

# WELTPOTENTIALTHEORIE

## Kosmologie ohne Urknall und dunkle Materie

oder

### Das Unendliche und die Schwerkraft

Peter Wolff

6. Oktober 2007

**Kurzfassung** — Diese Arbeit ist teilweise überholt. Neueres findet man auf der WPT-Seite.

Ausgangspunkt der Weltpotentialtheorie (WPT) ist das schwache kosmologische Prinzip, womit sich ein gravitatives Weltpotential im Sinne der newtonschen Kosmologie begründen lässt, das aber zu  $r$  (statt zu  $r^2$ ) proportional ist, woraus das Hubble-Gesetz und die Proportionalitätskonstante  $H \bullet c$  folgen und die globale, dissipative Weltbeschleunigung  $H \bullet c \bullet f(\beta)$  mit  $f(0) = 0$  und  $f(1) = 1$ , die ein absolutes Ruhesystem auszeichnet. Weltbeschleunigungsquelle ist die als aktuell unendlich angenommene, nicht direkt beobachtbare Massenschale, die den beobachtbaren, endlichen Teil des Alls umgibt. Die Weltbeschleunigung ergibt mit SRT und schwachem Äquivalenzprinzip eine Helligkeits/Rotverschiebungsbeziehung, die dem Friedmannmodell eines leeren Alls entspricht, das die Beobachtungen korrekt beschreibt. Weiter erhält man mit plausiblen Annahmen über den Einbezug dieser Beschleunigung in die klassische Himmelsmechanik im Außenbereich von drehstabilen Systemen (Spiralgalaxien) die gleichen Resultate wie mit Milgroms MOND-Ansatz, der die Spiralgalaxiendynamik ohne dunkle Materie erklärt. Die analoge Berechnung druckstabiler Systeme (Haufen) ist ziemlich komplex. Qualitativ scheint die Weltpotentialtheorie aber realitätsnäher zu sein als MOND, auch wenn quantitative Abgleiche und Parameteranpassungen dazu noch ausstehend sind.

Die Weltpotentialtheorie ist auf genügend großen Skalen mit einem isotropen, homogenen und stabil statischen All vereinbar. In so einem All erwartet man an Stelle schwarzer Löcher überdichtete Massen und einen Elemente/Massenkreislauf, was mit den bisherigen Beobachtungen verträglich ist.

#### Abstract

The starting point of the World Potential Theory (WPT) is the weak cosmological principle, from which a gravitative world potential in the sense of the newtonian cosmology can be derived, which is proportional to  $r$  (instead to  $r^2$ ). From this follows the rule of Hubble and the constant of proportionality  $H \bullet c$  and a global, dissipative world acceleration  $H \bullet c \bullet f(\beta)$  with  $f(0) = 0$  and  $f(1) = 1$  that defines an absolute rest system. The source of the world acceleration is the massshell, assumed as actually infinite and not directly observable, surrounding the observable finite part of the universe. Using SRT and the weak principle of equivalence the world acceleration results in a luminosity/redshift relation, that 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. But 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.

The World Potential Theory on sufficient great scales is consistent with an isotropic, homogeneous and stable static universe. In such a universe one expects overdense masses instead of black holes and a circulation of elements and masses, what is up to now compatible with the observations.

