

K o n s e q u e n z e n a u s e i n e r R e v i s i o n
d e s N e w t o n ' s c h e n G r a v i t a t i o n s -
g e s e t z e s .

Burkhard H e i m , N o r t h e i m / H a n .
D e u t s c h l a n d .

The address to which the proofs should be sent:
Burkhard H e i m , 341 N o r t h e i m / H a n . ,
Wilhelmstrasse 25.

Subdivision: Galaxies, Cosmology.

Abstract

The phenomenon of the redshift of spectra of extra galactic nebulae, the fact of no possible higher orders of nests of galaxies, and the finity of the observable physical universe are explained on the basis of unified theory.

Es soll gezeigt werden, daß die Phänomene der Rotverschiebung extragalaktischer Spiralnebelspektren, sowie die Tatsache, daß es keine übergeordneten Systeme aus Spiralnebelnestern gibt, und die Endlichkeit des sichtbaren physischen Universums in einem einheitlichen Zusammenhang verstanden werden können.

1.) Einleitung und Ansatz

Empirisch bekannt ist vom Phänomen der Gravitation nur ihr makroskopischer Verlauf, beschrieben durch das Newton'sche Gravitationsgesetz $\varphi_n = \gamma M_0$, worin M_0 die felderregende Masse, γ die Gravitationskonstante und r der Abstand vom Feldzentrum sind. Wenn nun die Feldmasse der Gravitation berücksichtigt wird, dann muß sich diese Feldmasse derart im Raum verteilen, daß $M_0 = M(r_0)$ nur an der Oberfläche r_0 der Feldquelle gilt, während hinsichtlich eines Abstandes $r > r_0$ für $M = M(r)$ und $r \dot{\phi} = \gamma M(r)$ gelten muß, wobei $M(r)$ eine unbekannte Ortsfunktion ist, deren Änderung auf jeden Fall so gering bleibt, daß dM/dr bei allen himmelsmechanischen Untersuchungen vernachlässigt werden darf. Der Feldvektor, also die Fallbeschleunigung,

Vermerk für den
Verleger: Überstrichene Größen sind fett zu drucken.

nigung wird im statischen Fall für $\phi \neq \phi_n$ mit $M(r)$ beschrieben durch $\vec{f} = \text{grad } \phi$ für dessen Quelle $\alpha \text{ div } \vec{f} = \sigma$ mit $\alpha = \text{const}$ als Proportionalitätsfaktor gilt. Hierin bezieht sich σ auf $M(r)$ und ist ebenfalls eine unbekannte Ortsfunktion. Es kann jedoch stets ein Vektorfeld $\vec{A}$ gefunden werden, dessen Quelle die Dichte der gravitativen Feldmasse ist, so daß $\text{div } \vec{A} = \sigma_0 - \sigma$ gilt. Addition beider Divergenzen liefert $\text{div } (\alpha \vec{f} + \vec{A}) = \sigma_0$, so daß die unbekannte Ortsfunktion σ durch das unbekannte Feld $\vec{A}$ substituiert wurde, wenn σ_0 die Dichte von M_0 ist. Im allgemeinen Fall ist M_0 in einer strömenden Bewegung der lokalen Geschwindigkeit $\vec{v}$, doch kann stets ein Minimalabstand $r' > r_0$ gefunden werden, derart, daß kein Anteil von M_0 das Volumen $(4/3) \pi r'^3$ verläßt. Umgekehrt soll auch keine Masse von außen in dieses Volumen gelangen. Dieser Sachverhalt gelte auch für die Abstände $r > r'$ und bedeutet, daß immer $d\sigma_0/dt = 0$ bleibt, während die partielle zeitliche Änderung $\dot{\sigma}_0 \neq 0$ bleiben kann, wenn eine innere Bewegung der felderregenden Masse vorliegt. Wird zur Kürzung für den korrigierten Feldvektor $\vec{g} = \vec{f} + \vec{A}/\alpha$ gesetzt, dann liefert die partielle Zeitdifferentiation von $\alpha \text{ div } \vec{g} = \sigma_0$ die Beziehung $\alpha \text{ div } \dot{\vec{g}} = \dot{\sigma}_0$. Da andererseits auch $d\sigma_0/dt = 0$ ist und in der bekannten Weise $d\sigma_0/dt = \dot{\sigma}_0 + \vec{v} \cdot \text{grad } \sigma_0$ geschrieben werden kann, aber $\vec{v}$ der inneren Bewegung quellenfrei ist, wird $\dot{\sigma}_0 + \text{div } (\sigma_0 \vec{v}) = 0$, oder $\dot{\sigma}_0 = - \text{div } (\sigma_0 \vec{v})$, womit in $\alpha \text{ div } \dot{\vec{g}} = \dot{\sigma}_0$ substituiert werden kann, was zur Quellenfreiheit $\text{div } (\alpha \dot{\vec{g}} + \sigma_0 \vec{v}) = 0$ führt. Diese Divergenzfreiheit kann im allgemeinen Fall nur durch $\alpha \dot{\vec{g}} + \sigma_0 \vec{v} = \text{rot } \vec{\mu}$ erfüllt werden, wobei $\vec{\mu}$ eine weitere unbekannte Feldfunktion ist.

