

Kosmologie ohne Urknall und dunkle Materie

Die Standardtheorie im Vergleich mit der Weltpotentialtheorie

am Beispiel der

Kosmologischen Rotverschiebung

Peter Wolff

13. Juli 2006

Kurzfassung

Ausgangspunkt ist das auf dem kosmologischen Prinzip beruhende, gravitative Weltpotential im Sinne der Newtonschen Kosmologie, das aber zu r (statt zu r^2) proportional ist und woraus eine globale, dissipative Weltbeschleunigung $Hc f(\beta)$ mit $f(0) = 0$ und $f(1) = 1$ folgt, die ein absolutes Ruhesystem auszeichnet. Potentialquelle ist die als aktuell unendlich angenommene, nicht direkt beobachtbare Massenschale, die den beobachtbaren, endlichen Teil des Alls umgibt. Eine einfache, halbklassische Rechnung ergibt dann eine Helligkeits/Rotverschiebungsbeziehung, die genau dem Friedmannmodell eines leeren Alls entspricht, das die Beobachtungen gut beschreibt. Weiter erhält man mit plausiblen Annahmen über den Einbezug dieser Weltbeschleunigung in die klassische Himmelsmechanik im Außenbereich von drehstabilen Systemen (Spiralgalaxien) die gleichen Resultate wie mit Milgroms MOND-Ansatz, der die Galaxiendynamik ohne dunkle Materie erklärt. Die analoge Berechnung druckstabiler Systeme (Haufen) ist ziemlich komplex. Qualitativ scheint die Weltpotentialtheorie realitätsnäher zu sein als MOND, auch wenn quantitative Abgleiche und Parameteranpassungen dazu noch ausstehend sind. Auf genügend grossen Skalen erwartet die Weltpotentialtheorie ein stabil statisches All:

Nicht die Welt expandiert Hc -beschleunigt, sondern Licht wird auf kosmischen Wegen mit der Weltbeschleunigung Hc gravitativ gebremst.

Abstract

The starting point is the world potential due to gravitation based on the cosmological principle in the sense of Newtonian cosmology. But the world potential is proportional to r (instead to r^2) which results in a global, dissipative world deceleration $Hc f(\beta)$ with $f(0) = 0$ and $f(1) = 1$ that defines an absolute rest system. The source of the world potential is the massshell, assumed as actually infinite and not directly observable, surrounding the observable finite part of the universe. From a simple semi-classic calculation results a luminosity/redshift relation, that exactly corresponds to the Friedmann model of an empty universe, which fits with observations well. Further, under plausible assumptions about the introduction of the discussed world acceleration into classical celestial mechanics, in the outer region of rotationally stable systems (spiral galaxies) one obtains the same results as with Milgrom's MOND approach explaining the dynamics of galaxies without dark matter. The analogous calculation of pressure stable systems (clusters) is rather complex. As regards qualitative aspects, the World Potential Theory seems to be closer to reality than MOND, even if quantitative comparisons with observations and the fitting of free parameters for this case are still outstanding. On sufficiently large scales the World Potential Theory expects a stable static universe:

Not the universe is expanding with acceleration Hc , but light is decelerating due to gravitation along cosmic paths with the world acceleration Hc .

Inhaltsverzeichnis

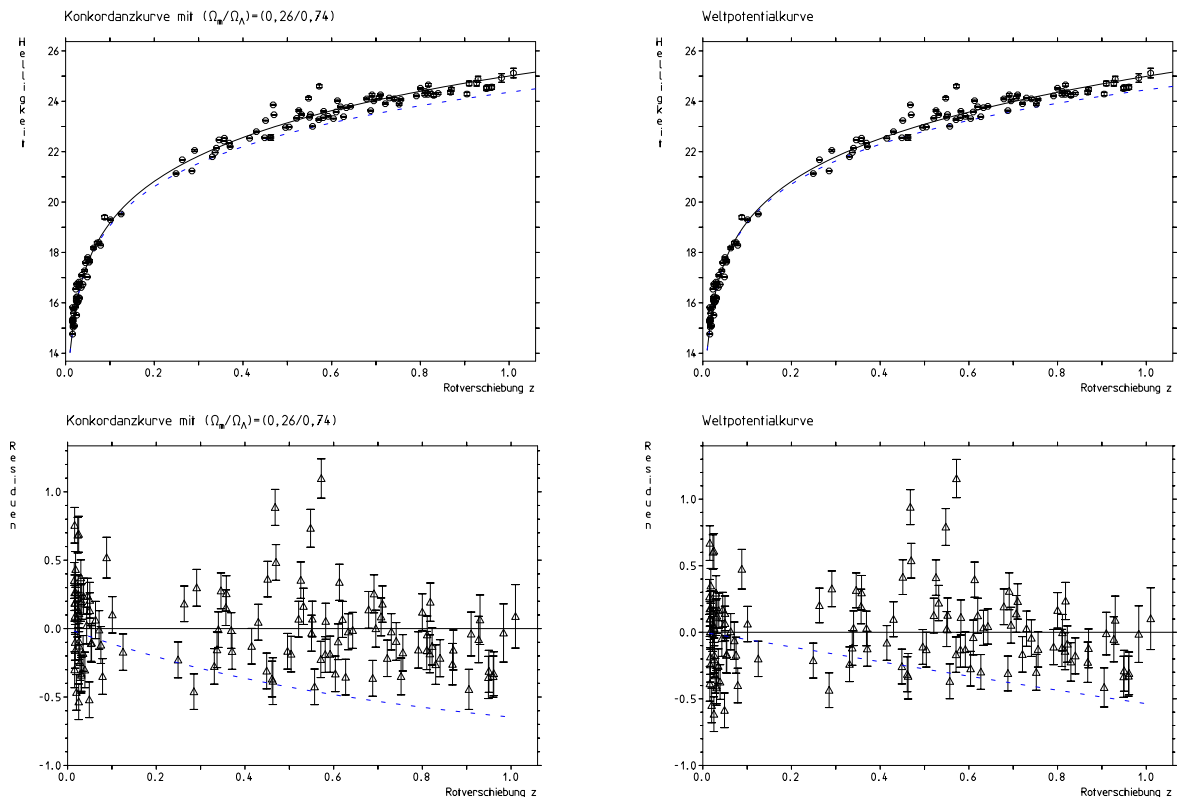
1 Urknall- und Welpotentialtheorie im Vergleich	2
2 Herleitung der Welpotentialrotverschiebung	4
3 Abriss der Welpotentialtheorie (WPT)	5