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Vorbemerkungen</b>	<b>3</b>
<b>2</b>	<b>Das r-proportionale Weltpotential</b>	<b>4</b>
2.1	Begründung der r-Proportionalität mit dem Weltpostulat . . . . .	4
2.2	Physikalische Plausibilitätsbetrachtungen zum Weltpotential . . . . .	6
2.3	Weltzeit mit kosmischer Uhrensynchronisation . . . . .	7
<b>3</b>	<b>Himmelsmechanik zwischen Zentral- und Allsymmetrie</b>	<b>8</b>
<b>4</b>	<b>WPT-Gravitation</b>	<b>9</b>
<b>5</b>	<b>Folgerungen aus der Weltpotentialtheorie</b>	<b>14</b>
5.1	Die theoretische kosmologische Rotverschiebung . . . . .	14
5.1.1	WPT-Herleitung der kosmischen Rotverschiebung . . . . .	14
5.1.2	Vergleich mit der metrischen (Friedmann-)Kosmologie: . . . . .	16
5.1.3	Die Hintergrundstrahlung in der WPT . . . . .	20
5.1.4	Zusammenhang zwischen Distanz und scheinbarer Helligkeit . . . . .	21
5.2	Die beobachtete kosmologische Rotverschiebung . . . . .	22
5.3	Planetensystem und anomale Raumsondenabbremung . . . . .	25
5.4	Die drehstabile Galaxiendynamik . . . . .	26
5.5	Die druckstabile Haufendynamik . . . . .	27
5.6	WPT- und Friedmannkosmologie bzw. $H$ und $\rho$ . . . . .	29
5.7	Keplers Trägheitsgesetz und Newtons absoluter Raum . . . . .	29
5.8	Heutiger Stand der WPT-Überprüfungen . . . . .	30
<b>6</b>	<b>Die Kosmologie eines statischen Alls</b>	<b>30</b>
6.1	Der Elemente- und Massenkreislauf . . . . .	30
6.1.1	Grundsätzliches . . . . .	31
6.1.2	Überdichte Massen und Arps Rotverschiebungsanomalien . . . . .	31
6.2	Thermodynamik in einem statischen Kosmos . . . . .	32
<b>7</b>	<b>Ausblick</b>	<b>32</b>
<b>8</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>33</b>

# 1 Vorbemerkungen

Die Standardkosmologie fußt heute auf dem schwachen kosmologischen Prinzip und der ART. Dabei wird die Gültigkeit der ART auf großen Distanzen kaum je hinterfragt, obwohl man seit 1934 weiß [10], dass die ART für die Grundsatzfragen der Kosmologie kaum wesentlich sein kann, da man die Friedmanngleichungen unter Verwendung des schwachen kosmologischen Prinzips auch ganz klassisch herleiten kann [1]. Seit man aber die konstanten Rotationskurven im Außenbereich von Spiralgalaxien kennt und seit Mordechai<sup>1</sup> Milgrom 1983 MOND vorgestellt hat, spricht die inzwischen immer besser belegte MOND-Artigkeit der Galaxiendynamik [2, 3, 4, 5, 7, 8] dafür, daß die ART auf galaktischen/kosmischen Skalen grob falsch ist, was bedeutet, dass man bei kosmologischen Fragen von der ART absehen muss. Die ART bleibt aber eine mathematisch äußerst geschickte, relativistische Verallgemeinerung der klassischen Gravitationstheorie, die bei manchen alternativen Theorien noch fehlt, so auch beim hier vorgestellten Ansatz. Beim so erfolgreichen MOND-Ansatz von Mordechai Milgrom dauerte es rund 20 Jahre bis Bekenstein eine relativistische Variante dieser Theorie vorstellen konnte [6], nachdem viele schon bezweifelt hatten, ob dies überhaupt möglich sei. Im Rahmen der Weltpotentialarbeit werden relativistische Effekte aber nicht einfach ausgeklammert, sondern – wo nötig – durch halbklassische Betrachtungen berücksichtigt, wobei sich die WPT-Kosmologie auch bereits weitgehend metrisch formulieren lässt (Abschnitt 5.1.2).

Zudem hat die Weltpotentialtheorie – mindestens in ihrer heutigen, einfachen Form – in Bezug auf Anwendungen eine sehr schöne Eigenschaft: Sie liefert für lokale Gravitationstheorien, die klassische Schwerefeldlinien berechnen können, WPT-Terme in Abhängigkeit von eben diesen Feldlinien, die dann durch diese „kosmischen“ WPT-Terme zu ergänzen/ersetzen sind. Dabei ist es egal, ob man von der Poisson-Gleichung oder von lokalen, postnewtonschen Feldgleichungen ausgeht. D.h. die WPT ist ein 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. So erhält man die MOND-Artigkeit der Galaxiendynamik, die richtige kosmologische Rotverschiebungsbeziehung bei weiterhin richtigen Voraussagen für das Planetensystem und noch eher spekulativ die vermutete, anomale Raumsondenabbremmung bzw. die gemessene Blauverschiebung der SONDENSIGNALE.