Das durch $\alpha \text{ div } \vec{g} = \sigma_0$, sowie $\alpha \dot{\vec{g}} + \sigma_0 \vec{v} = \text{rot } \vec{\mu}$ und $\vec{g} = \vec{f} + \vec{A}/\alpha$ mit $\text{div } \vec{A} = \sigma_0 - \sigma$ beschriebene zeitlich veränderliche Gravitationsfeld muß gravitative Feldstörungen erfahren, welche mit einer unbekannten Geschwindigkeit ω fortschreiten. Auf jeden Fall muß ω im offenen Intervall $0 < \omega < +\infty$ liegen und für die mit ω fortschreitenden Feldstörungen, sowie für die statische Feldver-

teilung bedingt durch die Quellendichte σ_0 muß ein kanonischer Formalismus existieren. Betrachtet werde ein hinreichend schwaches g -Feld im Vakuum, welches als Feldstörung fortschreitet. Unter dieser Voraussetzung kann der kanonische Formalismus in der bekannten Weise entwickelt werden. Für die allgemeine Feldfunktion $\bar{\psi}$ muß dabei die Eichinvarianz gefordert und der empirisch unpolare Charakter des Gravitationsfeldes durch $\bar{\psi} = \bar{\psi}^*$ berücksichtigt werden, was auch für das kanonisch konjugierte Feld gilt. Über diesen kanonischen Formalismus gelangt man schließlich zu den ergänzenden Aussagen $\bar{A} \sim \bar{\mu}$ und für die Feldstörung $\omega^2 \operatorname{div} \operatorname{grad} \bar{\psi} = -\ddot{\bar{\psi}}$. Dies ist offenbar keine Wellengleichung, wohl aber eine raumzeitliche Potentialgleichung für ein Potential, welches sich mit der Geschwindigkeit ω ausbreitet. Es kann nun versucht werden, den kanonischen Formalismus in der üblichen Weise zu quantisieren. Bei einer derartigen Quantisierung zeigt sich, daß einem jeden Gravitationsfeld eine endliche gravitative Wellenlänge zugeordnet ist, welche jedoch nicht von M_0 sondern von der mittleren Masse m derjenigen Nuklide bestimmt wird, welche in ihrer Summe M_0 aufbauen. Die gravitative Wellenlänge eines Gravitationsfeldes wird also von der atomistischen Mikrostruktur m der Feldquelle allein bestimmt, während die makroskopische Feldquelle M_0 als Summe der atomaren Massen die Feldintensität kennzeichnet. Aus der Quantisierung folgt für die Feldenergie E_μ des $\bar{\mu}$ -Feldes mit der Kürzung $r(h^2 - \gamma^2 m^2 r) \bar{Q} = \bar{r}_0(h^2 + \gamma^2 m^2 r)$ im statischen Fall, also $\bar{g} = \operatorname{grad} \varphi$ die Beziehung $E_\mu = 4 \alpha c^2 \int \bar{Q} (\operatorname{grad} \varphi + \bar{Q} \varphi) dV$, wenn h das Wirkungsquant, c die Lichtgeschwindigkeit $\bar{r} = \bar{r}_0 r$ und dV ein Volumenelement des R_3 ist. Für das $\bar{g}$ -Feld folgt dagegen der Energieanteil $E_g = \alpha \int (\operatorname{grad} \varphi)^2 dV$, so daß die freie Feldenergie durch $E_g + E_\mu$ gegeben ist. Schließlich muß noch eine Ruheenergie E_0 der Feldquelle M_0 existieren, für welche nach dem Energiematerieäquivalent $E_0 = M_0 c^2 = \alpha c^2 \int \operatorname{div} \operatorname{grad} \varphi \cdot dV$ gesetzt werden muß. Die Gesamtenergie E eines gravitativen statischen Systems setzt sich aus diesen drei Anteilen gemäß

$$E = E_0 + E_g + E_\mu = \alpha c^2 \int \operatorname{div} \operatorname{grad} \varphi \cdot dV + \alpha \int (\operatorname{grad} \varphi)^2 dV + 4 \alpha c^2 \int \bar{Q} (\operatorname{grad} \varphi + \bar{Q} \varphi) dV$$

zusammen. Mit der Energiedichte $\eta = \frac{dE}{dV}$ ergibt sich also nach

räumlicher Differentiation die nichtlineare Differentialgleichung

$$c^2 \operatorname{div} \operatorname{grad} \varphi + (\operatorname{grad} \varphi)^2 + 4 c^2 \bar{Q} (\operatorname{grad} \varphi + \bar{Q} \varphi) = \eta/\alpha,$$

welche die unbekannte gravitative Feldfunktion φ beschreibt.

2.) Das makroskopische Gravitationsfeld im ungestörten

statischen Fall.

