die $\beta_{x,0} = \beta_{z,0} = \beta_{x,4} = \beta_{z,4} = 0$, und wenn die Bahn symmetrisch zur Normalhöhe h wegen $/b/ = \text{const}$ auf allen Weltlinienästen angenommen wird, $\beta_{x,2} = \beta_s$ (Geschwindigkeitsmaximum in Richtung s) und $\beta_{z,1} = \beta_{z,3} = \beta_h$ (Geschwindigkeitsmaximum normal zur Planetenbahnebene). Auch muß in der Gipfelhöhe h des Interstellarsprungs $\beta_{z,2} = 0$ sein. Damit wird

$$\hat{\beta} = \begin{Bmatrix} 0, & 0, & 0 \\ \beta_x, & 0, & \beta_h \\ \beta_s, & 0, & 0 \\ \beta_x, & 0, & \beta_h \\ 0, & 0, & 0 \end{Bmatrix}, \text{ also } A_{\underline{1}} = A_{\underline{4}} = A = (1-\beta^2_x)^{-1/2}(1-\beta^2_h)^{-1/2}$$

und $A_{\underline{2}} = A_{\underline{3}} = B = \sqrt{\frac{1-\beta^2_x}{1-\beta^2_s}}$ und damit $\prod_{\lambda=1}^{4} A^2_{\underline{\lambda}} = (AB)^4 = (1-\beta^2_s)^{-2}(1-\beta^2_h)^{-2}$. Wegen der Approximation $0 \leqq \beta \leqq \beta_{max} \ll 1$ können höhere als zweite Potenzen der β-Werte vernachlässigt werden, so daß $(1-\beta^2_h)^{+2}(1-\beta^2_s)^{+2} \approx 1 - 2(\beta^2_h + \beta^2_s) = 1 - 2\beta^2$ mit $\beta^2 = \beta^2_h + \beta^2_s$ gilt.

Zusammengefaßt wird also

$$\mu_0 \approx \varepsilon \cdot m_0 \frac{A_5 + 2\beta^2 - 1}{1 - 2\beta^2} \approx \varepsilon \cdot m_0 (A_5 + 2\beta^2 - 1),$$

weil auch für $\beta_{max} = \frac{1}{30}$ für den Nenner noch mit guter Näherung $1 - 2\beta^2_{max} = 1 - \frac{1}{450} \approx 1$ gesetzt werden kann.

Es bleibt nur noch übrig, $A_{\underline{5}}$ zu ermitteln. Während der Zeit t werde g_0 auf Z kompensiert. Man setzt mit dem Energie-Materie-Äquivalent $m \cdot c^2 = -\frac{1}{2} m \cdot g_0^2 \cdot t^2$ mit $0 \leqq t \leqq T$ und $m = m(t)$. Totale Differentiation ergibt mit der Kürzung $\alpha = \frac{1}{2}\frac{g_0^2}{c_2} = \text{const}$ den Ausdruck $-\frac{1}{m}\frac{dm}{dt} = \frac{2\alpha t}{1+\alpha t^2} = \frac{d}{dt} \ln(1+\alpha t^2)$.

Diese Differentialgleichung wird zwischen den Ereignissen $\lambda = 4$ und $\lambda = 5$ zeitlich integriert, wobei $\lambda = 4$ die Landung auf Z und $\lambda = 5$ den Start zur Rückfahrt kennzeichnet. Diese Integration ist rechts über die Betriebszeit T auf Z erstreckt. Man hat nach Durchführung der Integration

$$\ln \frac{m_4}{m_5} = \int_0^T \frac{d}{dt} \ln(1+\alpha t^2)\, dt = \ln(1+\alpha T^2) \text{ und wegen } \frac{m_4}{m_5} = A_{\underline{5}}$$

nach Potenzierung $A_s = 1 + \alpha T^2$, womit sich für die Treibladung im Falle einer einfachen Planetenfahrt die Abschätzung

$\mu_0 \approx \varepsilon \cdot m_0 (2\beta^2 + \alpha T^2)$, $\alpha = \frac{1}{2} \frac{g_0^2}{c^2}$ und $\beta^2 = \beta_h^2 + \beta_s^2$ ergibt, vorausgesetzt, daß $T_E = T_H + T_R + T + T_0$ so kurzfristig bemessen wird, daß $(T_H \approx T_R) = T_F$ und $\hat{\beta}_H = \hat{\beta}_R$ angenommen werden darf. Aus μ_0 kann nun noch die maximale Kühlleistung ermittelt werden, die bei der betreffenden Fahrt aufgewendet werden muß.