Wegen der Bedeutung der MOND-Frage in der Weltpotentialtheorie ist es sicher von Vorteil, wenn man sich vor dem Lesen dieser Arbeit von der enormen Beschreibungsstärke von Milgroms MOND-Ansatz überzeugt (Überblicksartikel von Milgrom [3, 8] oder [4, 5] von Sanders), falls jemand MOND noch nicht kennt. MOND liefert nämlich die bisher beste, quantitative Beschreibung der Galaxien- (und Haufendynamik), die im Rahmen der klassischen Himmelsmechanik bisher auch unter Einsatz gigantischer Mengen an exotischer Dunkelmaterie sozusagen direkt vor unserer Haustüre nicht erklärt werden können, weil die simultane Erklärung der galaktischen Rotationskurven, der Tully/Fisher-Regel und der Universalität von Milgroms  $a_0$  selbst exotische Dunkelmaterie zu überfordern scheint [41], mindestens wenn man nicht physikalisch gänzlich unplausible Zusatzbedingungen an die Verteilung dieser Materie stellt.

Neben Milgroms erfolgreichem MOND-Ansatz wurde die vorliegende Arbeit vor allem von der newtonschen Kosmologie inspiriert [1, 10, 11, 14, 15], allerdings unter Berücksichtigung des Äquivalenzprinzips, d.h. insbesondere unter Beachtung der gravitativen Frequenzverschiebung von Licht in Gravitationsfeldern. Der Erste, der meines Wissens versucht hat die Rotverschiebung in noch recht eigenwilliger Weise gravitativ zu erklären, war mein Landsmann Fritz Zwicky, der in seiner Arbeit [9] auf Seite 124 eine schon früher angedachte „Gravitationsreibung“ als denkbare Ursache der Rotverschiebung anführt. In der gleichen Arbeit führt er im §5 „Bemerkung zur Streuung der Geschwindigkeiten im Coma-Nebelhaufen“ erstmals auch dunkle Materie (in gewaltigem Ausmaße) ein, auf die nun – wenigstens für den verbliebenen Teil – wieder teilweise verzichtet werden kann. Weil die neue Kosmologie zwar einfach, aber völlig ungewohnt ist, bemühe ich mich nicht um lehrbuchmäßige Kürze; selbst Wiederholungen habe ich nicht systematisch vermieden. Es handelt sich auch nicht um eine voll ausgearbeitete Theorie, was ich hier vorstelle, sondern eher um die Skizze einer neuen Kosmologie, ja eines neuen Weltbildes. Ich hoffe aber mit diesem Artikel die dazu nötigen, vertiefenden und erweiternden Arbeiten initialisieren zu können, weil derart aufwendige Arbeiten kaum ohne öffentliche Förderung nur in der Freizeit erbracht werden können, während für die Urknalltheorien Tausende von Mannjahren über Hochschulen, Universitäten und Forschungseinrichtungen finanziert werden. Zur Grundidee der WPT habe ich darum noch einen eigenen, kleinen Aufsatz [42] geschrieben, der zwar in vielem dem nun folgenden Kapitel entspricht, aber vermutlich etwas angenehmer zu lesen ist.

---

<sup>1</sup>Mordechai ist die deutsche Umschrift von hebräisch מֹרְדֵכַי, Mordehai die englische, weil Englisch kein ch kennt.