Im vorausgesetzten statischen Fall gilt die nichtlineare phänomenologische Differentialgleichung für φ , in welcher offenbar für die gesamte Energiedichte $\eta = c^2 \cdot \sigma$ und für diejenige der Ruheenergie der Feldquelle $c^2 \operatorname{div} \operatorname{grad} \varphi = c^2 \sigma_0/\alpha$ gesetzt werden darf. Damit wird aber die Differentialgleichung für φ zu $(\operatorname{grad} \varphi)^2 + 4 c^2 \bar{Q} (\operatorname{grad} \varphi + \bar{Q} \varphi) = (\sigma - \sigma_0) \cdot c^2/\alpha$. Wegen der Annahme des makroskopischen Bereiches der für diesen Absatz vorausgesetzt wurde, muß die Dichte der gravitativen Feldmasse außerordentlich gering werden. Da sich σ aber auf M_0 zuzüglich der im betreffenden Volumen verteilten gravitativen Feldmasse bezieht, kann im makroskopischen Bereich σ praktisch nicht mehr in relevanter Weise von σ_0 abweichen, so daß in äußerst guter Näherung in diesem Bereich $\sigma_0 - \sigma = 0$ und damit $(\operatorname{grad} \varphi)^2 + 4 c^2 \bar{Q} (\operatorname{grad} \varphi + \bar{Q} \varphi) = 0$ gesetzt werden darf. Schließlich wurde noch vorausgesetzt, daß das Gravitationsfeld ungestört, also kugelsymmetrisch sei, so daß $\varphi(x_1, x_2, x_3) = \varphi(r)$ und $\operatorname{grad} = \bar{r}_0 \cdot d/dr$ nur durch den Abstand r vom Gravitationszentrum bestimmt wird. Auf diese Weise entsteht also die elementar integrierbare Form $(d\varphi/dr)^2 + 4 c^2 Q (d\varphi/dr + Q \varphi) = 0$, in welcher für die Kürzung $r(h^2 - \gamma^2 m^2 r) Q = h^2 + \gamma^2 m^2 r$ zu setzen ist. Mit der Transformation $\varphi = c^2 q' (2 - q')$ kann elementar integriert werden, was die Lösung $r q' e^{-q'} = B (h^2 - r \gamma^2 m^2)^2$ mit der Integrationskonstanten B liefert. Da auf jeden Fall Singularitäten im Sinne von Unendlichkeitsstellen vermieden werden müssen, kommt

von q nur der negative Zweig $q = 1 - \sqrt{1 - \frac{\varphi}{c^2}}$ in

der Lösung zur Anwendung. In dieser Lösung $r q e^{-q} = B (h^2 - r \gamma^2 m^3)^2$ muß φ im Bereich interstellarer Entfernungen und im Fall hinreichend schwacher Feldstärken in sehr guter Näherung in das Newton'sche Gesetz $\varphi \rightarrow \varphi_n$ übergehen. In diesem Fall interstellarer Entfernungen und schwacher Gravitationsfeldstärken muß dann aber auch $(\varphi_n/c^2)^\mu \approx 0$ für alle Potenzen $\mu \geq 2$ erfüllt sein, während für diese astronomischen Entfernungen auch für den Fall der schwersten Elemente des periodischen Systems $r \gamma^2 m^3 \ll h^2$ bleibt, so daß nach Reihenentwicklung der Lösung die Newton'sche ~~sehe~~ Näherung $r \varphi_n = 2 B c^2 h^4$ liefert, was mit dem Newton'schen Gravitationsgesetz $r \varphi_n = \gamma^2 M_0$ verglichen die Bestimmung der Integrationskonstanten zu $2 B c^2 h^4 = \gamma^2 M_0$ ermöglicht. B ist also eine reelle positive Zahl, welche in der Lösung mit einer ebenfalls reellen Zahl, (nämlich einem Quadrat) multipliziert erscheint, so daß auch $r q e^{-q}$ oder q reell bleiben muß, was $0 \leq \varphi \leq c^2$ bedingt. Die Lösung zeigt, daß von einem Anfangswert $\varphi > 0$ die Funktion $\varphi(r)$ abfällt, jedoch nicht in der asymptotischen Form $\varphi \rightarrow 0$ für $r \rightarrow \infty$, weil es einen Wert $r = \varrho < \infty$ geben muß, für welchen $h^2 - r \gamma^2 m^3 = 0$, also auch $q(\varrho) = 0$ werden muß, was aber nur durch $\varphi(\varrho) = 0$ möglich ~~ist~~ werden kann. $\varphi(r) > 0$ fällt also ab, bis bei $r = \varrho < \infty$ der Wert $\varphi(\varrho) = 0$ erreicht wird, während für $r > \varrho$ wiederum $\varphi > 0$ ansteigt, weil in $r q e^{-q} \sim (h^2 - r \gamma^2 m^3)^2$ das Vorzeichen nicht geändert wird, wenn $h^2 - r \gamma^2 m^3 < 0$ wird. Für diese kritische Distanz ϱ folgt aus dem Verschwinden dieser Differenz $\varrho \gamma^2 m^3 = h^2$. Wird diese mit B in die Lösung eingesetzt, dann ergibt sich

$$r q e^{-q} = \frac{\gamma^2 M_0}{2 c^2} \left(1 - \frac{r}{\varrho}\right)^2, \quad q = 1 - \sqrt{1 - \frac{\varphi}{c^2}},$$

$$0 \leq \varphi \leq c^2, \quad \varrho \gamma^2 m^3 = h^2 \quad \dots\dots\dots (1).$$

