

# Kosmologie ohne Urknall und dunkle Materie

oder

## Weltgravitation: Ursache von müdem Licht und MOND

Peter Wolff

Kontaktadresse: wolff@wolff.ch – Version française : [14]

9. Februar 2009

### Kurzfassung

Die **Weltpotentialtheorie (WPT)** fusst auf dem Weltpostulat, das auf ein  $r$ -proportionales Weltpotential im Sinne der Newtonschen Kosmologie [6, 7, 13] führt, das nicht dem klassischen Potentialbegriff entspricht [13] und eine dissipative Weltbeschleunigung bewirkt, die ihrerseits mit Einsteins „Äquivalenzrakete“ zur kosmischen WPT-(Schein-)Metrik führt. Daraus folgt eine Helligkeits/Rotverschiebungsbeziehung, die die Beobachtungen gut beschreibt, und im Aussenbereich von Spiralgalaxien erhält man die etwa gleichen Resultate wie mit Milgroms MOND-Ansatz ohne dunkle Materie. Auf kosmischen Skalen führt die WPT zu einem stabil statischen All, in dem Sternenlicht rotverschoben (müde) und zur Hintergrundstrahlung „nachthermalisiert“ wird.

### Abstract

**Cosmology without Big Bang and Dark Matter**

or

**World Gravitation: Base of Tired Light and MOND**

The **world potential theory (WPT)** is based on the cosmological principle resulting in a gravitational world potential in the sense of Newtonian cosmology [6, 7, 13] not corresponding to the classical potential notion [13]. Its source is the massshell with density  $\rho$ , assumed as actually infinite and not directly observable, surrounding the observable part of the universe and simulating an effective center of gravity at the respective residence point of a test particle. This potential is proportional to  $r$  (not  $r^2$ ) which results in the world deceleration  $-Hc f(\beta)$  with  $f(0) = 0$  and  $f(1) = 1$  that defines an absolute rest system. For light this deceleration is constant and leads by means of Einstein's "equivalence rocket" with Rindler metric to the cosmological, light- and test particle-relative (feigned) WPT metric with a (true) "background" flat-spacetime, what should reduce strongly the problems between gravity and quantum mechanics. In cosmology results a luminosity/redshift relation (together with the cosmic time dilation), corresponding to the Friedmann-Lemaître model of an hyperbolic empty universe, that fits the observations well, although it depends only on one easily free parameter, the Hubble constant  $H = \sqrt{\frac{8\pi}{3}G\rho}$ . Further, under plausible assumptions about the insertion of the world acceleration into celestial mechanics, in the outer region of spiral galaxies one obtains the same results as with Milgrom's MOND approach without Dark Matter, and a little speculatively one obtains also Pioneers' anomaly. On cosmic scales the WPT results in a stable static universe, in which starlight is being redshifted (tired) and additionally thermalised to the Cosmic Microwave Background radiation.

*Key-words:* Cosmology; Gravitation; MOND; Redshift; Tired Light; Cosmic Microwave Background; Dark Matter

*Stichworte:* Kosmologie; Gravitation; MOND; Rotverschiebung; Müdes Licht; Hintergrundstrahlung; Dunkle Materie

# 1 Einführung

Schon bald nach der Entdeckung der kosmischen Rotverschiebung vor etwa 80 Jahren durch Lemaître, Wirtz und Hubble gilt die Expansion des Universums als empirisch gesichert, obwohl selbst bekannte Astronomen wie Zwicky schon sehr früh Zweifel äusserten [1]. Aber niemand konnte bisher physikalisch plausible und auch quantitativ überzeugende, alternative Erklärungen dafür angeben. Die ursprünglich ihrer Einfachheit wegen noch sehr überzeugende Expansionshypothese verliert nun seit etwa 20 Jahren immer mehr an Überzeugungskraft, weil sie mit der Inflation, der dunklen, nicht baryonischen Materie und der dunklen Energie auf immer „spekulativere“, auf nicht gesicherter Physik beruhende Hilfsannahmen angewiesen ist. Annahmen, die im Prinzip **alle** Erscheinungen erklären können, können aber gerade darum letztlich gar nichts mehr erklären, ein Umstand, auf den Poincaré schon 1902 im Zusammenhang mit dem Äther hinwies. Seit der Entdeckung der flachen Rotationskurven in Aussenbereichen von Spiralgalaxien ist auch die klassische Gravitationstheorie auf galaktischen Skalen empirisch in Schwierigkeiten geraten, speziell seit Milgroms phänomenologisch so erfolgreichem MOND-Ansatz [2, 9, 10, 11], der letztlich das Fundament der ganzen Friedmann/Lemaître-Kosmologie infrage stellt. Hier setzt die Weltpotentialtheorie an: Ausgangspunkt ist das auf dem kosmologischen Prinzip beruhende, gravitative Weltpotential im Sinne der Newtonschen Kosmologie [5, 6, 7], das aber zu  $r$  (statt zu  $r^2$ ) proportional ist und woraus eine globale, dissipative Weltbeschleunigung  $-Hc f(\beta)$  mit  $\beta = v/c$ ,  $f(0) = 0$  und  $f(1) = 1$  folgt, die ein absolutes Ruhesystem auszeichnet. Die für Licht konstante Weltbeschleunigung  $-Hc$  führt über Einsteins Äquivalenzrakete zur metrischen Formulierung der WPT mit folgenden, wichtigen Resultaten:

1. Die theoretische Helligkeits/Rotverschiebungsbeziehung für die Supernovae Ia-Daten passt gut zu den Beobachtungen (Abschnitt 2 und 3), obwohl sie nur von der Hubblekonstanten abhängt, die ihrerseits von der mittleren Dichte  $\rho_\infty$  des Alls bestimmt wird.
2. Die gravitative Rotverschiebung (Pound-Rebka) ist die von vielen vermutete und gesuchte „Lichtermüdung“ (samt Zeitlupeneffekt), mit der sich die Hintergrundstrahlung primär als rotverschobenes **und** nachthermalisiertes Sternenlicht deuten lässt.
3. Mit plausiblen Annahmen über den Einbezug der Weltbeschleunigung in die klassische Himmelsmechanik erhält man im Aussenbereich von drehstabilen Systemen (Spiralgalaxien) die gleichen Resultate wie mit Milgroms MOND-Ansatz ohne dunkle Materie.