## 2 Das r-proportionale Weltpotential

### 2.1 Begründung der r-Proportionalität mit dem Weltpostulat

Weil man die Unendlichkeiten, die in Theorien über das All ins Spiel kommen, bis heute nicht wirklich im Griff hat, behilft man sich ganz allgemein mit dem Weltpostulat, dem schwachen oder sogar starken kosmologischen Prinzip: Daraus ergibt sich im Sinne der Newtonschen Kosmologie (siehe z.B. [1]), wenn man das Weltpostulat konsequent anwendet, ein zu  $r$  proportionales Weltpotential, das – wenn das All auf genügend großen Skalen statisch ist – schon fast banalerweise auf solchen Skalen, mindestens für nicht zu große  $r$ , eine  $r$ -proportionale kosmische Rotverschiebung zur Folge hat. Etwas weniger banal ist, dass man daraus halbklassisch die gleiche Rotverschiebungs/Helligkeitsbeziehung erhält wie in der Friedmannkosmologie für ein leeres Allmodell mit  $(\Omega_M, \Omega_\Lambda) = (0, 0)$ , das die Beobachtungen sehr gut wiedergibt und das dem altbekannten SRT-Modell von Milne von 1932 äquivalent ist. Etwas leichter lesbar findet man den Kerngedanken der WPT, die dissipativ wirkende, kosmische Gravitation, die als Weltbremsbeschleunigung in Erscheinung tritt, in [42].

Das Weltpostulat besagt, dass das Allsubstrat (zu jedem Zeitpunkt) homogen und isotrop sein solle, d.h. dass für einen im Substrat ruhenden bzw. mitschwimmenden Beobachter das All – wo immer er sich auch befinden möge – bezüglich aller physikalischen Messgrößen gleich aussehen solle, was eine sehr starke Einschränkung an die möglichen  $r$ -Abhängigkeiten von physikalischen Größen zur Folge hat: Aus der Isotropieforderung folgt, dass physikalische Größen nur von  $r$  (also nicht auch noch von der Richtung) abhängen dürfen, wenn der Aufenthaltsort des Beobachters bzw. der Ort eines beliebigen Substratelementes als Nullpunkt des Koordinatensystems gewählt wird. Solche elementare Substrateilchen sind in Realität Weltzellen, die mehrere Superhaufen und Waben (Hohlräume) umfassen, da erst ab diesen Skalen die Welt dem Weltpostulat in vernünftiger Näherung zu gehorchen scheint. Im Rahmen der Kosmologie ist es allgemein üblich diese Situation zu idealisieren, indem man von einem auf allen Skalen völlig homogenen Allsubstrat ausgeht, in dem dem Weltpostulat unumschränkte Gültigkeit zukommt. Das bedeutet, dass im Rahmen dieser Idealisierung alle Weltpunkte physikalisch gleichwertig sein müssen, d.h. dass dann des angenommenen Weltpostulates wegen maximale Symmetrie gilt, die wir **Allsymmetrie** nennen wollen.

Zum besseren Verständnis muss man den Beobachterbegriff und die Bedeutung von  $r$  näher erklären, da die Grundideen der Newtonschen Kosmologie, von denen ich zuerst ausging, nicht allgemein bekannt sind:

1. **Der Beobachter** ist physikalisch gesehen ein problematischer Begriff: Darum haben wir oben versucht den Beobachter im Sinne des auch in der heutigen Standardkosmologie verwendeten „Fundamentalbeobachters“ zu präzisieren, der mit einem Weltsubstratelement mitschwimmt. Beobachten kann er trotz seines Namens so aber noch gar nichts. Dazu braucht er Lichtstrahlen und/oder Testteilchen, die das Weltsubstrat zur Informationsbeschaffung durchlaufen ohne das Weltsubstrat dadurch irgendwie merklich zu beeinflussen bzw. zu verändern. Als physikalische Beobachter wollen wir nur Beobachter akzeptieren, die entweder mit - allenfalls idealisierten - realen, felderzeugenden, mindestens feldbeeinflussenden Weltkörpern wie Planeten, Sonnen, Galaxien, Galaxienhaufen oder obigen Weltzellen verbunden sind oder mit den eben genannten, mindestens in sehr guter Näherung nicht feldbeeinflussenden Testmassen wie z.B. Raumsonden. All dies sind insofern **absolut definierte Beobachter**, als sie zu einem wohldefinierten physikalischen Körper bzw. System gehören. Die genannten Weltzellen sind nun aber in idealisierter Form – unter strikter Gültigkeit der Allsymmetrie – nicht mehr als absolute Bezugskörper für Beobachter geeignet, da diese Weltzellen, die man im idealisierten Weltsystem als Punkte ansehen kann, unter der vorausgesetzten Allsymmetrie physikalisch völlig gleichwertig bzw. ununterscheidbar sind. Geht man aber von der Existenz unterscheidbarer Testmassen aus, dann können solche Weltzellen z.B. als Testmassenstartpunkte markiert und damit auch voneinander unterschieden werden. Solchen Weltsubstratelementen mit Testmassensonden zugeordnete Beobachter wollen wir **relativ definierte Beobachter** nennen. Physikalische Beobachter definieren immer ein Bezugssystem, dessen Nullpunkt man sinnvollerweise in den Beobachter bzw. in den Schwerpunkt des zugehörigen physikalischen Körpers oder Systems legt. Für kosmologische Betrachtungen bei angenommener Gültigkeit des Weltpostulats sind Polarkoordinaten zur Vermaßung des Beobachtersystems besonders gut geeignet:
2. **Der Radius  $r$**  kann nun entsprechend den obigen Beobachtersystemen absolut oder relativ definiert sein. In der klassischen, newtonschen Mechanik kennt man im Zusammenhang mit der Gravitation

nur absolut definierte  $r$ , die z.B. den Abstand zum Schwerpunkt eines Massenkörpers wie z.B. der Sonne bezeichnen. D.h. die Schwerefelder können nur bei Kenntnis der absoluten, raumzeitlichen Massenverteilungen berechnet werden. Das ist in der Kosmologie bei angenommener Allsymmetrie aber nicht mehr so, weil jetzt jeder Welpunkt gleichermaßen Mittelpunkts- bzw. Gravitationszentrumseigenschaften hat, was auch bedeutet, dass Potentialdifferenzen nur noch vom Relativabstand  $r_{A-B}$  von zwei beliebigen Welpunkten A und B abhängen können, wobei A als Ursprung bzw. Gravitationszentrum angesehen werden kann, wenn A der Startpunkte einer Testmasse ist, die frei nach B fliegt, und B kann als Nullpunkt angesehen werden, wenn B der Startpunkt einer Testmasse ist, die frei nach A fliegt: Ohne eine von A nach B oder von B nach A fliegende Testmasse gibt es keine messbare/beobachtbare Potentialdifferenz zwischen den beiden Punkten, und unter Allsymmetrie kann diese Differenz auch nicht von der Flugrichtung der Testmasse abhängen. D.h. die Allsymmetrie allein legt das Gravitationsgesetz und physikalische Größen als Funktion von  $r_{A-B}$  in einem völlig homogenen Kosmos schon weitgehend fest:

Für **skalare Größen** mit physikalischer Bedeutung, wie Massendichte und Druck des idealisierten, homogenen und isotropen Weltsubstrats folgt aus der Allsymmetrie banalerweise, dass sie konstant, d.h. unabhängig von  $r$  sein müssen; nur dann werden alle zulässigen Beobachter gleiche Messresultate solcher Größen erhalten, wie es sein muss. Legt man nur das schwache kosmologische Prinzip zu Grunde, dann dürfen diese Größen aber noch von der Zeit abhängen. Für skalare Größen wie das Gravitationspotential  $V(r)$ , dem keine direkte physikalische Bedeutung zukommt, gilt diese Forderung aber nicht; andernfalls müsste das Potential konstant sein und führte dann zu einer trivialen, inhaltsleeren Kosmologie. Weil Potentialdifferenzen eine physikalische Bedeutung zukommt, könnte man nun meinen, dass diese Differenzen und damit auch  $V(r)$  konstant sein müssen. Weil Potentialdifferenzen aber nur durch Testmassen beobachtbar/messbar sind, handelt es sich um „gerichtete“ Messungen, denen man Potentialdifferenz-Vektoren  $\vec{D}V$  zuordnen kann mit dem Betrage der jeweiligen Potentialdifferenz  $DV$  und der Richtung der Testmassenbewegung. Unter Allsymmetrie ist diese sehr einfache, „messgerechte“ Definition unkritisch, weil die Trajektorien frei fallender Testmassen dann annahmegemäß Geraden sein müssen.