Zur Interpretation der Distanz ϱ wird diese Beziehung nach r differenziert und berücksichtigt, daß der Betrag des Feldvektors, also der Fallbeschleunigung im Kugelsymmetrischen

Fall durch $g = \frac{d\varphi}{dr}$ gegeben ist. Die Differentiation liefert

$$g(r) = -e^q \frac{\gamma^2 M_0}{r^2} \left(1 - \frac{r^2}{\rho^2}\right) \dots\dots\dots (2).$$

Aus dieser Beziehung folgt aber unmittelbar die Interpretation von ρ ; denn da e^q immer nur zwischen den Werten 1 und e liegen kann, bleibt für $r < \rho$ stets $g < 0$ eine attraktive Beschleunigung, welche abfällt und für $r = \rho$ mit $\varphi(\rho) = 0$ ebenfalls zu $g(\rho) = 0$ wird. Während aber $\varphi > 0$ für $r > \rho$ wieder ansteigt, wechselt g für $r > \rho$ das Vorzeichen zu $g > 0$ und wird somit jenseits ρ zu einer abstoßenden Beschleunigung, welche ~~sich~~ für $r \gg \rho$ einem konstanten Wert annähert. ρ kann demnach als Grenze des attraktiven Gravitationsfeldes aufgefaßt werden, jenseits derer die Gravitation nicht mehr als Attraktionsfeld wirksam ist. Es erscheint uns interessant, daß M_0 als makroskopische Feldquelle nur die Steilheit des Verlaufes der Funktion $\varphi(r)$ und $g(r)$ bestimmt, während ρ als ebenfalls makroskopische Größe allein von der mikroskopischen Zusammensetzung m dieser Feldquelle abhängt.

Ist A_t das mittlere Atomgewicht und m_n die Nukleonenmasse, dann kann

$$m \approx A_t m_n \quad \text{oder} \quad A_t^3 \cdot \rho \approx \frac{h^2}{\gamma^2 m_n^3}$$

gesetzt werden, was nach Einführung der Naturkonstanten eine zur schnellen Abschätzung der Gravitationsgrenzen geeignete Beziehung

$$A_t^3 \rho \approx 1,41 \cdot 10^{24} \quad [m] \approx 46 \quad [M p c] \dots\dots\dots (3)$$

liefert.

Da aus spektroskopischen Beobachtungen die ungefähre chemische Zusammensetzung und somit auch das mittlere Atomgewicht A_t der Spiralnebel in grober Näherung bekannt ist, kann mit (3) der Betrag von ρ eines Spiralnebels abgeschätzt werden. Aufgrund solcher Abschätzungen müßte ρ eines Spiralnebels zwischen 10^7 und $2 \cdot 10^7$ Lichtjahren liegen. Wenn also die Spiralnebelabstände unter dieser Schranke liegen, dann müßten sie sich nach (2) im Sinne eines attraktiven Zusammenhanges beeinflussen und als Spiralnebelnest das Bild eines gravitierenden Systems bieten. Sind dagegen die Spiralnebel weiter

voneinander entfernt, so daß $r > \rho$ gilt, dann kann nach (2) kein attraktiver Zusammenhang bestehen und die Materie müßte sich völlig chaotisch im Raum verteilen.

Wir sind geneigt, in diesem Sachverhalt den Grund dafür zu sehen, daß zwar Spiralnebelnester, aber keine übergeordneten Systeme beobachtbar sind. Hierin kann man zwar keine quantitative, wohl aber eine qualitative Bestätigung der Beziehung (1) sehen.¹⁾

3.) Die Rotverschiebung extragalaktischer Spiralnebelspektren im statischen Fall.

Es sei ein Massensystem C (Spiralnebelssystem) der Masse M_0 und der Gravitationsgrenze ρ gegeben, in welchem sich ein Beobachtungsort S im Abstand $s_0 \gg 0$ vom Gravitationszentrum von C befindet. S liege jedoch innerhalb ρ , so daß $s_0 < \rho$ gilt.