Aus diesen Gründen braucht die WPT weder Urknall, noch dunkle Energie, noch dunkle, nicht baryonische Materie. Am Anfang der WPT stand aber die Frage, wie sich die bekannte, lokale Newton/Kepler-Gravitation in einem aktual unendlichen und homogen/isotropen All zwingend manifestieren muss: Für Testkörper erscheint sie als lageunabhängige Weltbremskraft mit zugehörigem  $r$ -proportionalem Weltpotential (Abschnitt 5 und [13]). D.h. aber, dass die altbekannte, an ein aktual unendliches All angepasste Schwerkraft sowohl für die kosmologische Rotverschiebung wie - etwas weniger offensichtlich - auch für die Galaxien- und Haufendynamik verantwortlich ist. Um den Zugang zu diesen heute recht ungewohnten Vorstellungen zu erleichtern, gehen wir induktiv vor, d.h. wir beginnen mit dem quantitativen Vergleich der WPT-Vorhersage der beobachteten Helligkeits/Rotverschiebungs-Beziehung der Typ Ia Supernovae (Abschnitt 2), um erst anschliessend die kosmische WPT-Metrik aus der für Licht konstanten Weltbeschleunigung und der Äquivalenzrakete mit Rindlermetrik abzuleiten (Abschnitt 3 und [13]). Zuletzt folgen eine kurze, physikalische Begründung des Weltpotentials und daraus der WPT-Zugang zur „MOND-artigen“ Spiralgalaxiendynamik (Abschnitt 5).

## 2 Urknall- und Weltpotentialtheorie-Vergleich am Beispiel der Rotverschiebung

Grundlage des Vergleichs sind die Supernovae-Messdaten aus „The Supernova Legacy Survey: Measurement of  $\Omega_m, \Omega_\Lambda$  and  $w$  from the First Year Data Set“ [3]. Die Vergleichsabbildungen 1 und 2 sind Figur 4 auf Seite 11 dieser Referenz nachempfunden. Die 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  $\Omega_\Lambda$ , die kosmologische Konstante, im Rahmen des Konkordanzmodells nicht 0 sein kann.

Die Voraussage der Weltpotentialtheorie (siehe Abschnitt 3) entspricht gerade der Voraussage der Standardkosmologie für ein leeres, hyperbolisches All mit  $(\Omega_m, \Omega_\Lambda) = (0, 0)$ , was aus Sicht der Standardtheorie darum eine unzulässige, nicht in Betracht zu ziehende Modellierung ist, die dem Milne-Modell von 1932 entspricht. Die

Abbildungen 1 (Vergleich ohne heuristische Korrektur der absoluten Helligkeiten) und 2 (Vergleich mit heuristischer Korrektur der absoluten Helligkeiten) zeigen aber, dass man die Beobachtungsdaten nicht nur mit dem Konkordanzmodell, sondern auch mit dem Weltpotentialmodell korrekt beschreiben kann.

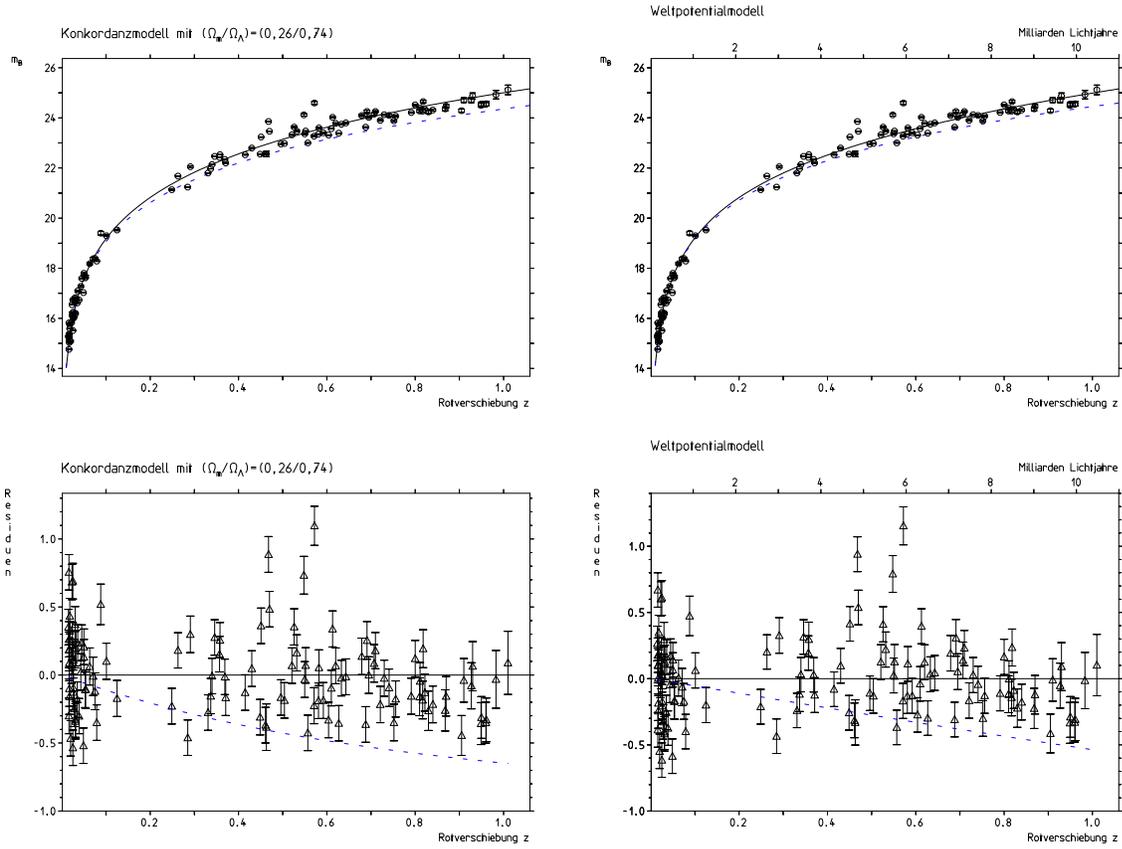


Abbildung 1: **Vergleich ohne heuristische Korrektur der absoluten Helligkeiten:** Nach dieser Auswertung ist das Weltpotentialmodell dem Standardmodell für ein flaches All völlig gleichwertig trotz des zusätzlichen Parameters des Konkordanzmodells.  $m_B$  ist im Wesentlichen die scheinbare Grösse.