Auf Grund der Ableitung des Verlustfaktors ε steht die wirklich produzierte Energie W mit der Ruheenergie der gesamten Treibladung im Zusammenhang $E_{(T)} = a \cdot W$, oder $W = \frac{\mu_0 \cdot c^2}{\varepsilon \cdot \gamma_{iT}}$.

Unter Berücksichtigung $\varepsilon = \text{const}$ folgt aus μ_0 für die wirklich produzierte Maximalleistung nach Zeitdifferentiation

$$\dot{W}_{max} = \frac{\mu_0 c^2}{\varepsilon \cdot \gamma_{iT}} = \frac{4 m_0 c^2}{\gamma_{iT}} (\beta_h \dot{\beta}_h + \beta_s \dot{\beta}_s) \frac{1 + \alpha T^2}{(1 - 2\beta^2)^2} \approx$$
$$\approx \frac{4 m_0 c^2}{\gamma_{iT}} (\beta_h \dot{\beta}_h + \beta_s \dot{\beta}_s);$$

denn wegen $\hat{\beta}_H = \hat{\beta}_R$ muß auch T hinreichend klein sein, so daß $\alpha T^2 \ll 1$ ebenfalls vernachlässigt werden kann. Da für die Differentiation nicht die momentan vorhandene Treibladung, sondern der zu Beginn der Bewegung im Schiff vorrätige Anteil, also die maximale Treibstoffmenge benutzt wurde, muß sich $\dot{W}$ zu Beginn der Fahrt ergeben. Dieser Anfangswert ist aber zugleich auch das Maximum; denn weil konstante Beschleunigungen vorausgesetzt worden sind, wird das Maximum der aufzuwendenden Leistung $\dot{W}$ dort liegen, wo die Momentanmasse ihr Maximum hat, also bei Fahrtbeginn. Für $\dot{W} = \dot{W}_{max}$ muß auch die durch die Generatorwand tretende thermische Schadleistung $\dot{Q} = \dot{Q}_{max}$ ihren Gipfelwert haben.

Mit der Kürzung $\gamma = \beta_h \dot{\beta}_h + \beta_s \dot{\beta}_s$ hat man daher, wenn $\gamma_{iK} = 1 - \frac{\dot{Q}_{max}}{\dot{W}_{max}}$ der Wirkungsgrad der notwendigen maximalen Generatorkühlung ist, für das Maximum der thermischen Schadleistung $\dot{Q}_{max} = (1 - \gamma_{iK}) \dot{W}_{max}$, also

$$\dot{Q}_{max} \approx 4\, m_0 \frac{c^2}{\gamma_{iT}} (1 - \gamma_{iK}) \gamma;$$

diese Leistung muß von einer Kühleinrichtung fortgenommen werden. Alle übrigen während der Expedition vorkommenden Kühlleistungen müssen kleiner bleiben als dieses Maximum, wenn die angenommenen Voraussetzungen hinsichtlich der Beschleunigung erfüllt sind.

Es kann jetzt noch versucht werden, μ_0 und $\dot{Q}_{max}$ durch die Bestimmungsstücke des gewählten Kurses, also den geradlinigen Abstand s zwischen S und Z, die Interstellarsprunghöhe h und die Beschleunigung b in s-Richtung auszudrücken. Die Rechnung kann klassisch-kinematisch im Gültigkeitsbereich der Galileigruppe durchgeführt werden, weil stets $\beta \ll 1$ bleibt. Unter Verwendung des xyz-Systems (s. o.) gilt $\ddot{x} = b = \text{const}$ und $\ddot{z} = h/\tau_F^2 = 4\, b \frac{h}{s}$, weil $\tau_F = \frac{1}{4} T_F = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{s}{b}}$ ist. Außerdem folgt $\dot{x}_{max} = \sqrt{s \cdot b}$ und $\dot{z}_{max} = \ddot{z} \tau_F = 2h \sqrt{\frac{b}{s}}$.

Auf c bezogen ergeben sich damit $\beta^2 = \beta^2_s + \beta^2_h = \frac{1}{c^2} \frac{b}{s} (s^2 + 4h^2)$ und $\gamma = \beta_s \dot{\beta}_s + \beta_h \dot{\beta}_h = \frac{1}{c^2} \left(\frac{b}{s}\right)^{3/2} (s^2 + 8h^2)$.