Soll eine Masse μ von S an einen Ort S(ρ) auf $r = \rho$ gebracht werden, dann muß μ eine kinetische Energie erhalten, die dem Gravitationspotential des Feldes $g < 0$ zwischen ρ und s_0 entspricht. Wird jedoch μ in den Bereich $r > \rho$ gebracht, dann müßte nach der Beziehung (2) das Feld $g > 0$ (wegen $r > \rho$) die Masse μ von C fortbeschleunigen. Hierbei müßte aber μ einen ständigen Zuwachs an kinetischer Energie erhalten, der auf irgendeine Weise von C aufgebracht werden muß. Nimmt man dagegen an, daß $g > 0$ jenseits ρ nur latent existiert, also in $r > \rho$ überhaupt keine radiale Beschleunigung $g > 0$ von C fortgerichtet bewirkt und $g > 0$ erst im Sinne einer Verzögerung wirksam wird, wenn μ aus $r > \rho$ dem System C genähert werden soll, dann entfällt diese Schwierigkeit. Jenseits ρ wirkt unter dieser Voraussetzung auf μ also keine abstoßende Beschleunigung, doch muß Energie aufgewendet werden, wenn μ aus $r > \rho$ dem Massensystem genähert werden soll. Mit dieser Annahme kann man offenbar im Fall eines statischen oder quasistatischen Universums die beobachtete Rotverschiebung extragalaktischer Spiralnebelspektren mit Gleichung (1) verständlich machen. Ganz allgemein gilt für das Gravitationspotential

$$V = - \mu \int \bar{g} d\bar{r}.$$

¹⁾W. Baade (private Mitteilung).

Neben dem Massensystem C existiert in einem hinreichend großen Abstand ein weiteres System C' der Masse M'_0 mit ρ' . Im Abstand $s'_0 \gg 0$ vom Gravitationszentrum des C' (auch hier sei $s'_0 < \rho'$) befindet sich ebenfalls ein Ort S' , von welchem Photonen der Energie $E = h \gamma$, also der Wellenlänge $\lambda \cdot \gamma = c$ emittiert werden. Die Distanz zwischen ρ (C) und ρ' (C') sei $s \gg \rho$, während $\rho \approx \rho'$ (zumindest in der Größenordnung) sei. Der gradlinige Weg des in S' emittierten Photons zum Empfangsort S ist also $\rho' - s'_0 + s + \rho - s_0$.

Das Photon $E = h \gamma$ habe ^{nach} $m \cdot c^2 = E$ die Feldmasse m . Nach der Emission bei S' (C') läuft das Photon von s'_0 nach ρ' und verliert hierbei die Feldmasse $\delta' m$, weil im g' -Feld das Potential

$$V' = - (m - \delta' m) \int_{s'_0}^{\rho'} \bar{g}' d \bar{r}' \quad \text{mit } g' < 0$$

überwunden werden muß. Jenseits ρ' wirkt nach der oben angeführten Annahme C' nicht mehr auf das in $r' > \rho'$ laufende Photon, wohl aber C im Sinne eines weiteren Verlustes von Feldmasse δm längs der Strecke s zwischen ρ' und ρ . Hier ist das Potential des g -Feldes von C mit $g > 0$ zu überwinden, welches gegeben ist durch

$$V = - (m - \delta' m - \delta m) \int_s^{\rho} \bar{g} d \bar{r}.$$

Das letzte Wegstück von ρ zum Empfangsort S (C), also $\rho - s_0$ hat in Analogie zum „freien Fall“ einen Energiegewinn des Photons zur Folge, so daß die Feldmasse um δ_1 anwächst, so daß

$$V_1 = (m - \delta' m - \delta m + \delta_1 m) \int_{\rho}^{s_0} \bar{g} d \bar{r}$$

mit $g < 0$ gilt. Die Potentiale V' , V und V_1 müssen durch Variationen der Photonenenergie gedeckt werden. Offenbar bedeuten $V' = \delta' E$ und $V = \delta E$ Energieverluste des Photons und $V_1 = -\delta_1 E$ einen Energiegewinn. Werden diese Energievariationen in die drei Beziehungen eingesetzt und mit c^2 multipliziert, dann ergeben sich wegen $E = m c^2$

$$\text{die Beziehungen } -\delta' E c^2 = (E - \delta' E) \int_{s'_0}^{\rho'} \bar{g}' d \bar{r}',$$

$$\text{sowie } -\delta E c^2 = (E - \delta' E - \delta E) \int_s^{\rho} \bar{g} d\bar{r} \quad \text{und} \\ \delta_1 E c^2 = - (E - \delta' E - \delta E + \delta_1 E) \int_{\rho}^{s_0} \bar{g} d\bar{r}.$$

Addition dieser drei Energievariationen liefert die Gesamtvariation

$$c^2 (\delta_1 E - \delta' E - \delta E) = (E - \delta' E) \int_{s_0}^{\rho'} \bar{g}' d\bar{r}' + \\ + (E - \delta' E - \delta E) \int_s^{\rho} \bar{g} d\bar{r} - \\ - (E - \delta' E - \delta E + \delta_1 E) \int_{\rho}^{s_0} \bar{g} d\bar{r}.$$

Diese Beziehung kann aber durch $(E - \delta' E - \delta E + \delta_1 E)$ dividiert werden. Da auf jeden Fall $|\delta_1 E| \ll |E - \delta' E - \delta E|$ und $|\delta_1 E - \delta E| \ll |E - \delta' E|$ bleibt, gilt in guter Näherung $(E - \delta' E) (E - \delta' E - \delta E + \delta_1 E)^{-1} \approx 1$ und $(E - \delta' E - \delta E) (E - \delta' E - \delta E + \delta_1 E)^{-1} \approx 1$.