Die linken beiden Figuren der Abbildung 2 entsprechen bis auf die beiden „Ausreisser“ genau der Figur 4 auf Seite 11 der am Anfang genannten Referenz [3], die eine sehr sorgfältige Messdatenauswertung erkennen lässt. Die Datentabellen 8 und 9 dieser Referenz habe ich hier benützt. Für die bezüglich des Streck- und Blaueffektes unkorrigierten Vergleichsdaten ging ich von  $m_B^*$  aus und für die korrigierten von  $\mu_B$ .  $m_B^*$  ist im Wesentlichen die scheinbare Grösse, und  $\mu_B$  der Distanzmodul.  $m_B^*$  und  $\mu_B$  werden auf den Seiten 9 und 10 der Referenz [3] ausführlich erklärt. Die unteren beiden Bilder der beiden Abbildungen zeigen die Abweichungen der Beobachtungspunkte von den beiden Theoriekurven.

Auch eine neuere Messdatenzusammenstellung von Adam G. Riess u.a. mit hohen  $z$  ist mit der WPT-Theoriekurve mit  $\chi^2 = 164$  bei 184 Datensätzen verträglich ([4], Tabelle 4, Seite 49).

**Zusammenfassend** kann also keine Rede davon sein, dass man aus diesen Daten eine Bestätigung für die kosmologische Konstante herauslesen kann, da sich die Messdaten mit der Weltpotentialtheorie auch ganz ohne kosmologische Konstante korrekt beschreiben lassen, während  $\Omega_m$  bzw. die mittlere Dichte des Alls  $\rho_\infty$  nur den Wert der Hubblekonstante  $H$  bestimmt.

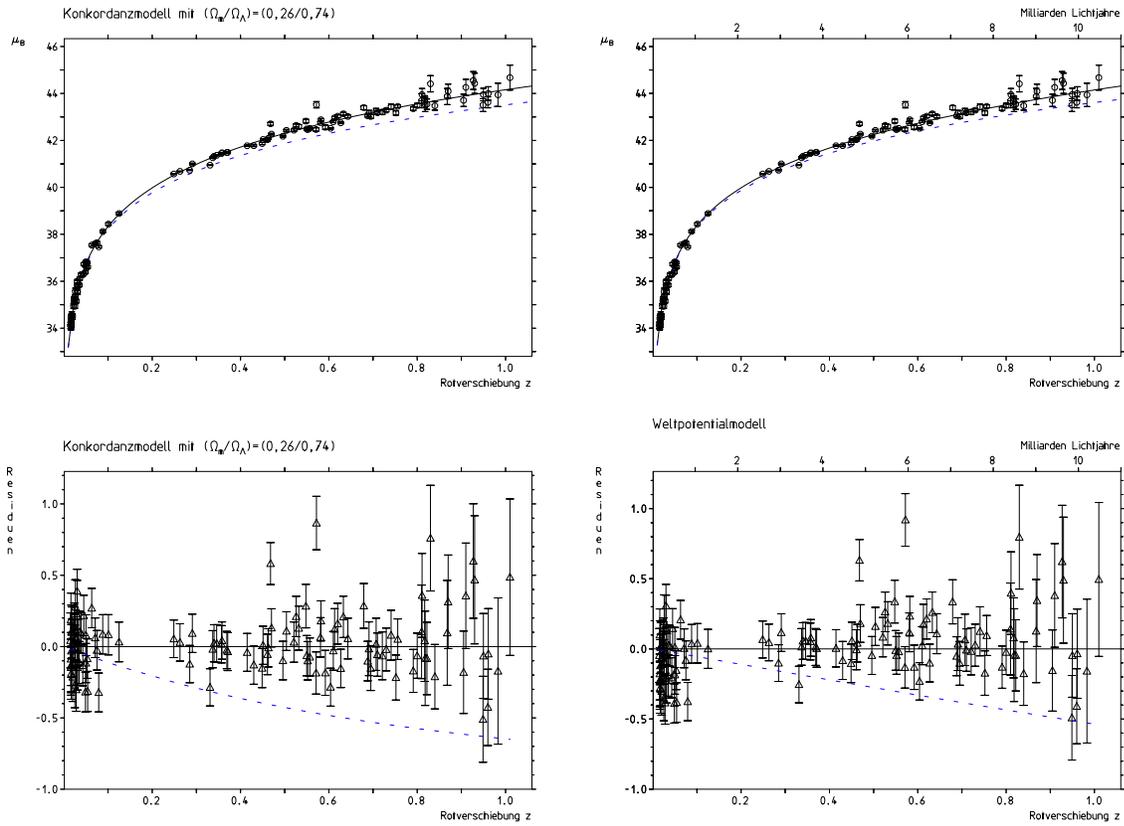


Abbildung 2: **Vergleich mit heuristischer Korrektur der absoluten Helligkeiten:** In dieser Auswertung, die heuristische Einflüsse der absoluten Helligkeit der Supernovae Ia auf die Explosionsgeschwindigkeit und auf die Farbe berücksichtigt, sieht die Situation – vor allem bei ganz kleinen  $z$  – für das Konkordanzmodell etwas besser aus als für die Vorhersage der WPT. Der Chiquadrat-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.

### 3 Von der Äquivalenzrakete zur WPT-Kosmologie und Rotverschiebung

Ausgangspunkt ist die konstante, dissipative Weltbeschleunigung  $a_{\text{Licht}} = -Hc = -\frac{dV}{dr}$  mit  $V_{\text{Licht}} = Hc r$  (Abschnitt 5), die nach WPT dominant auf alle Lichtstrahlen wirkt, die uns auf ihren kosmischen Wegen durch (fast) leeren Raum (fast) ungestört erreichen; sie müssen aber gegen ein konstantes Schwerfeld anlaufen. Dies erlaubt Einsteins Äquivalenzprinzip von 1907 zu nutzen, wonach ein konstantes Gravitationsfeld durch eine konstant beschleunigende Rakete in einem globalen Inertialsystem ( $r/t$ -System mit Minkowski-Metrik) simuliert werden kann. Damit führt schon die spezielle Relativitätstheorie (SRT) auf die Rindlermetrik [13] im  $R/T$ -Raketensystem, indem sie den Zusammenhang zwischen den  $r/t$  und den  $R/T$ -Koordinaten herstellt, insbesondere den wichtigen Zusammenhang zwischen  $t$  und  $T$  ([5], Seite 841):

$$t = \frac{1}{H} \sinh(H T) \quad \text{mit der Hubblekonstante } H \text{ und der Empfängeruhrzeit } T \quad (1)$$