1 Urknall- und Welpotentialtheorie im Vergleich

Grundlage des Vergleichs sind die Supernovae-Messdaten aus "The Supernova Legacy Survey: Measurement of Ω_m, Ω_Λ and w from the First Year Data Set"[1]. Die Vergleichsbilder sind Figur 4 auf Seite 11 dieser Referenz nachempfunden. Die blau gestrichelte Kurve entspricht einem Modell mit $(\Omega_m, \Omega_\Lambda) = (1, 0)$ wie in der zitierten Arbeit; an diese Kurve können die Messdaten nicht befriedigend angepasst werden, weshalb die Autoren obiger Referenz meinen, dass Ω_Λ , die kosmologische Konstante, nicht 0 sein könne.

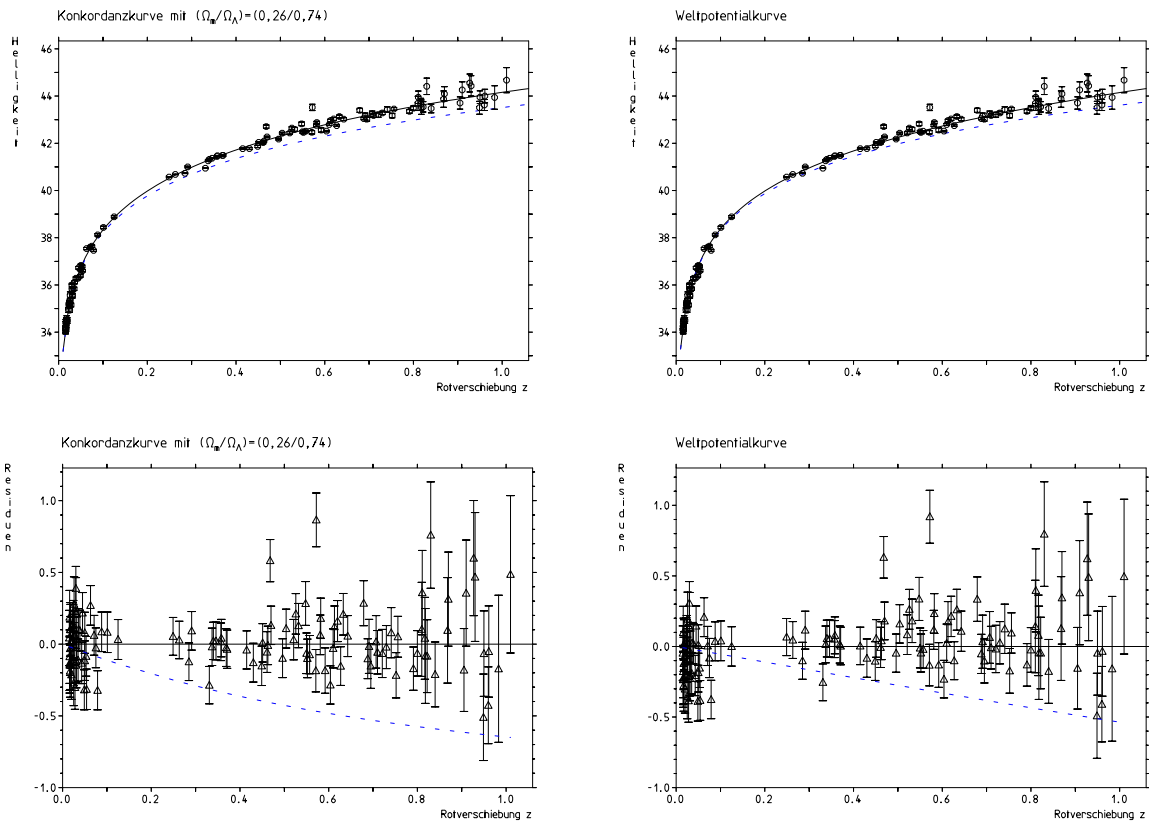
Die Voraussage der Welpotentialtheorie (siehe Abschnitt 2) entspricht gerade der Voraussage der Standardkosmologie für ein leeres All mit $(\Omega_m, \Omega_\Lambda) = (0, 0)$, was aus Sicht der Standardtheorie darum eine unzulässige, nicht in Betracht zu ziehende Modellierung ist.