Für **vektorielle Größen** wie die obigen Potentialdifferenz-Vektoren ist die Situation komplizierter als für skalare Größen: Im Fall der newtonschen Mechanik mit absolut definiertem  $r$  erhalte man allerdings auch unter Allsymmetrie nur wieder die Trivillösung. Unter Allsymmetrie können aber, wie wir schon gesehen haben, nur relative  $r$  bzw.  $r_{A-B}$  sinnvoll und widerspruchsfrei definiert werden. Man kann nun zeigen, dass die Arbeitsweg- bzw. Potentialdifferenz-Vektoren  $\vec{D}V_{A \rightarrow B}$  das Welpostulat für Gravitationspotentiale, die zu  $r^0$  und/oder  $r^1$  proportional sind, erfüllen. Für  $V(r) = k r$  gilt:

$$\vec{D}V_{A \rightarrow B} = (V(B) - V(A)) \frac{\vec{r}_{A \rightarrow B}}{|\vec{r}_{A \rightarrow B}|} = DV_{A \rightarrow B} \frac{\vec{r}_{A \rightarrow B}}{r_{A \rightarrow B}} = k(r_{A \rightarrow B} - r_{A \rightarrow A}) \frac{\vec{r}_{A \rightarrow B}}{r_{A \rightarrow B}} = k \vec{r}_{A \rightarrow B} \quad (1)$$

$\vec{D}V_{A \rightarrow B}$  ist der Arbeitswegvektor für ein Teilchen, das sich von A nach B bewegt, wenn  $\vec{r}_{A \rightarrow B}$  der Lagevektor von B in einem Koordinatensystem mit Ursprung A ist. Diesen gleichen Vektor  $\vec{D}V = k \vec{r}_{A \rightarrow B}$  von A nach B erhält man auch, wenn man einen beliebigen Punkt C als Ursprung bzw. als Testmassenstartpunkt wählt, weswegen beim  $r$ -proportionalen Potentialansatz  $k r$  das kosmologische Prinzip auch für Potentialdifferenz-Vektoren gilt: Sei  $\vec{r}_{C \rightarrow A}$  der Wegvektor von C nach A und  $\vec{r}_{C \rightarrow B}$  der Vektor von C nach B. Dann gilt rein geometrisch  $\vec{r}_{C \rightarrow A} + \vec{r}_{A \rightarrow B} = \vec{r}_{C \rightarrow B}$  bzw.  $\vec{r}_{A \rightarrow B} = \vec{r}_{C \rightarrow B} - \vec{r}_{C \rightarrow A}$ , und eine indirekte Messung von  $\vec{D}V_{A \rightarrow B}$  von C aus ergibt bei Benützung von  $\vec{D}V_{A \rightarrow B} = k \vec{r}_{A \rightarrow B}$ :

$$DV_{C \rightarrow B} \frac{\vec{r}_{C \rightarrow B}}{r_{C \rightarrow B}} - DV_{C \rightarrow A} \frac{\vec{r}_{C \rightarrow A}}{r_{C \rightarrow A}} = k (\vec{r}_{C \rightarrow B} - \vec{r}_{C \rightarrow A}) = k \vec{r}_{A \rightarrow B} = \vec{D}V_{A \rightarrow B} \quad (2)$$