Gemäss WPT befindet sich der (virtuelle) Sender eines betrachteten Lichtstrahls immer am Ende der (virtuellen) Äquivalenzrakete bei  $R = 0$  und der Empfänger an der Raketenspitze bei  $R > 0$ . Starten lässt man die Rakete zusammen mit dem Lichtstrahl zur Zeit  $t = T = 0$ , und zur Zeit  $t$  bzw.  $T$  komme der Strahl beim Empfänger an;

$T$  wird von einer Uhr beim Empfänger abgelesen. Die Rindlermetrik in den R/T-Koordinaten lautet nun (mit  $d\Phi = d\Theta = 0$ ), wenn  $R_H = \frac{c}{H}$  ist:

$$ds^2 = c^2 d\tau^2 = c^2 \left(1 - \frac{R}{R_H}\right)^2 dT^2 - dR^2 \quad \text{und damit} \quad \frac{d\tau}{dT} = 1 - \frac{R}{R_H} \quad \text{und} \quad \frac{dR_{\text{Licht}}}{dT} = \left(1 - \frac{R}{R_H}\right) c \quad (2)$$

Mit  $DV = Hc DR = Hc R = V$  erhält man die Rindlermetrik in Potentialschreibweise ( $DV$  ist eine „kleine“ Potentialdifferenz, die vom Lichtstrahl vom Sender bis zum Empfänger durchlaufen wird):

$$ds^2 = c^2 d\tau^2 = c^2 \left(1 - \frac{DV}{c^2}\right)^2 dT^2 - dR^2 \quad \text{und damit} \quad \frac{d\tau}{dT} = 1 - \frac{DV}{c^2} \quad (\text{Pound-Rebka-Experiment}) \quad (3)$$

(2) und (3) legen 2 verschiedene Metrikinterpretationen nahe (ART meint allgemeine Relativitätstheorie):

- A. **Die ART- oder eigentliche Metrikinterpretation** nimmt ortsabhängige Uhrgänge und/oder Massstäbe an, wie dies (2) nahe legt. Diese Interpretation physikalisiert die Raumzeit.
- B. **Die Scheinmetrik- oder Potentialinterpretation** führt die experimentell zugänglichen Größen nicht – bzw. höchstens scheinbar – auf metrische Raumzeiteigenschaften zurück, sondern auf den Einfluss gravitativer Potentialfelder auf die Lichtausbreitung. Lichtsignale erfahren nach (3) eine Frequenzverschiebung (und Zeitdehnung): Der Licht- bzw. Photonenergie  $E = h\nu$  nach Planck (1899) und Einstein (1905) kann man nach Poincaré (1900) und wieder Einstein (1905) eine träge Masse  $m_{\text{träg}} = \frac{E}{c^2} = \frac{h\nu}{c^2}$  zuordnen, womit man die infinitesimale Energieänderung  $dE = h d\nu$  von (monochromatischem) Licht der Frequenz  $\nu_0$  in einem Schwerfeld erhält, wenn man die vom Licht durchlaufene Potentialdifferenz  $dV$  kennt:

$$dE = h d\nu = -m_{\text{träg}} dV = -\frac{h\nu_0}{c^2} dV; \quad \text{daraus folgt mit } a = -\frac{dV}{dR} \text{ bzw. } dV = -a dR : \\ \frac{d\nu}{\nu_0} = -dz = -\frac{dV}{c^2} = \frac{a}{c^2} dR \quad \text{und mit } a = -Hc \text{ (für Licht in der WPT) folgt} \quad dz = H \frac{dR}{c} \quad (4)$$

Ruhende Uhren laufen darum „in Wahrheit“ überall und immer gleich schnell, denn (monochromatische) Lichtsignale, die selber auch Uhren sind, verlieren beim Überwinden von Potentialdifferenzen Energie und werden „röter“. Man misst so nicht die Senderfrequenz, sondern die Frequenz von „müdem“ Licht. Weil die gravitative Lichtermüdung letztlich aus der Äquivalenzraketenbetrachtung folgt, gilt sie für alle Informationsübertragungen mit „c-schnellen“ Signalen. Die (schein-)metrische Beschreibung bleibt aber sehr nützlich, weil sie – falls man  $\eta$  (Minkowskimetrik) als (wahre) „Hintergrundmetrik“ wählt – automatisch die SRT berücksichtigt. Da die Potentialinterpretation auf gesicherter Physik (Pound-Rebka) beruht, ist sie der eigentlichen Metrikinterpretation überlegen, und die WPT-Kosmologie wäre bei Gültigkeit der ART-Metrikinterpretation sogar widersprüchlich.

Im Zusammenhang mit der Äquivalenzrakete sind immer drei Zeitmasse zu unterscheiden: Der inertielle Globalzeittakt  $dt$ , der Raketenzeitakt  $dT$  der Empfängeruhr und der Eigentakt  $d\tau$  der (virtuellen) Senderuhr oder anders betrachtet des „müden“ Lichtstrahls. Nach Interpretation B. sind (momentane) Eigenzeitmasse immer auch Globalzeitmasse.

### 3.1 Von der Rindler- zur WPT-Metrik, Lichtlaufzeit und Distanz

Nach ART-Standardmetrikinterpretation laufen Uhren in einem  $r$ -Potential wie in der WPT mit der Metrik (3) nur beim Lichtsender bei  $r = R = 0$ , wo solche Potentiale verschwinden, „richtig“, während Massstäbe nicht beeinflusst werden. Letzteres stimmt aber nicht, da in der hier fundamentalen SRT Längenmessungen auf der Lichtlaufzeit beruhen (Poincaré 1905): Eine gravitative Verkürzung (Dehnung) des (SRT-)Zeitmasses verkürzt (dehnt) auch das (scheinbare) Längenmass, weswegen die Lichtgeschwindigkeit – wie in der SRT – konstant bleiben sollte, was in der Rindlermetrik (2) nicht der Fall ist. Damit die Lichtgeschwindigkeit in metrisch/allsymmetrischer Beschreibung konstant bleibt, muss man den  $dT$ -Multiplikationsfaktor auch auf  $dR$  anwenden, das in der Rindlermetrik noch  $dr$  entspricht. Etwas ausführlicher:  $\frac{dr}{dt} = \frac{dr}{d\tau} = \frac{dr}{\sqrt{g_{00}}dT} = c$  bzw.  $\frac{dr}{dT} = \sqrt{g_{00}} c$  wie in (3). Statt einer ortsabhängigen Lichtgeschwindigkeit  $\frac{dr}{dT}$  kann man ein ortsabhängiges  $dR$  mit  $dr = \sqrt{g_{00}} dR$  einführen, was zu  $\frac{dR}{dT} = c$  führt. Damit und mit  $\dot{R} = 0$  erhält man aus (2) die allsymmetrische **WPT-Metrik**, wobei das „Pound-Rebka- $\frac{d\tau}{dT}$ “ unverändert bleibt und ebenso der wichtige Zusammenhang zwischen  $t$  und  $T$  in (1):

$$ds^2 = c^2 d\tau^2 = \left(1 - \frac{R}{R_H}\right)^2 (c^2 dT^2 - dR^2) \quad \text{und damit} \quad \frac{d\tau}{dT} = 1 - \frac{R}{R_H} \quad \text{und} \quad \frac{dR_{\text{Licht}}}{dT} = c \quad (5)$$