Wenn das Schema $\hat{B}$ die notwendigen Bestimmungsstücke zusammenfaßt, ergeben sich damit die Faustformeln

$$\hat{\beta}_h = \hat{\beta}_R,\ T_F = 2\sqrt{\frac{s}{b}},\ T_E = 2T_F + T + T_0,$$

$$\mu_0 \approx \frac{\varepsilon m_0}{2sc^2} (4 \cdot b\,(s^2 + 4h^2) + s g_0^2 T^2),$$

$$\dot{Q}_{max} \approx \frac{4 m_0}{\gamma_{iT}} (1 - \gamma_{iK}) \left(\frac{b}{s}\right)^{3/2} (s^2 + 8h^2),\ \hat{B} = \begin{Bmatrix} s & h & b & 0 \\ T & T_0 & g_0 & 0 \\ \varepsilon & m_0 & \gamma_{iT} & \gamma_{iK} \end{Bmatrix},$$

mit denen Treibstoff- und kühltechnische Abschätzungen durchgeführt werden können.

Als Überschlagrechnung soll das Zahlenbeispiel einer Marsexpedition in Form einer einfachen Planetenfahrt nach diesem Schema untersucht werden. Es sei die ungünstigste Konstellation, nämlich die Erde-Mars-Konjunktion, mit $s \approx 3{,}8 \cdot 10^8$ km angenommen. Die Interstellarsprunghöhe betrage

$$h \approx 2 \cdot 10^8 \text{ km}.$$

Die Kurse bei diesen Konjunktionsfahrten dürfen nicht zu rasant angesetzt werden, weil die Sonne in den Bahnebenen dieser Konjunktionsfahrten liegt. Beschleunigt werde mit 10 m/sec² in Längsachsenrichtung. Der Aufenthalt auf dem Zielplaneten Mars betrage 114 Stunden, von denen die Ruhezeit $T_0 = 14$ Stunden zur evtl. Überholung des Fahrzeugs benutzt werden soll. Die Maschine arbeite günstig mit $\varepsilon = 30$ und habe eine Leermasse von 50 t Gewicht, bezogen auf die Erdoberfläche. Außerdem sei $\gamma_{iK} = 0{,}9999$ angenommen, was sicher erreicht werden kann, weil im Generator die Energie praktisch nur in Form elektromagnetischer Wellen frei wird, die von der Wandung reflektiert werden; durch interferenzverursachende Kristallschichten kann evtl. die Wechselwirkung zwischen Strahlung und reflektierender Generatorwand auf ein Minimum herabgesetzt werden. Für γ_{iT} kann $\gamma_{iT} \approx 1$ gesetzt werden, da stets die durch die Schiffswandung erfolgende thermische Ausstrahlung $\dot{Q}_t \ll \dot{W}$ ist und $\gamma_{iT} \approx 1$ nicht in der Form $1 - \gamma_{iT}$ auftritt. Einsetzen der Bestimmungsstücke

$$\begin{Bmatrix} s & h & b & 0 \\ T & T_0 & g_0 & 0 \\ \varepsilon & m_0 & \gamma_{iT} & \gamma_{iK} \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} 3{,}8 \cdot 10^{11} & 2 \cdot 10^{11} & 10 & 0 \\ 3{,}6 \cdot 10^5 & 50{,}4 \cdot 10^3 & 3{,}3 & 0 \\ 30 & 5 \cdot 10^4 & 1 & 0{,}9999 \end{Bmatrix}$$

in die Faustformeln liefert zunächst für die Überfahrtzeit $T_F \approx 4 \cdot 10^5$ sec ≈ 111 h und $T + T_0 = 114$ h. Offensichtlich ist hiermit die Kongruenzforderung $\hat{\beta}_H = \hat{\beta}_R$ erfüllt, so daß die Faustformeln anwendbar sind. Damit wird $T_E \approx 336$ h $= 14$ D, sowie $\mu_0 \approx 285$ kg Gewicht und $Q_{max} \approx 29 \cdot 10^4$ Kcal/sec.

Unter den gemachten Voraussetzungen würde also bei einer gesamten Expeditionsdauer von 14 Tagen eine Überfahrt von der Erde zum Mars bei Planetenkonjunktion und einer Interstellarsprunghöhe von $2 \cdot 10^8$ km nur 111 Stunden dauern, die Gesamt-Treibladung für Hin- und Rückfahrt sowie für einen hundertstündigen Betrieb auf der Marsoberfläche würde 285 kg betragen; zu Beginn der Expedition wäre eine maximale Kühlleistung von rd $29 \cdot 10^4$ Kcal/sec erforderlich. Vergleicht man diese Abschätzungen mit den analogen raketentechnischen Studien, so zeigt sich in außerordentlich drastischer Weise die Überlegenheit des Prinzips der Dynamischen Kotrabarie gegenüber dem Raketenprinzip.