1. Vergleich ohne heuristische Korrektur der absoluten Helligkeiten



Nach dieser Auswertung ist der Welpotentialtheorieansatz der Konkordanzanpassung für ein flaches Kosmosmodell völlig gleichwertig trotz des zusätzlichen Parameters des Konkordanzmodells. Lesehilfe: $z=1$ entspricht in der WPT etwa 10 Milliarden Lichtjahren.

2. Vergleich mit heuristischer Korrektur der absoluten Helligkeiten



In dieser Auswertung, die heuristische Einflüsse der absoluten Helligkeit der Supernovae Ia auf die Explosionsgeschwindigkeit und auf die Farbe berücksichtigt, sieht die Situation – vor allem bei ganz kleinen z – für das Konkordanzmodell etwas besser aus als für die Vorhersage der Weltpotentialtheorie. Der Chi-Quadrat-Unterschied der zwei Kurven entspricht aber grob geschätzt weniger als 1,5 Standardabweichungen, und es muss darauf hingewiesen werden, dass solche heuristische Anpassungen, die man nicht wirklich voll versteht, leicht zu systematischen Fehlern führen können. Die beiden „Ausreisser“ habe ich im Gegensatz zur zitierten Arbeit vollständigkeithalber beibehalten, nicht zuletzt darum, weil sie ein Hinweis auf noch unverstandene systematische Effekte sein könnten.

Die linken beiden Figuren auf dieser Seite entsprechen bis auf die beiden „Ausreisser“ genau der Figur 4 auf Seite 11 der am Anfang genannten Referenz [1], die eine sehr sorgfältige Messdatenauswertung erkennen lässt. Die Datentabellen 8 und 9 dieser Referenz habe ich hier benutzt. Für die bezüglich des Streck- und Blaufeffektes unkorrigierten Vergleichsdaten ging ich von m_B aus und für die korrigierten von μ_B .

Zusammenfassend kann also keine Rede davon sein, dass man aus diesen Daten eine Bestätigung für die kosmologische Konstante herauslesen kann, wie die Autoren der genannten Referenz [1] meinen, da sich die Messdaten mit der Weltpotentialtheorie auch ganz ohne „Omegas“ gut beschreiben lassen.

2 Herleitung der Weltpotentialrotverschiebung

Basis ist das Weltpotential $V(r) = k r = Hc r$ (H=Hubblekonstante, c=Lichtgeschwindigkeit) mit **nur** relativ bekanntem Zentrum ($r=0$) im Sinne der Newtonschen Kosmologie [2, 3] auf genügend grossen Skalen bzw. bei newtonschen Schwerebeschleunigungen $a_N \ll \sim Hc$. Aus $V(r)$ folgt eine dissipative, gravitative Weltbeschleunigung $Hc f(\beta)$ mit $\beta = v/c$, $f(0) = 0$ und $f(1) = 1$, die mit der Geschwindigkeit v ($v \neq 0$) bewegte (Test-)Körper und Licht bremst, was zu einem stabil statischen All und damit zu einem absoluten Ruhesystem führt, das Bewegung vor Ruhe auszeichnet. Eine solche Weltbeschleunigung erfüllt offensichtlich das Welpostulat. Nun folgen die „halbklassischen“ Rechenschritte (für Licht gilt $f(\beta) = 1$), aus denen sich die Helligkeits/Rotverschiebungs-Beziehung der Weltpotentialtheorie ergibt:

1. Licht der Frequenz ν_0 bzw. der Wellenlänge λ_0 erfährt beim Durchlaufen einer differentiellen Potentialdifferenz $dV = Hc dr$ eine Frequenzverschiebung (Pound/Rebka)

$$-\frac{d\nu}{\nu_0} = \frac{d\lambda}{\lambda_0} = dz = \frac{dV}{c^2} = Hc \frac{dr}{c^2} = H \frac{dr}{c} = H dt \quad (1)$$