Dies bedeutet aber

$$c^2 (\delta_1 E - \delta' E - \delta E) (E - \delta' E - \delta E + \delta_1 E)^{-1} \approx \\ \approx \int_{s_0}^{\rho'} \bar{g}' d\bar{r}' + \int_s^{\rho} \bar{g} d\bar{r} - \int_{\rho}^{s_0} \bar{g} d\bar{r} = K,$$

(es sei K eine Kürzung) und hierin ist zu berücksichtigen, daß für den Lichtweg $\cos(\bar{g}', \bar{r}') = -1$ zwischen s_0' und ρ' sowie $\cos(\bar{g}, \bar{r}) = -1$ zwischen s und ρ wegen $g > 0$, aber $\cos(\bar{g}, \bar{r}) = +1$ zwischen ρ und s_0 gilt. Damit wird aber

$$\int_{s_0}^{\rho'} \bar{g}' d\bar{r}' + \int_s^{\rho} \bar{g} d\bar{r} - \int_{\rho}^{s_0} \bar{g} d\bar{r} = \\ = \int_{\rho}^s g dr - \int_{s_0}^{\rho'} g' dr' - \int_{\rho}^{s_0} g dr = \\ = \varphi(s) - \varphi(\rho) - \varphi'(\rho') + \varphi'(s_0') - \\ - \varphi(s_0) + \varphi(\rho), \text{ weil stets } d\varphi = g dr \text{ gilt.}$$

Nach Gleichung (1) ist aber auf den Gravitationsgrenzen $\varphi(\rho) = \varphi'(\rho') = 0$, und damit wird

$K = \varphi(s) + \varphi'(s'_0) - \varphi(s_0)$. Es kommt nunmehr darauf an φ zu eliminieren. Die Lösung (1) enthält $\varphi(r)$ nur implizit, doch kann eine unbekannte stetige Ortsfunktion $f(r)$ definiert werden, für welche an der Oberfläche $r = r_0$ der gravitativen Feldquelle $f(r_0) = 1$ gilt. Mit dieser Funktion kann dann

$\varphi(r) = \frac{\gamma^2 M_0}{r} f(r) (1 - \frac{r}{\rho})^2$ geschrieben werden, wobei jedoch $f(\rho) \neq 0$ bleiben darf. Aus der Lösung (1)

folgt $q e^{-q} = \frac{\gamma^2 M_0}{2 c^2 r} (1 - \frac{r}{\rho})^2 = \frac{\varphi}{2 c^2 f}$. Andererseits aber gilt $\varphi = c^2 q (2 - q)$, was eingesetzt

$f = 1/2 (2 - q) e^q$ und somit

$\varphi = \frac{\gamma^2 M_0}{2 r} (1 - \frac{r}{\rho})^2 \cdot (2 - q) e^q$ liefert. Hiermit ist

aber die Möglichkeit gegeben $K = \varphi(s) + \varphi'(s'_0) - \varphi(s_0)$ approximativ darzustellen. Für $\varphi \ll c^2$ wird offenbar $q \approx 0$, und dies gilt auf jeden Fall in sehr guter Näherung, sowohl für $\varphi'(s'_0)$ und $\varphi(s_0)$, während wegen $s \gg \rho$ für $q \approx 1$ gesetzt werden darf. Damit ergibt sich aber

$$\varphi(s) \approx \frac{e \gamma^2 M_0}{2 s} (1 - \frac{s}{\rho})^2 \approx \frac{e \gamma^2 M_0}{2 \rho^2} s \quad \text{wegen } s \gg \rho.$$

Ferner gilt

$$\varphi'(s'_0) - \varphi(s_0) \approx \frac{\gamma^2 M'_0}{s'_0} (1 - \frac{s'_0}{\rho'})^2 -$$

$$- \frac{\gamma^2 M_0}{s_0} (1 - \frac{s_0}{\rho})^2, \text{ woraus sofort deutlich wird, daß}$$