Zusammenfassung des Aufsatzes: Der Kontrabarische Effekt (I-IV)

Unser gesamtes heutiges physikalisches Wissen ist in zwei umfassenden Theorien, in der Quantentheorie und in der Allgemeinen Relativitätstheorie enthalten.
Die Quantentheorie ist zur Beschreibung des atomaren Geschehens gut geeignet, aber ungeeignet zum Verständnis der makroskopischen Struktur des Universums und der Gravitation als Ursache der Schwerkraft.
Die Allgemeine Relativitätstheorie zeigt eine Gravitationstheorie, mit deren Hilfe zwar ein Weltmodell geschaffen werden kann, die aber zur Beschreibung mikrokosmischer Vorgänge unbrauchbar ist.
Jede dieser beiden Theorien kann nur einen Bereich der natürlichen Wirklichkeit beschreiben, läßt jedoch die anderen Seiten unberücksichtigt. Auch scheinen sich beide Theorien bereits in ihren Grundprinzipien gegenseitig auszuschließen.
Heim hat nun zum Teil mit Hilfe neuer mathematischer Methoden eine neue umfassende Theorie in Form einer Allgemeinen Kraftfeldtheorie geschaffen, die Quantentheorie und Allgemeine Relativitätstheorie als spezielle Sonderfälle enthält. Diese Sonderfälle ergeben sich durch Vernachlässigung bestimmter Größen aus der Heimschen Allgemeinen Kraftfeldtheorie; daher hat die Heimsche Theorie tatsächlich umfassenden Charakter und überbrückt den Riß im heutigen Weltbild der Physik.
Die typische Besonderheit der Heimschen Theorie, die Verknüpfung des Phänomens Gravitation mit den Quanten der Materie, erlaubt eine tieferes Verständnis der Wechselwirkungen zwischen Materie und Gravitation. Besonders auffällig ist der Zusammenhang zwischen elektromagnetischer Strahlung und mechanischer Trägheitskraft, die nach Einstein mit einer Schwerkraftwirkung bestimmter Richtung identisch ist. Dieser Zusammenhang, den Heim durch einen Operator (Rechenvorschrift) herstellt, sagt aus, daß eine mechanische Kraftwirkung entsteht, wenn der Operator auf die elektromagnetische Strahlungsgröße einwirkt; das heißt aber, wenn elektromagnetische Strahlung den physikalischen Bedingungen unterworfen wird, die vom Operator gefordert werden, so muß diese elektromagnetische Strahlung verschwinden und sich in eine mechanische Kraftwirkung verwandeln, die auf die Apparatur einwirkt, in der sich dieser Umformungsprozeß vollzieht.
Die elektromagnetische Strahlungsenergie kann infolgedessen ohne Zwischenstufen und, abgesehen von den üblichen thermodynamischen Verlusten, praktisch verlustfrei direkt in mechanische Bewegungsenergie umgeformt werden. Dies hat mit Strahlungsdruck oder Strahlungsrückstoß nicht das Geringste zu tun, da bei diesen Phänomenen nur ein ganz geringer Bruchteil der abgestrahlten Energie in mechanische Form gebracht wird. Bei Anwendung des Heim'schen Prinzips wird aber überhaupt keine elektromagnetische Energie ausgestrahlt; die gesamte elektromagnetische Strahlungsenergie wird nahezu ganz in mechanische Bewegung umgesetzt.
Heim hat die von dem oben erwähnten Operator vorgeschriebenen Bedingungen physikalisch interpretiert und mit diesen nunmehr physikalischen Bedingungen eine Versuchsanordnung konstruiert, in der sich elektromagnetische Strahlung in mechanische Kraftwirkungen umsetzen muß, wenn vorerst natürlich auch nur in geringem Maße.
Zur experimentellen Durchführung waren an sich sehr viele äußerst kostspielige Neuentwicklungen nötig; zum Beispiel wurde eine neuartige Waage konstruiert, mit deren Hilfe Gewichtsunterschiede von 10^{-9} g nachweisbar sind. Nach dem Nachweis des Natureffektes soll das Verfahren auch auf sehr kurzwellige elektromagnetische Strahlungsarten, wie auf Ultraviolett- und Röntgenstrahlen ausgedehnt werden.

Da die Energieumsetzung elektromagnetischer Strahlung in mechanische Bewegung nahezu verlustlos erfolgt und die mechanische Schubkraft und damit auch die Beschleunigung unmittelbar durch die sekundlich umgesetzte elektromagnetische Energie gegeben ist, zeigen sich sehr weite technische Möglichkeiten, die zur Zeit nur auf dem Fahrzeugsektor und besonders auf dem Gebiet der Raumfahrt übersehbar sind.