Für kleine r folgt $z = Hr/c$ bzw. $cz = v(r) = Hr$, das bekannte Hubble-Gesetz, das eine Hc-beschleunigte Expansion des Alls in folgendem Sinne beschreibt:

$$\frac{dv(r)}{dr} = H \text{ oder } \frac{dv(r)}{(dr/c)} = Hc \text{ bzw. die Hubble-Beschleunigung } a_{\text{Hubble}} = \frac{dv(t)}{dt} = Hc$$

2. Weil die Frequenzen ein Zeitmass definieren, gilt auch $\frac{dt}{d\tau} = 1+z$, woraus sich z.B. der Zeitlupeneffekt bei der Beobachtung von Supernovae ergibt.
3. Daraus kann man $\tau(z)$ unter Benützung von $dt = dz/H$ aus (1) ausrechnen:

$$d\tau = dt/(1+z) = 1/(1+z) dz/H \text{ und daraus } \tau(z) = \ln(1+z)/H \quad (2)$$

Dieses $\tau(z)$ kann man als die Eigenlaufzeit der „Lichtspuren“ z.B. in Absorptionslinien von gravitativ rot verschobenem Licht ansehen.

4. Will man die zu z gehörige Distanz wissen, muss man $t(z)$ kennen, weil man dann die Distanz direkt in der üblichen Lichtlaufzeit, z.B. in Lichtjahren, erhält, und dazu müsste man die Lichtbahn im Gravitationsfeld ausrechnen. Das lässt sich aber vermeiden, weil es egal ist, ob das Licht beschleunigt wird oder ob die Zielobjekte, z.B. die Erde und Absorptionswolken, mit umgekehrtem Vorzeichen beschleunigt werden. Weil es nach der Weltpotentialtheorie um die konstante Beschleunigung Hc geht, ist die hyperbolische Raketengleichung zuständig, und Einsetzen von $\tau(z)$ aus (2) in die Raketenformel (siehe z.B. [2], Seite 841) für $t(z)$ ergibt:

$$t(z) = \frac{1}{H} \sinh(H\tau(z)) = \frac{1}{H} \sinh(\ln(1+z)) \text{ und daraus } LD = \frac{c}{H} \sinh(\ln(1+z)) \quad (3)$$

LD ist die Lichtlaufdistanz, die formal genau der metrischen Distanz für ein leeres All der Standardkosmologie mit $(\Omega_m, \Omega_\Lambda) = (0, 0)$ entspricht (siehe z.B. [4], Seite 493).

Man kann das nun leicht verstehen: Die Hubble-Expansion der Urknalltheorie ist eine **reale**, Hc-beschleunigte Expansion, während wir nur einen durch das Äquivalenzprinzip gerechtfertigten Rechentrick benützt haben und nur so getan haben, als wenn wir uns vom Lichtsender konstant beschleunigt wegbewegen würden, während das Licht auf dem Wege zu uns ist. Das ist eine moderne Version des Weltmodellstreites Aristoteles/Ptolemäus gegen Aristarch/Kopernikus:

Nicht Welt oder Raum expandieren Hc-beschleunigt, sondern Licht wird auf seinem Wege zu uns mit der Weltbeschleunigung Hc gravitativ gebremst.

3 Abriss der Weltpotentialtheorie (WPT)

Vorbemerkung zum heutigen Stand der Weltpotentialtheorie

Sie liefert für lokale Gravitationstheorien, die klassische Schwerefeldlinien berechnen können, WPT-Terme in Abhängigkeit von eben diesen Feldlinien, die dann mit den „kosmischen“ WPT-Termen zu „korrigieren“ sind. Dabei ist es egal, ob man von der Poissongleichung oder von lokalen, postnewtonschen Feldgleichungen ausgeht. Die WPT ist in ihrer heutigen Form ein halbklassischer Ansatz, um lokalen Gravitationstheorien zu globaler Gültigkeit zu verhelfen, wenn auf genügend großen Skalen das kosmologische Prinzip gilt und wenn der Kosmos als aktual unendlich angenommen werden darf.

Damit erhält man dann die quantitativ richtige kosmologische Helligkeits/Rotverschiebungsbeziehung, die MOND-Artigkeit der Galaxiendynamik und noch eher spekulativ auch die vermutete, anomale Raumsondenabbremung bei weiterhin richtigen Voraussagen für das Planetensystem; auf den „Pioneer-Effekt“ werden wir hier aber nicht näher eingehen, da er experimentell und auch WPT-theoretisch noch zu wenig gesichert scheint. Mehr dazu findet man aber in [8].

Physikalische Plausibilisierung des Weltpotentials für ein aktual unendliches All:

Es gibt 2 einfache, endliche, homogen/isotrope Modellvorstellungen für den Kosmos (0^0 sei hier 1):

- Das (friedmannsche) Vollkugelmodell mit Radius R und gravitivem r^2 -Potential im Innern
- Das (birkhoffsche) Hohlkugelmodell mit Hohlradius R und gravitivem r^0 -Potential im Innern

Der Grenzübergang von R gegen ∞ bietet im Hohlkugelfall keine Probleme, während er im Vollkugelfall nicht das ergibt, was man von einem aktual unendlichen, masseerfüllten All erwartet, nämlich dass allen Punkten ganz gleichermassen Gravitationszentrumseigenschaften zukommen sollen, d.h. dass maximale bzw. Allysmmetrie gelten solle.