Nur weil  $R$  den (scheinbaren) Abstand vom Sender zum Empfänger bedeutet, und nicht den Abstand zu einem absolut bekannten Gravitationszentrum, ist diese Metrik allsymmetrisch; in [13] wird auch die Schwarzschildmetrik – analog zur WPT-Metrik hier – ohne ART physikalisch plausibel gemacht.

$R$  und  $T$  – wie auch  $r$  und  $t$  – sind „nur“ in einer „grosslokalen“ Umgebung des Beobachters direkt und (fast) unverfälscht messbar, während  $\tau$  die Eigenlichtlaufzeit angibt, die von der Lichtstrahluhr, z.B. einem kurzen Lichtstrahl, angezeigt und „aufsummiert“ wird. Einen solchen monochromatischen Lichtstrahl, der über seine inverse Frequenz eine Uhr darstellt, betrachten wir nun näher:  $\nu_E$  sei die Frequenz, wenn man sie beim Empfänger misst und  $\nu_S$ , wenn man sie direkt beim Sender oder an einer beliebigen Stelle – bei einem virtuellen Sender – des Lichtstrahls auf dem Wege zum Empfänger misst. Wegen  $\frac{d\tau}{dT} = \frac{\nu_E}{\nu_S}$  und  $z = \frac{\nu_S}{\nu_E} - 1$  erhält man aus (5) die Rotverschiebung  $z = \frac{1}{1 - \frac{R}{R_H}} - 1 = \frac{\frac{R}{R_H}}{1 - \frac{R}{R_H}}$  und für  $\frac{R}{R_H} = \frac{H R}{c} \ll 1$  das Hubblegesetz  $c z \sim v \sim H R$ . Weil  $R$  und  $T$  – ausser für „kleine“ Werte – nicht direkt beobachtbar sind, sondern nur  $z$ , drücken wir  $R (= c T)$  und  $dR (= c dT)$  durch  $z$  und  $dz$  aus:

$$R = R_H \frac{z}{1+z} \quad \text{bzw.} \quad 1 - \frac{R}{R_H} = \frac{1}{1+z} \quad \text{und aus (4)b mit } \frac{dR}{c} = dT \text{ erhält man } dT = \frac{dz}{H} \quad (6)$$

$d\tau$  und  $dT$  haben hier zwei unterschiedliche Bedeutungen: Einerseits meinen sie infinitesimale Zeitmasse und andererseits meinen sie einen infinitesimalen Zeitschritt des Lichtstrahls auf dem Wege vom Sender zum Empfänger; infinitesimal kleine Zeitmasse können aber auch als infinitesimale Zeitschritte dienen, wovon in (6)c Gebrauch gemacht wird. In (6)c entspricht  $dz$  nämlich der infinitesimalen  $z$ -Änderung, wenn das Licht während einer infinitesimal kurzen Zeitspanne  $dT$  (bzw.  $d\tau = dt$ ) die infinitesimal kleine Potentialdifferenz  $dV = Hc dR$  durchläuft. Damit erhält man unter Beachtung von (6) durch Integration aus (5)b die mit einer Lichtstrahluhr gemessene (Eigen-)Lichtlaufzeit  $\tau_l$  vom Sender bis zum Empfänger, wenn die bekannte, totale Frequenzverschiebung zwischen Sender und Empfänger  $z$  beträgt:

$$d\tau = \sqrt{g_{00}} dT = \left(1 - \frac{R}{R_H}\right) dT = \frac{1}{1+z} dT = \frac{1}{1+z} \frac{dz}{H} \quad \text{und daraus} \quad \tau_l(z) = \frac{\ln(1+z)}{H} \quad (7)$$

$\tau_l$  ist die Eigenlichtlaufzeit in der T-Zeit der Empfängeruhr. Die Beziehung zwischen der Weltzeit  $t$  und der Scheinzeit  $T$  ist  $t = \frac{1}{H} \sinh(H T)$  aus (1); ersetzen von  $T$  mit  $\tau_l(z)$  ergibt die inertielle, (wahre) kosmische Lichtlaufzeit  $t_l(z)$  mit der (wahren) WPT-Senderdistanz  $D_l(z)$ :

$$t_l(z) = \frac{\sinh(\ln(1+z))}{H} \quad \text{und} \quad D_l(z) = \frac{c}{H} \sinh(\ln(1+z)) \quad \text{mit} \quad H = \sqrt{\frac{8\pi}{3}} G \rho \quad (8)$$

$D_l$  ist in der WPT die euklidische Lichtlaufdistanz und in der Standardkosmologie die metrische Distanz in einem leeren, hyperbolischen All mit  $(\Omega_m, \Omega_\Lambda) = (0, 0)$  (z.B. [8], Seite 493), das dem Milne-Modell entspricht, das die Beobachtungen gut beschreibt (Abschnitt 2).  $H$  folgt daraus, dass die WPT-Kosmologie mit  $\rho \rightarrow 0$  der euklidischen Friedmann-Lemaître-Kosmologie mit  $\Lambda = 0$ ,  $t \rightarrow \infty$  und  $\Omega_m \rightarrow 0$  entspricht.