$|\varphi'(s'_0) - \varphi(s_0)| \ll \varphi(s)$ in guter Näherung vernachlässigt werden kann, so daß

$$K = \frac{e \gamma^2 M_0}{2 \rho^2} s \text{ wird, } |\varphi'(s'_0) - \varphi(s_0)| \ll \varphi(s)$$

hat aber unmittelbar für die Energievariation des Photons

$|\delta_1 E - \delta' E| \ll |\delta E|$ zur Folge, so daß auch

$$(\delta_1 E - \delta' E - \delta E) (E - \delta' E - \delta E + \delta_1 E)^{-1} \approx$$

$$\approx -\delta E (E - \delta E)^{-1} \text{ sehr gut erfüllt ist. Einsetzen}$$

dieser Näherung liefert demnach für die Energievariation des

Photons $-\delta E (E - \delta E)^{-1} \approx B s$, wenn zur Kürzung

$$B = \frac{e \gamma^2 M_0}{2 c^2 \rho^2} = \text{const} \text{ verwendet wird. } \delta E \text{ des in } C'$$

bei S' emittierten Photons wird also allein von den Eigenschaften B des Empfangssystems C bestimmt. Wegen

$$E = h \gamma = c \cdot h/\lambda \text{ kann } \delta E \text{ nur } \delta \lambda \text{ zur Folge}$$

haben, und zwar gilt

$$\delta E = c h \delta \left(\frac{1}{\lambda} \right) = - c h \frac{\delta \lambda}{\lambda^2} = - h \gamma z_C = - E z_C ,$$

wenn in der üblichen Weise für die Wellenlängenvariation

$\lambda z = \delta \lambda$ gesetzt wird. Damit wird

$$- \delta E (E - \delta E)^{-1} = z_C (1 + z_C)^{-1} . \text{ Insgesamt gilt demnach für die durch } g > 0 \text{ in } r > \rho \text{ bedingte Wellenlängenvariation des Photons } \frac{z_C}{1 + z_C} \approx B s \text{ mit } B > 0 ,$$

so daß auch $z_C > 0$ sein muß. Da aus diesem Grunde auch $\delta \lambda > 0$ ist, kann $z_C \approx B s (1 - B s)^{-1} > 0$ nur eine Rotverschiebung des Photons sein. Diese Rotverschiebung z_C geht allein auf den Einfluß des Systems C (gekennzeichnet durch B) zurück. Wegen der anfangs gemachten Latenzforderung hinsichtlich $g > 0$ für $r > \rho$ müßten aber sämtliche Massensysteme einen Einfluß auf das Photon ausüben, welche in der Bewegungsrichtung des Photons liegen. Es wirkt also nicht nur $M_0(C)$ im Sinne z_C , sondern die Gesamtmasse $M_0'' \gg M_0$, welche in einem Zylinder vom Radius ρ liegt zu dessen Achse parallel das Photon läuft, und dessen Mittelpunkt mit dem Zentrum von C zusammenfällt. Auf diese

$$\text{Weise erfährt das Photon durch } A = \frac{e \gamma^2 M_0''}{2 c^2 \rho^2} \gg B \text{ eine}$$

Rotverschiebung $z \gg z_C$, welche beschrieben wird durch

$$z \approx A s (1 - A s)^{-1} , \text{ wobei jedoch } M_0'' \text{ und damit } A \text{ unbekannt ist. Die Beziehung für } z \text{ zeigt, daß es eine Maximaldistanz } s_{\max} = y \text{ in dem } C \text{ umgebenden } R_3 \text{ gibt, für}$$

welche $1 - A y = 0$ also $z(y) \rightarrow \infty$ wird. In $s > y$ wäre $z < 0$ eine Blauverschiebung, doch folgt bezogen auf den Beobachtungsort C stets $|z| \rightarrow \infty$ für $s \rightarrow y$, so daß in $y = 1/A < \infty$ bezogen auf den Beobachtungsort in C eine relative Grenzdistanz vorliegt, derart, daß optische Signale nur aus $s < y$ empfangen werden können, während

solche Signale aus $s \geq y$ wegen $z \rightarrow \infty$ bei $s \rightarrow y$ in $S(C)$ nichtmehr wahrgenommen werden können. Mit $y = s_{\max}$ kann aber M_0'' ermittelt werden; denn der Zylinder vom Radius ρ , welcher die wirksame Masse M_0'' hinsichtlich z enthält, kann nur die Länge $2y$ haben, derart, daß C in der Mitte dieses Volumens liegt. Da für dieses Zylindervolumen $2\pi\rho^2 y$ gilt, folgt $M_0'' = 2\pi\rho^2 y \sigma$, wenn nunmehr σ die allgemeine Dichte der Materie im gesamten physischen Universum symbolisiert. Damit folgt

$$A = \frac{e \gamma^4 M_0''}{2 \rho^2 c^2} = \pi e \gamma^2 \sigma \frac{y}{c^2}, \text{ oder wegen } y = 1/A$$

auch $c A = \sqrt{\pi e \gamma^2 \sigma}$. Zusammengefaßt wird dieser Sachverhalt im

$$\lambda z = \delta \lambda, \quad z \approx A s (1 - A s)^{-1} > 0, \\ c A = \sqrt{\pi e \gamma^2 \sigma} \dots\dots\dots(4),$$

während für die Wahrnehmbarkeitsschranke optischer Signale

$$y \cdot \sqrt{\pi e \gamma^2 \sigma} = c, \quad s < y \dots\dots\dots(4 a)$$

gilt. Hierin bleibt stets $y < \infty$ so lange $\sigma > 0$ ist. Mithin bedingt also das durch $\sigma > 0$ bestimmte gravitative Strukturfeld^{des} physischen Universums grundsätzlich eine durch (4) beschriebene Rotverschiebung optischer Signale, welche mit wachsender Distanz ansteigt. Auch wird hierdurch eine durch (4 a) beschriebene kritische Distanz bedingt, welche als Radius eines relativen optischen Universums zu interpretieren ist, weil optische Signale aus $s \geq y$ wegen $z \rightarrow \infty$ am Beobachtungsort nicht mehr aufgenommen werden können.