Es liegt nun aber nahe für ein aktual unendliches, homogen/isotropes All ein gravitatives r^1 -Potential anzusetzen, analog wie zu einem leeren All im Rahmen obiger Formulierung ein r^0 - bzw. konstantes Potential gehört. Auch ist klar, dass unter Allysmmetrie Potentialdifferenzen nur vom Abstand r zwischen zwei Punkten A und B abhängen können, aber nicht von der Lage relativ zu lokal, absolut beobachtbaren Gravitationszentren, da es solche nicht gibt.

Das hier angesetzte r^1 -Weltpotential hat eine r-unabhängige, dissipative Welt(brems)beschleunigung zur Folge, die offensichtlich der Allysmmetrie bzw. dem Weltpostulat genügt, und man sieht leicht, dass andere als r^0 - oder r^1 -Potentiale nicht allsymmetrisch sind, weil sie nicht zu einer r-unabhängigen Bremskraft führen würden; auf einen ausführlicheren Beweis verzichte ich in dieser Kurzdarstellung. Zum anschaulich besseren Verständnis der Weltbeschleunigung denke man aber dran, dass unter Allysmmetrie jeder Punkt gleichermassen Gravitationszentrumseigenschaften hat, also auch der jeweilige momentane Aufenthaltspunkt einer Testmasse, weswegen jedes sich Entfernen von diesem Punkt zu einer die Testmasse zurückhaltenden, bremsenden Gravitationskraft führt.

Schritte und Zusatzannahmen auf dem Wege zur real/lokal nicht allsymmetrischen Welt:

1. Die Bewegungsgleichungen sollen den klassischen, newtonschen bzw. speziell relativistischen Bewegungsgleichungen entsprechen; nur die Feld/Kräfteberechnungen seien vom Weltpotential betroffen. Relativistische Effekte werden mindestens bisher – wo nötig – halbklassisch berücksichtigt, wie man das beispielhaft bei der Herleitung der kosmologischen Rotverschiebung aus dem Weltpotential bzw. aus der dissipativen Weltbeschleunigung im Abschnitt 2 sehen kann.
2. Man denke sich einen Hohlraum für die beobachtbare Welt im homogenen Allsubstrat. Er wird grundsätzlich immer endlich sein und deswegen – bei Annahme eines aktual unendlichen Alls – gemessen an der nicht (direkt) beobachtbaren Massenschale immer unendlich klein sein.
Solange die Massendichte dieses Hohlraums vernachlässigbar gegenüber der Dichte der aktual unendlichen Massenschale ist, soll er die Allysmmetrie nicht brechen, d.h. auch in ihm sollen Testkörper und Licht der Welt(brems)beschleunigung $Hc f(\beta)$ unterworfen sein.

3. In diesem Hohlraum soll nun eine schwere Masse M lokal die Allsymmetrie brechen, so dass in ihrer Umgebung Zentral- statt Allsymmetrie herrscht. Zentralsymmetrie allein legt im Gegensatz zur stärkeren Allsymmetrie die r -Abhängigkeit der Schwerkraft aber noch nicht fest. Trotzdem ergibt sich (klassisch/nicht relativistisch) fast apriorisch das bekannte $1/r^2$ -Kraftgesetz, wie schon Kepler in seiner „Gaussatzvorwegnahme“ erkannt hatte.

Allgemeiner liefern lokale Feldgleichungen das Gravitationspotential für beliebige lokale Massenverteilungen. Den allgemeinen Fall betrachten wir hier aber nicht, da man den physikalischen Kern leichter am zentralsymmetrischen Beispiel erkennt, das zudem bereits die wichtigsten, astronomischen Systeme abdeckt. Die zwei wichtigsten Spezialfälle, unter denen sich Gravitation manifestiert, sind nämlich entweder zentral- oder allsymmetrisch:

1. Nahe einer allsymmetriebrechenden Zentralmasse, d.h. für $a_{Newton} \gtrsim Hc$, gilt **Zentralsymmetrie**. Dies ist die **Keplerzone**, in der in guter Näherung die newton/poissonsche Physik gilt.
2. Fern von lokalen Massen, d.h. für $a_{Newton} \ll Hc$, gilt **Allsymmetrie**. Dies ist die **Ätherzone**, in der in sehr guter Näherung nur die dissipative, gravitative Weltbeschleunigung das Geschehen bestimmt.