Besonders für die Raumfahrt ist ein großer Teil der schon beträchtlichen, bei Atomkernprozessen freiwerdenden Energie als elektromagnetische Strahlung in sehr großen Beträgen verfügbar.

Da die schubkraftliefernden Umformer in ihrer Wirkung vom umgebenden Medium völlig unabhängig sind und in beliebigen Raumrichtungen angeordnet werden können, und die steuernden und auch die gesteuerten Wirkungen elektromagnetischer Natur sind und daher mit Lichtgeschwindigkeit fortschreiten, wird das neue Antriebsprinzip, dessen physikalische Grundlagen zur Zeit experimentell erforscht werden, die Konstruktion eines universellen Fahrzeugs (See, Untersee, Luft, Weltraum) ermöglichen, dessen Manövrier- und Leistungsfähigkeit von keinem heute bekannten Fahrzeug auch nur annähernd erreicht wird, und das eine neuartige besonders sichere Navigation erlaubt.

Entire modern knowledge of physics is comprised by two comprehensive theories, quantum theory and general relativity theory.
The quantum theory is suitable for the description of atomic processes, not however, for an understanding of the macroscopic structure of the universe, and of gravitation as the cause of gravity.

The general relativity theory provides for a theory of gravitation by means of which, admittedly, a model universe can be created, which in turn, however, is unsuitable for the description of microscopic processes.

Each of these theories is thus capable of describing only one side of natural reality, however, leaves the other inconsidered and unexplained. Moreover, the two theories appear to be incompatible by their very basic principles.

Partly by means of new mathematical methods, Heim has created a new comprehensive theory in the form of a general theory of the field of force, which allows for both quantum theory and general relativity theory as special cases. These special cases arise when disallowing for certain quantities of Heim's general field-of-force theory; for these reasons Heim's theory owns, indeed, a comprehensive character, and bridges the gaps in present conceptions of the universe as decribed by physics.

This typical feature of Heim's theory, viz. the combination of the phenomenon of gravitation with the quanta of matter, permits of a more profound understanding of the mutual interaction and relationship between matter and gravitation. What is particularly striking is the relationship between electro-magnetic radiation and the mechanical force of inertia which, according to Einstein, is identical with an effect of gravity working in a certain direction. This relationship, which Heim produces by means of an operator, says, that a mechanical effect of force arises, if the operator affects the quantity of electro-magnetic radiation; this, however, means that, if electro-magnetic radiation is subjected to the physical conditions which are required and presupposed of the operator, this electro-magnetic radiation must disappear and be transformed into an effect of mechanical force which works on the apparatus in which the transformation process occurs.

The electro-magnetic radiation energy, for these reasons, and without intermediate stages, and apart from the usual thermo-dynamic losses, can practically without any loss be transformed directly into mechanical kinetic energy. This is altogether different from radiation pressure, or radiation reaction, as in the case of these phenomena only a very small fraction of the radiated energy will be transformed into mechanical energy. In applying Heim's principle, however, no electro-magnetic energy is radiated at all; the entire electro-magnetic radiation energy is almost entirely transformed into mechanical kinetic energy.

Heim has physically interpreted the pre-conditions presupposed of the above mentioned operator, and with these physical conditions has now designed an experimental arrangement, in which electro-magnetic radiation must be transformed into effects of mechanical force, although for the time being, only to a very limited extent.

For the realization of these experiments many and costly new developments were necessary; for example a novel type of scales had to be designed, by means of which differences in weight of a magnitude of 10^{-9} g could be determined. After proving this effect of natural law, the procedure is to be extended, as to cover electromagnetic types of radiation of very short wave lengths such as ultra-violet and X-rays.

As the energy transformation of electro-magnetic radiation into mechanical kinetic energy occurs almost without any losses, and as the mechanical force of thrust, and with it also acceleration is provided immediately by the electro-magnetic energy transformed every second, wide technical opportunities and prospects will arise therefrom, which for the time being can be assessed fully only in the field of vehicle construction, particularly in the sector of space navigation. Particularly for inter-stellar space navigation a great part of the by now considerable quantities of energy released by nuclear processes are available in the form of electro-magnetic radiation. As the transformers supplying these thrust forces in their effect are entirely.

independent from their surrounding media, and as they can be arranged with any spatial direction, and as the controlling as well as the controlled effects are of an electro-magnetic nature, and for these reasons proceed with light velocity, this new principle of propulsion, the physical foundations are at present being experimentally investigated, will render the design and construction of the universal vehicles (ocean, sub-marine, air, space) definitely possible, the manocuvrability performance of which will by far surpass everything attainable to this very day by any known design of vehicle, thus creating a novel and particularly safe form of navigation.