Zur Interpretation^{von} A werde angenommen, daß s hinreichend klein bleibt, so daß $A s \ll 1$ und $z \approx A s$ gesetzt werden darf. Wird nun z als Dopplereffekt interpretiert, der auf eine mit v erfolgende radiale Fluchtbewegung zurückgeht, dann wird $z = v/c$, also $v \approx c A s$, was mit der empirischen Hubblebeziehung $v \approx H s$ verglichen eine Darstellung der Hubblekonstanten $H \approx c A$ gestattet. Somit folgt mit (4) für die Hubblekonstante

$$H \approx \sqrt{\pi e y^2 \sigma} \dots\dots\dots(4 \text{ b}),$$

was quantitativ überprüfbar ist.

Setzt man in (4a) und (4b) den in der Literatur angegebenen Wert

$$\sigma \approx 10^{-26} \quad [\text{kgm}^{-3}] \quad \text{ein, dann folgt}$$

$$H \approx 2,4 \cdot 10^{-18} \quad [\text{s}^{-1}] \quad \text{und} \quad y \approx 4000 \quad [\text{Mpc}] \quad .$$

Offensichtlich ist die grobe Näherung von H (was auf die Unschärfe des σ -Wertes zurückgeht) mit den spektroskopischen Meßwerten von H verträglich. Zwar liegt y in der Größenordnung des aus der allgemeinen Relativitätstheorie herleitbaren Weltradius, der jedoch im vorausgesetzten statischen Fall des Universums als Radius eines optischen wahrnehmbaren Ausschnittes des Universums zu interpretieren wäre.

4.) Schlußbemerkungen

Obgleich der theoretische H -Wert, hergeleitet aus der statischen Beziehung (4) mit den Meßwerten der Hubblekonstante verträglich ist, erscheint und das gleichzeitige Auftreten einer dynamischen Komponente der Rotverschiebung keineswegs ausgeschlossen. Eine derartige dynamische Komponente würde dann auf einen Dopplereffekt zurückzuführen sein, der die Folge einer radialen Fluchtbewegung $v \approx D \cdot s$ mit $D = \dot{R}/R$ in einem mit $R > 0$ expandierenden Universum vom Radius $R < \infty$ ist. Die Rotverschiebung z_D dieses dynamischen Anteils wäre dann $z_D = v/c \approx D \cdot s/c$. Die statische Beziehung (4) gilt nur für Distanzen $r > \varrho$, so daß im Fall eines völlig statischen Universums „Vakuolen“ der Rotverschiebung $r \leq \varrho$ existieren müßten, derart, daß die in $r \leq \varrho$ eingeschlossene Objekte des Massensystems C keine Rotverschiebung nach (4) untereinander aufweisen dürften. Liegt trotzdem eine solche Verschiebung in $r \leq \varrho$ vor, dann kann es sich nur um z_D handeln. Ist $z_D \leq z$, also $D \leq c/A = c/y$, dann gilt für den Weltradius $R \geq y \cdot \dot{R}/c$. Für $\dot{R} = c$ könnte also durchaus $R > y$ sein. Es erscheint uns interessant, daß diese „Vakuolen“ der statischen Rotverschiebung im Verlauf hinreichend langer Zeiten eine Kontraktion erfahren müssen; denn nach den heutigen Vorstellungen hinsichtlich intrastellarer Prozesse ent-

stehen im Sterneninneren durch thermonukleare Brennvorgänge schwerer Elemente, so daß das mittlere Atomgewicht ansteigt, was aber nach Gleichung (3) eine Kontraktion der Vakuolen mit dem Kubus des langsam wachsenden mittleren Atomgewichtes zur Folge hat.

Zu bemerken wäre noch, daß neben z aus Gleichung (4) und dem möglichen dynamischen Anteil z_D noch eine Linienverschiebung überlagert, welche auf einen Dopplereffekt möglicher Pekuliarbewegungen der beobachteten Objekte zurückgeht.

Nach den vorangegangenen Untersuchungen kann also das Phänomen der Rotverschiebung extragalaktischer Spiralnebelspektren gemäß (4) und (4b), sofern es sich um die statische Komponente handelt, ebenso wie die Endlichkeit des sichtbaren Universums (beschrieben durch (4a)) und die Tatsache, daß es keine übergeordneten Systeme aus Spiralnebelnestern gibt (nach Gleichung (3)) einheitlich durch das revidierte Gravitationsgesetz der Gleichung (1) beschrieben werden.

Dipl. Phys. Burkhard H e i m ,

N o r t h e i m / H a n .