Den Übergang zwischen extremer Nah- und Fernzone bilden die **MOND-Zone** und die **Dezentralisierungszone**. Erstere ist bei einer annahmegemäss dominanten, symmetriebrechenden, schweren Masse M zentralsymmetrisch und primär durch ein konservatives, kosmisches Zusatzpotential bestimmt, und in Letzterer lassen sich die Schwerefelder der bekannten, lokalen Massenverteilungen immer besser durch eine isotrop/homogene Massenschale annähern, weil der klassische Einfluss ferner, mit zunehmendem Abstand bzw. abnehmender Schwerebeschleunigung immer gleichverteilterer, lokaler Massen immer kleiner wird, weit kleiner als das $1/r^2$ -Gesetz einer einzigen Zentralmasse ergäbe, wie sie hier für Kepler- und MOND-Zone angenommen wird. Die Dezentralisierungszone wird darum durch die „grosslokal“ – statt nur „nahlokal“ – beobachtete Massenverteilung und damit durch die dissipative Weltbeschleunigung geprägt.

Die Überlagerungshypothesen für das Weltpotential mit dem lokalen Gravitationspotential:

1. An „genügend“ starken, lokalen Feldlinien richte sich die Weltbeschleunigung aus. Ausgangsgedanke ist die Faraday-Überlegung, dass die Feldlinien einer lokalen Quelle mit der Massenschale „kurzschliessen“ wie Feldlinien einer positiven mit einer negativen Ladung. D.h. ein „genügend“ starkes, lokales Gravitationszentrum kann so absolutes Zentrum für das Weltpotential werden, weswegen das Weltpotential in der Keplerzone primär als klassisch/konservatives Zusatzpotential erscheint.
2. Bei schwächeren, lokalen Feldlinien kann die Weltbeschleunigung nur teilweise daran ausgerichtet werden. Der „Rest“ wirkt dissipativ. Das betrifft primär die MOND- und Dezentralisierungszone, aber selbst in der Keplerzone kann man Dissipation nicht ganz ausschliessen, wenn man an die anomale Pioneer-Abbremsung denkt. Da meine Dissipationshypothesen noch eher spekulativ sind, gehe ich nicht näher darauf ein, ausser auf den physikalisch plausiblen Aspekt, dass die Dissipation nur auf feldparallele, radiale Geschwindigkeitskomponenten wirken kann.

Im nächsten Abschnitt werden die Auswirkungen des Weltpotentials auf die Äther- und Keplerzone einander gegenübergestellt, was das Verstehen erleichtern sollte: In der Ätherzone regiert allein die Weltbeschleunigung, und in der Keplerzone liefert das Weltpotential aufgrund obiger Annahmen nur eine kleine Zusatzbeschleunigung zur bekannten Schwerebeschleunigung, die erst in der MOND-Zone wesentlich wird; allfällige dissipative Wirkungen der Weltbeschleunigung in der Kepler- und MOND-Zone werden aber vernachlässigt, was wenigstens für ungefähre Kreisbahnen, für die allein auch wirklich zuverlässige Beobachtungsdaten vorliegen, zulässig sein sollte. Mehr zu den dissipativen und noch etwas spekulativen lokalen Wirkungen der Weltbeschleunigung findet man in [8].

Aus dem Weltpotential $V(r) = k r$ folgt nun für die Äther- und Keplerzone teilweise noch leicht spekulativ:

Ätherzone mit Allsymmetrie

Gültig für: $a_N \ll Hc$

Aus dem Weltpotential folgt, weil in der Ätherzone die Gravitationsbeschleunigungen lokaler Massen vernachlässigt werden dürfen und alle Trajektorien von beliebigem A nach B gerade sind (a ist die totale Schwerebeschleunigung):

$$\vec{a} = -k r_{A \rightarrow B} / |r_{A \rightarrow B}| = -k \vec{dr} / dr$$

Die $r = 0$ -Singularität lässt sich beheben, wenn man bedenkt, dass im Gravitationszentrum keine Kraft auf **ruhende** Testkörper wirkt:

$$\vec{a} = -k f(\beta) \vec{dr} / dr \text{ mit } f(0) = 0 \text{ und } f(> 0) = 1$$

oder:

$$\vec{a} = -k f(\beta) \vec{dr} / dr = -k f(\beta) \vec{v} / v$$

\vec{v} ist die momentane Geschwindigkeit. Erst jetzt wird deutlich, dass die zum jeweiligen, momentanen Zentrum rücktreibende, gravitative Kraft in der Ätherzone wie eine Bremskraft wirkt, und erst jetzt drängt es sich auf $f(\beta)$ nicht unstetig wie oben, sondern möglichst allgemein als stetiges $f(\beta)$ mit $f(0) = 0$ und $f(1) = 1$ anzusetzen, weil die Natur nur selten unstetig ist. Da $f(\beta)$ die Allsymmetrie nicht verletzt, kann man nun schreiben:

$$\vec{a} = -k f(\beta) \vec{v} / v \text{ mit } f(0) = 0 \text{ und } f(1) = 1$$

Ein einfacher Ansatz für f ist: $f(\beta) = \beta^\nu$. Bis jetzt scheint $\nu=1$ eine zulässige Annahme zu sein, die aber noch an Beobachtungsdaten zu prüfen ist. Damit gilt mit $k = Hc$:

$$\vec{a} = -Hc \beta \frac{\vec{v}}{v} \text{ bzw. für Licht } a_{\text{Hubble}} = -Hc \quad (4)$$

Test für $v = c$: Kosmologische Rotverschiebung ✓
 Test für $v < c$: Galaxien, Haufen, Strahlen ^a

^aNicht abgehakt meint unerledigt.