## 4 Die Hintergrundstrahlung in der WPT

Die Hintergrundstrahlung ist im Rahmen der WPT – stark vereinfacht gesagt – ermüdetes bzw. gravitativ (Pound/Rebka) rotverschobenes Sternenlicht, das auf seinen Wegen „nachthermalisiert“ wird, denn in einem statischen All gibt es für eine Schwarzkörperthermalisierung immer genug Zeit und die mittlere freie Weglänge ist gemessen an den lokalen Strukturen genügend gross, so dass diese Strukturen sehr gut „ausgemittelt“ werden, was zu einer grossen Homogenität der Hintergrundstrahlung führen muss. Der Abstand zur letzten Streufläche (in Analogie zur Standardkosmologie) ergibt sich dann für jeden beliebigen Beobachter als die Distanz, bei der die durch Streuungen massiv vergrösserten Sternscheiben zu überlappen beginnen. D.h. aber, dass die letzte Streufläche nur ein Effekt der (streuenden) Lichtausbreitung ist. Weil die WPT-Metrik (5) konform flach ist wie jede allsymmetrische Metrik, bleibt ein Planckspektrum in der WPT für alle Zeiten ein Planckspektrum, wenn es dies zu einer bestimmten Zeit  $t$  ist, was in andern Lichtermüdungstheorien nicht der Fall ist.  $t$  ist im Falle der Standardtheorie die universelle Friedmannzeit, die seit dem Urknall verstrichen ist, während  $t$  in der WPT nur die Lichtlaufzeit meint, seit das Licht die letzte Streufläche verlassen hat, die in beiden Fällen die Temperatur der Planckstrahlung bei einigen 1000 Kelvin am Orte der letzten Streufläche absolut festlegt, einmal durch die Rekombinationstemperatur des Urplasmas und einmal – etwas vereinfacht – durch die mittlere Sternoberflächentemperatur. Eine genauere Quantifizierung in der WPT wird erst nach Ausarbeitung einer Thermodynamik für ein aktual unendliches und stabil statisches All unter Beachtung der kosmischen Rotverschiebung möglich sein.

## 5 Abriss der Weltpotentialtheorie (WPT)

### 5.1 Vorbemerkung zum heutigen Stand der Weltpotentialtheorie

Die WPT-Kosmologie ist eine (schein-)metrische Theorie unter Annahme des kosmologischen Prinzips und einer aktual unendlichen Massenschale, die Testteilchen ein Gravitationszentrum an ihrem jeweiligen, momentanen Aufenthaltspunkt vortäuscht (5.2 und [13]). Lokalen Gravitationstheorien verhilft die WPT mit (Massenschalen-)Zusatztermen zu globaler Gültigkeit (5.3 und [12]).

### 5.2 Physikalische Begründung des r-Weltpotentials für ein aktual unendliches All

Unter Allsymmetrie können Potentialdifferenzen zwischen zwei beliebigen Punkten A und B nur vom Relativabstand  $r$  zwischen diesen Punkten abhängen, nicht aber von der Absolutlage relativ zu lokal, individuell beobachtbaren/unterscheidbaren Gravitationszentren, da es solche nicht gibt. Einzig ausgezeichneter Punkt in einem allsymmetrischen All ist der momentane Aufenthaltspunkt einer Testmasse (oder eines Lichtstrahls), der sich darum als effektives Schwerezentrum anbietet, was bewirkt, dass Testkörper immer gebremst werden. Diese dissipative Weltbeschleunigung muss unter Allsymmetrie konstant sein und das zugehörige, testteilchen- bzw. lichtstrahlenspezifische Weltpotential kann darum nur von  $r^0$  oder  $r^1$  abhängen, weil andere  $r$ -Exponenten zu einer  $r$ -abhängigen Beschleunigung, dem Gradienten des Weltpotentials, führen würden. Für ein nicht leeres All kommt nur ein  $r^1$ -Potential in Frage, das aber noch von Testkörpereigenschaften, wie der Geschwindigkeit, abhängen kann und muss, denn auf im Gravitationszentrum bzw. im Weltsubstrat ruhende Testmassen wirkt unter den gemachten Annahmen keine Kraft. Darum ist die dissipative Weltbeschleunigung  $\vec{a} = -k = -Hc$ , die sich aus dem Weltpotential  $V(r) = k r = Hc r$  ergibt, mit  $f(\beta)$  zu vervollständigen:

$$\vec{a} = -k f(\beta) \frac{\vec{r}}{r} \text{ mit } \beta = \frac{v}{c}, f(0) = 0 \text{ und } f(1) = 1, \text{ so dass } \vec{a} = 0 \text{ für } v = 0.$$

Ein besonders einfacher Ansatz für  $f$  ist  $f(\beta) = \beta^\nu$  mit  $\nu = 1$ . Für die Schwerebeschleunigung  $\vec{a}$  auf Testteilchen und Licht in einem ideal homogenen Allsubstrat erhält man damit und mit  $k = Hc$ :

$$\vec{a} = -k f(\beta) \frac{\vec{r}}{r} = -Hc \beta \frac{\vec{v}}{v} \quad \text{bzw. für Licht} \quad a_{\text{Licht}} = -Hc \quad (9)$$

Damit erhielten wir im Abschnitt 3 Resultate, die in Abschnitt 2 eine mit den Supernova-Beobachtungen gut verträgliche Helligkeits/Rotverschiebungs-Beziehung zeigten, was bedeutet, dass die real vorkommenden, „lokalen“ Verletzungen der Allsymmetrie auf „genügend grossen“, kosmischen Distanzen keine merkliche Rolle spielen. Dies ist nicht überraschend, da die (post)newtonsche Gravitationsbeschleunigung  $\vec{a}_N$  lokaler Massenverteilungen im allergrössten Teile des Kosmos weit kleiner als  $Hc$  ist, und es ist darum nahe liegend und – wie der Erfolg zeigt – auch zulässig in allen Weltpunkten mit  $\vec{a}_N \ll Hc$  Allsymmetrie anzunehmen. Das Gebiet aller Weltpunkte, die dieser Bedingung gehorchen, nennen wir **Ätherzone**.

Es gibt eine zweite Zone, in der Testmassenbahnen sehr gut bekannt sind und wo sich die (post)newtonschen Gleichungen bisher sehr gut bewährt haben, nämlich die Bereiche mit Schwerebeschleunigungen wie im Planetensystem. Einfachheitshalber beschränken wir uns auf den zentralsymmetrischen Fall mit dominanter Zentralmasse, da er besonders einfach, aber wegen der vielen astronomischen Systeme, die er in sehr guter Näherung beschreibt, auch besonders wichtig ist. Die Umgebung solcher Zentralmassen mit  $\vec{a}_N \gtrsim Hc$  nennen wir **Keplerzone**.

Das verbliebene Kernproblem liegt darin, eine stetige und glatte Verbindung zwischen der gut bekannten Kepler- und der gut bekannten Ätherzone herzustellen, indem wir zwischen diese beiden Zonen die **MOND-Zone**, die noch Zentralsymmetrie zeigt, und die **Delokalisierungszone** einschieben, in der der Übergang zur Allsymmetrie statt findet (Letztere wurde mangels genügend spezifischer Beobachtungsdaten bisher nicht näher untersucht):

### 5.3 Die Weltpotentialtheorie (WPT) zwischen Zentral- und Allsymmetrie:

Leiten lassen wollen wir uns bei der Verbindung von Kepler- und Ätherzone durch die Faraday nachempfundene Überlegung, wonach die Feldlinien einer lokalen Schwerequelle mit der nicht direkt beobachtbaren, aktual unendlichen Massenschale, die wir als Quelle des Weltpotentials ansehen, „kurzschliessen“ sollen ähnlich wie Feldlinien

einer positiven mit einer negativen Ladung, was so aussieht, als wenn sich die Weltbeschleunigung – bei genügend grosser lokaler Feldstärke – an den (post)newtonschen Feldlinien der lokalen Massenverteilungen ausrichtete.

Die „Vollausrichtung“ der Weltbeschleunigung an lokalen Feldlinien erwartet man bei Schwerebeschleunigungen von  $F_M Hc$  ( $\approx Hc$ ), wo  $F_M$  eine Konstante ( $> 1$ ) der Grössenordnung 1 ist, denn Vollausrichtung ist erst zu erwarten, wenn  $a_N = GM/r^2$  grösser als  $Hc$  ist. Mit Zentralmasse  $M$  folgt für  $r = R_M$  die

$$\text{WPT/MOND-Fundamentalbeziehung} \quad \frac{GM}{R_M^2} = a_{N_M} = F_M Hc \quad \text{bzw.} \quad R_M = \sqrt{\frac{GM}{F_M Hc}} \quad (10)$$

$a_{N_M}$  stimmt grössenordnungsmässig mit dem rein heuristisch gefundenen, universellen MOND-Beschleunigungsparameter  $a_0 \sim Hc$  überein, ab etwa dem die Abweichungen von der kepler/newtonschen Gravitationstheorie in Galaxien wesentlich werden. Bei Vollausrichtung ( $r = R_M$ ) tritt die Weltbeschleunigung rein konservativ in Erscheinung, und zwar als eine die „Newtonbeschleunigung“  $\vec{a}_N$  verstärkende Beschleunigung  $\vec{a}_K(R_M) = \vec{a}_M(R_M) = Hc \frac{\vec{a}_N}{a_N}$ ; der hier nicht näher behandelte „Rest“ der Weltbeschleunigung hängt nicht von  $r$ , sondern von der Radialgeschwindigkeit  $\dot{r}$  ab [12]. Für  $r \rightarrow \infty$  muss der konservative WPT-MOND-Term  $\vec{a}_M$  verschwinden, weil die Weltbeschleunigung in der Ätherzone nur dissipativ wirkt und für  $r \rightarrow 0$  muss der konservative WPT-Kepler-Term  $\vec{a}_K$  verschwinden, weil in der Kepler- (und MOND-Zone) die angenommene Zentralmasse  $M$  für die WPT-Zusatzbeschleunigungen  $\vec{a}_K$  (und  $\vec{a}_M$ ) absolutes Gravitations(leih)zentrum ( $r = 0$ ) ist, in dem auf (ruhende) Testmassen keine Kräfte wirken. Damit erhält man für  $\vec{a}_K$  in Analogie zu (9) ( $\beta$  wird durch  $r/R_M$  ersetzt und  $f$  sei  $f = (r/R_M)^\mu$  mit  $f(0) = 0$  und  $f(1) = 1$ ):

$$\vec{a}_K = -k f\left(\frac{r}{R_M}\right) \frac{\vec{r}}{r} = Hc \left[\frac{r}{R_M}\right]^\mu \frac{\vec{a}_N}{a_N} \quad \text{für } r \leq R_M \quad (\text{WPT-Kepler-Zusatzterm}) \quad (11)$$

Für  $\mu \gtrsim 1,5$  ist dieser WPT-Zusatzterm mit den Planetenephemeriden verträglich [12]. An die Keplerzone schliesst sich für  $r \geq R_M$  und ganz ungefähr  $r \lesssim 100 R_M$  die **MOND-Zone** an, die durch die **MOND-Hypothese** charakterisiert wird, wonach die konservative MOND-Beschleunigung  $\vec{a}_M$  proportional zu  $1/r$  ist: Weil ihre (wahre) Quelle die nicht lokale Massenschale ist, muss  $\vec{a}_M$  schwächer als mit  $r^2$  (Kepler/Gauß-Überlegung) abnehmen, aber stärker als mit  $r^0$ , damit MOND- und Ätherzone stetig verbunden werden können; physikalisch plausibel ist eine  $r^1$ -Abnahme, die in Analogie zu (11) zu  $\vec{a}_M$  mit dem Potential  $V_M$  führt ( $[(r/R_M)^\mu]$  wird durch  $R_M/r$  ersetzt, und  $f$  ist dann  $f = R_M/r$  mit  $f(1) = 1$  und  $f(\infty) = 0$ ):

$$\vec{a}_M(r) = -k \frac{R_M}{r} \frac{\vec{r}}{r} = Hc \frac{R_M}{r} \frac{\vec{a}_N}{a_N} \quad \text{mit } V_M(r) = k R_M \ln(r) \quad \text{für } r \geq R_M \quad (\text{WPT-MOND-Term}) \quad (12)$$

$\vec{a}_M$  kann der  $1/r$ -Abhängigkeit wegen die flachen Rotationskurven von Spiralgalaxien erklären.

Vor allem in der grösseren Umgebung von  $R_M$  bestehen im Rahmen der WPT noch einige Freiheiten bei der Glättung des Kepler/MOND-Überganges, auf die wir hier nicht eingehen, da es uns in dieser Arbeit nur darum geht die Kernpunkte der WPT vorzustellen.