Keplerzone mit Zentralsymmetrie

Gültig für: $r \leq R_{MOND} = R_M \approx \sqrt{GM/(Hc)}$

Aus dem Weltpotential folgt, da $r = 0$ hier durch das lokale Zentrum O absolut definiert ist ($a_{\vec{W}}$ ist die kosmische, gravitative Zusatzbeschleunigung zur lokalen kepler/newtonschen Schwerebeschleunigung $a_{\vec{N}}$; $a_{\vec{W}}$ sei parallel zu $a_{\vec{N}}$):

$$\vec{a}_W = -k r_{O \rightarrow P} / |r_{O \rightarrow P}| = -k \vec{r} / r$$

Die $r = 0$ -Singularität lässt sich beheben, wenn man bedenkt, dass im Gravitationszentrum einer „r-isotropen“ – hier allerdings nur „virtuellen“ – Vollkugel keine Kräfte wirken:

$$\vec{a}_W = -k f(r) \vec{r} / r \text{ mit } f(0) = 0 \text{ und } f(> 0) = 1$$

An dieser Stelle werden physikalische Gründe erkennbar, die nahe legen $f(r)$ nicht unstetig wie oben, sondern möglichst allgemein als stetiges $f(r/R_M)$ mit $f(0) = 0$ und $f(1) = 1$ anzusetzen, weil es in der Natur in der Regel keine Unstetigkeiten gibt. $f(r/R_M)$ verletzt die Zentralsymmetrie nicht, und so kann das Weltpotential in der Keplerzone ($r \leq R_M$) – mindestens teilweise – als klassisches, konservatives Zusatzpotential in Erscheinung treten:

$$\vec{a}_W = -k f(r/R_M) \vec{r} / r \text{ mit } f(0) = 0 \text{ und } f(1) = 1$$

Ein einfacher Ansatz für f ist $f = (r/R_M)^\mu$, der mit den bekannten Planetendaten für $\mu \gtrsim 1,5$ verträglich ist, wenn man die Angaben in Tabelle 2 aus [7] benützt. Damit gilt mit $k = Hc$:

$$\vec{a}_W = Hc \left[\frac{r}{R_M} \right]^\mu \frac{\vec{a}_N}{a_N} \text{ für } r \leq R_M \quad (5)$$

Test für $a_W \ll Hc$: Planetensystem ✓
 Test für $a_W \approx Hc$: Galaxien und Haufen ^a

^aNicht abgehakt meint unerledigt.

MOND-Zone mit Zentralsymmetrie und konservativem Zusatzpotential

Gültig für: $r \geq R_{MOND} = R_M \approx \sqrt{GM/(Hc)}$ und ganz grob geschätzt $r \lesssim 100 R_M$

Die MOND-Potential-Hypothese:

Nur ein mit dem Abstand bzw. der lokalen, newtonschen Schwerebeschleunigung abnehmender Teil $f_k(R_M/r)$ des Weltpotentials $V = k r$ bzw. der Weltbeschleunigung $k = Hc$ soll konservativ, gravitativ wirken. Bei

der angenommenen Zentralsymmetrie und deswegen beobachtbarem Zentrum O erhält man damit für die kosmische, gravitative MOND-Zusatzbeschleunigung $a_{\vec{M}}$, die parallel zu $a_{\vec{N}}$ sein soll:

$$\vec{a}_M(r) = -f_k(R_M/r) k \frac{r_{O \rightarrow P}}{|r_{O \rightarrow P}|} = -f_k k \frac{\vec{r}}{r} \quad \text{für } R_M \leq r \lesssim 100 R_M \text{ mit } f_k(1) = 1 \text{ (und } f_k(\infty) = 0)$$

Ein Seitenblick auf MOND ergibt $f_k = R_M/r$, und damit folgt für \vec{a}_M bzw. das Zusatzpotential V_M :

$$\vec{a}_M(r) = -k \frac{R_M}{r} \frac{r_{O \rightarrow P}}{|r_{O \rightarrow P}|} = -k \frac{R_M}{r} \frac{\vec{r}}{r} = Hc \frac{R_M}{r} \frac{\vec{a}_N}{a_N} \quad \text{bzw. } V_M(r) = k R_M \ln(r) \quad (6)$$

\vec{a}_M dominiert für genügend grosse r die lokale, newtonsche Schwerebeschleunigung und kann der $1/r$ -Abhängigkeit wegen die konstanten Rotationskurven in den Aussenbereichen von Spiralgalaxien erklären.