**Zusammenfassend** erhält man aus (10), (11) und (12) für die **Kepler-** ( $r \leq R_M$ ) **und MOND-Zone** ( $r \geq R_M$ ) und für Testkörper auf Kreisbahnen, die nicht von der „Weltdissipation“ betroffen sind und für die allein zuverlässige Beobachtungsdaten vorliegen:

$$a = \frac{GM}{r^2} + Hc \left[\frac{r}{R_M}\right]^\mu \quad \text{für } r \leq R_M \quad \text{mit } \mu \gtrsim 1,5 \quad \text{und} \quad (13)$$

$$a = \frac{GM}{r^2} + Hc \frac{R_M}{r} \quad \text{für } r \geq R_M \quad \text{mit } R_M = \sqrt{\frac{GM}{F_M Hc}} \quad \text{und } F_M \approx 6 \quad (\text{siehe unten}) \quad (14)$$

Für „genügend“ grosse  $r$  bzw. bei vernachlässigbarem  $GM/r^2$  erhält man in der MOND-Zone aus (14)

für die **Weltpotentialtheorie**:

und für Milgroms **MOND-Ansatz** (siehe [9]):

$$a = Hc R_M/r = \sqrt{GMHc/F_M}/r$$

$$a = \sqrt{a_N a_0} = \sqrt{a_0 GM/r^2} = \sqrt{GM a_0}/r$$

Daraus folgt, wenn man Übereinstimmung bei „grossen“  $r$  verlangt,  $a_0 = Hc/F_M$  mit  $F_M \approx 6$ , wenn  $H \approx 70 \frac{\text{km/s}}{\text{Mpc}}$  ist (siehe z.B. [9, 10]). Weiter folgt für „grosse“  $r$  aus (12) mit  $a = v^2/r$  bzw. für Kreisbahnen die wichtige Tully/Fisher-Regel, wenn  $M$  proportional zur Leuchtkraft  $L$  ist:

$$v_{\text{Sättigung}} = \sqrt[4]{GHc/F_M} \sqrt[4]{M} = \text{Konst.} \sqrt[4]{M} = \text{Konst.} \sqrt[4]{L} \quad \text{für Galaxienausserbereiche} \quad (15)$$

Damit ist die Mondartigkeit der Galaxiendynamik im Rahmen der WPT für die Aussenbereiche der Spiralgalaxien nachgewiesen; sie beruht auf den flachen Rotationskurven, der Tully/Fisher-Regel und der Universalität des MOND-Parameters  $a_0 = Hc/F_M \sim Hc$ .

Der etwas spekulative **WPT-Dissipations-Term** für die Keplerzone führt zur anomalen, scheinbaren Abbremsung der Pioneer-Raumsonden bei weiterhin richtigen Voraussagen für das Planetensystem [12].

## 6 Schlussfolgerungen

Aus dem Weltpostulat bzw. der Allsymmetrie mit aktual unendlich angenommener Massenschale mit Dichte  $\rho$  folgt zwingend ein r-proportionales, gravitatives Weltpotential mit für Licht dissipativer, konstanter Weltbeschleunigung  $-Hc$ , aus der über Äquivalenzraketenbetrachtungen und damit über die Rindlermetrik die für die Kosmologie zuständige WPT-Metrik folgt (siehe auch [13]), was aber nur widerspruchsfrei möglich ist, wenn man die übliche ART-Metrikinterpretation durch eine lichtstrahlrelative Scheinmetrik- oder Potentialinterpretation mit einer (wahren) Poincaré-Minkowski-Hintergrund-Raumzeit ersetzt [13], was die bisherige Inkompatibilität der QM mit der Gravitation allermindestens stark reduziert und die Schwarzschildmetrik ohne die ART-Feldgleichungen begründbar macht. In der Kosmologie erhält man die beobachtete Helligkeits/Rotverschiebungs-Beziehung der Supernovae Ia samt Zeitlupeneffekt mit nur einem einzigen „leicht freien“ Parameter, der Hubblekonstante  $H = \sqrt{\frac{8\pi}{3} G \rho}$ . Mittels eines physikalisch plausiblen Einbezugs der Weltbeschleunigung in die Himmelsmechanik folgt schliesslich die MOND-Artigkeit der Spiralgalaxiendynamik, während die Hintergrundstrahlung auf rotverschobenes (ermüdetes) **und** nachthermalisiertes fernes Sternenlicht zurückgeführt wird. Dies alles übersteigt die Möglichkeiten der Urknalltheorien und aller mir bekannten alternativen Ansätze bei weitem. Allerdings ist noch viel Arbeit erforderlich, bis die neue Theorie, gar neue Physik definitiv beurteilt werden kann; insbesondere geht es um das Auffinden/Verifizieren eines Elemente/Massen-Kreislaufes – z.B. über die relativistischen Materiestrahlen aus aktiven Galaxienkernen – auf den ein statisches All zwingend angewiesen ist (siehe auch [12]).

## Literatur

- [1] F. Zwicky, Die Rotverschiebung von extragalaktischen Nebeln, *Helv. Physica Acta* 6, 1933, Seiten 110-127
- [2] M. Milgrom, A Modification of the Newtonian Dynamics as an Alternative to the Hidden Mass Hypothesis, *Astrophysical Journal*, Bd. 270, S. 365 (1983)
- [3] P. Astier u.a., The Supernova Legacy Survey: Measurement of  $\Omega_m, \Omega_\Lambda$  and  $w$  from the First Year Data Set, 14. Okt. 2005, astro-ph/0510447
- [4] Adam G. Riess u.a., New Hubble Space Telescope Discoveries of Type Ia Supernovae at  $z = 1$ : Narrowing Constraints on the Early Behavior of Dark Energy, 17. Nov. 2006, astro-ph/0611572
- [5] Eckhard Rebhan, *Theoretische Physik*, Spektrum Akademischer Verlag, 1999, Teil V, speziell 31.1 Newton-Kosmologie und 31.2 SRT-Modell von Milne
- [6] Otto Heckmann, *Theorien der Kosmologie*, Springer Verlag, berichtigter Nachdruck 1968 (1942), erster Teil
- [7] E.A. Milne, A Newtonian expanding universe, *Quart. J. Math.*, Oxford Ser. 5, 1934, Seiten 64-72
- [8] Bergmann und Schaefer, *Sterne und Weltraum*, Band 8, de Gruyter, 2002, 6.3.6 Entfernungen im Kosmos
- [9] M. Milgrom, The Modified Dynamics – A Status Review, 20. Okt. 1998, astro-ph/9810302
- [10] R.H. Sanders, Modified Newtonian Dynamics and its Implications, 29. Juni 2001, astro-ph/0106558
- [11] R.H. Sanders et S.S. McGaugh, Modified Newtonian Dynamics as an Alternative to Dark Matter, astro-ph/0204521
- [12] Peter Wolff, *Weltpotentialtheorie – Kosmologie ohne Urknall und dunkle Materie – oder – die Schwerkraft und das Unendliche*, ur.pdf
- [13] Peter Wolff, *Kosmische Gravitation – oder – Gravitation unter Zentral- und Allsymmetrie*, 3. Version, 13. Nov. 2008, Grav.pdf
- [14] Peter Wolff, *Cosmologie sans Big Bang ni matière noire*, 11. Dez. 2008, TPC.pdf