Die Weltpotential/MOND-Fundamentalbeziehung:

Die „Vollausrichtung“ der Weltbeschleunigung an lokalen, newton/poissonschen Feldlinien geschehe bei Schwerebeschleunigungen von $F_M Hc$ ($\approx Hc$), wo F_M eine Konstante (> 1) der Grössenordnung 1 ist; zur Vollausrichtung muss $a_N Hc$ „dominieren“. Mit Zentralmasse M folgt für $r = R_M$ aus (5) oder (6):

$$\frac{GM}{R_M^2} = a_{NM} = F_M Hc \quad (7)$$

Mit R_M aus (7) im Kräftegleichgewicht für eine Kreisbahn mit vernachlässigbarem $a_N = GM/r^2$ erhält man die in der Astronomie wichtige Tully/Fisher-Regel, wenn M proportional zur Leuchtkraft L ist:

$$v_{\text{Sättigung}} = \sqrt[4]{GHc/F_M} \sqrt[4]{M} = \text{Konst.} \sqrt[4]{M} = \text{Konst.} \sqrt[4]{L} \quad \text{für Galaxienausserbereiche} \quad (8)$$

Zusammenfassend erhält man aus (5), (6) und (7) für die **Kepler- und MOND-Zone** und für Kreisbahnen, die nicht von der „Welt-dissipation“ betroffen sind und für die allein zuverlässige Beobachtungsdaten vorliegen:

$$a = \frac{GM}{r^2} + Hc \left[\frac{r}{R_M} \right]^\mu \quad \text{für } r \leq R_M \quad \text{mit } Hc = \text{Weltbeschleunigung, } \mu \gtrsim 1,5 \quad \text{und}$$

$$a = \frac{GM}{r^2} + Hc \frac{R_M}{r} \quad \text{für } r \geq R_M \quad \text{mit } \frac{GM}{R_M^2} = F_M Hc$$

Für „genügend“ grosse r bzw. bei vernachlässigbarem Newtonterm GM/r^2 erhält man in der MOND-Zone für die **Weltpotentialtheorie**: und für Milgroms **MOND-Ansatz** (siehe [5]):

$$a = Hc R_M/r = \sqrt{GMHc/F_M}/r \quad a = \sqrt{a_N a_0} = \sqrt{a_0 GM/r^2} = \sqrt{GM a_0}/r$$

Daraus folgt nun – wenn man Übereinstimmung bei „grossen“ r verlangt – $a_0 = Hc/F_M$, und damit folgt weiter aus Milgroms Arbeiten (siehe z.B. [5, 6]) $F_M \approx 6$, wenn $H \approx 70 \frac{\text{km/s}}{\text{Mpc}}$ ist.

Test für $a \gg a_N$: Galaxien ✓ und Haufen

Test für $a \approx a_N$: Galaxien und Haufen ¹

Schlussbemerkungen

1. Der Einfluss der „Welt-dissipation“ auf die MOND- und Keplerzone wurde nicht näher behandelt.
2. Die konservativen Zusatzpotentiale sind durch Messdatenvergleiche noch besser zu belegen.
3. Dies ist die 3. Version mit kleinen Verbesserungen. Die 1. Version wurde am 31. Dez. 2005 im Netz veröffentlicht und der Rotverschiebungsteil mit dem Messdatenvergleich am 7. Dez. 2005.
4. Seit 2000 kenne ich keine wissenschaftlich anerkannte Zeitschrift mehr, in der man in meiner deutschen Muttersprache veröffentlichen kann. Dies empfinde ich als ausserordentlich diskriminierend.

¹Nicht abgehakt meint unerledigt.

Literatur

- [1] The Supernova Legacy Survey: Measurement of Ω_m, Ω_Λ and w from the First Year Data Set von P. Astier u.a., 14. Okt. 2005, astro-ph/0510447
- [2] Theoretische Physik von Eckhard Rebhahn, Spektrum Akademischer Verlag, 1999, speziell Teil V, Abschnitt 31.1 Newton-Kosmologie
- [3] Theorien der Kosmologie von Otto Heckmann, Springer Verlag, berichtigter Nachdruck 1968 (1942), speziell der 1. Teil
- [4] Sterne und Weltraum, Band 8 von Bergmann und Schaefer, de Gruyter, 2002, speziell 6.3.6 Entfernungen im Kosmos
- [5] The Modified Dynamics – A Status Review von Mordechai Milgrom, 20. Okt. 1998, astro-ph/9810302
- [6] Modified Newtonian Dynamics and its Implications von R.H. Sanders, 29. Juni 2001, astro-ph/0106558
- [7] Dark matter vs. modifications of the gravitational inverse-square law. Results from planetary motion in the solar system von M. Sereno et Ph. Jetzer, 8. Juni 2006, astro-ph/0606197
- [8] Weltpotentialtheorie – Kosmologie ohne Urknall und dunkle Materie – oder – die Schwerkraft und das Unendliche, <http://www.soso.ch/wissen/astro/weltpot/ur.pdf>