Für beliebige Beobachterlage C und für beliebige Punkte A und B erhält man für ein  $r$ -proportionales Potential also immer den gleichen Arbeitswegvektor  $k \vec{r}_{A \rightarrow B}$ , wie es für eine beobachter- und ortsunabhängige, konsistente Weltbeschreibung sein muss. Wenn man den Potentialansatz  $k r$  zu  $\sum_{n=-\infty}^{\infty} k_n r^n$  verallgemeinert, erhält man aus (2) mit (1) folgende Konsistenzgleichungen für jedes  $n$ :

$$k_n \frac{(r_{C \rightarrow B}^n - r_{C \rightarrow C}^n)}{r_{C \rightarrow B}} \vec{r}_{C \rightarrow B} - k_n \frac{(r_{C \rightarrow A}^n - r_{C \rightarrow C}^n)}{r_{C \rightarrow A}} \vec{r}_{C \rightarrow A} = k_n \frac{(r_{A \rightarrow B}^n - r_{A \rightarrow A}^n)}{r_{A \rightarrow B}} \vec{r}_{A \rightarrow B} \quad (3)$$

Für  $n = 0$  wird (3) trivialerweise erfüllt, wenn man  $r_{X-X}^0 = 1$  setzt, was hier richtig ist, weil  $r^0$  für ein konstantes Potential steht. Für alle von 0 verschiedenen  $n$  muss wegen  $r_{X-X} = 0$  nun gelten:

$$\frac{r_{C \rightarrow B}^n}{r_{C \rightarrow B}} = \frac{r_{C \rightarrow A}^n}{r_{C \rightarrow A}} = \frac{r_{A \rightarrow B}^n}{r_{A \rightarrow B}} = \text{Konst.} \quad \text{Nur so folgt für (3) die geom. Identität: } \vec{r}_{C \rightarrow B} - \vec{r}_{C \rightarrow A} = \vec{r}_{A \rightarrow B}$$

Die Konsistenzgleichungen (3) werden deshalb für beliebige  $r_{A-B}$ ,  $r_{C-B}$  und  $r_{C-A}$  nur für  $n = 0$  und  $n = 1$  erfüllt. Insbesondere wird die Gleichung für  $n = 2$  (Newton und Friedmann/ART) verletzt. Eine einfachere Begründung findet man auf Seite 6 unten und Seite 7 oben. Die bisherigen, etwas formalen Begründungen wollen wir physikalisch noch einsichtiger machen:

## 2.2 Physikalische Plausibilitätsbetrachtungen zum Weltpotential

Nach Newton wie nach ART gibt es zwei einfache Modellvorstellungen für einen homogen isotropen Kosmos:

- Das **Hohlkugelmodell** führt im Innern zu einem Gravitationspotential, das konstant bzw. proportional zu  $r^0$  ist. Damit kann der newtonsche, absolute Raum plausibel gemacht und an die fernen Massen gebunden werden, womit sich dann auch zwanglos alle möglichen (Makro- bzw. klassischen) Inertialsysteme ergeben. Ganz analog dient dieses Modell auch in der ART dazu diese Makroinertialsysteme im Sinne von einbettenden Bezugssystemen zu begründen (Birkhoff-Theorem) [16].
- Das homogen/isotrope, (endliche) **Vollkugelmodell** führt im Innern zu einem Gravitationspotential, das proportional zu  $r^2$  ist. Daraus und mittels des Weltpostulats, das nur auf die Kräfte, aber nicht das Potential selbst angewandt wird, ergeben sich im Rahmen der Newtonschen Kosmologie ohne Verwendung von SRT und/oder ART die exakten Friedmangleichungen [1, 14], die die Basis der Standardkosmologie bilden. Die Friedmangleichungen beschreiben wie in der Klassik auch in der ART eine spezielle Dynamik einer im Innern homogenen, expandierenden oder implodierenden Vollkugel. Nur diese ganz spezielle Friedmaddynamik mit Hubble-Expansion oder Implosion erfüllt das Weltpostulat, demgemäß die Dynamik keinen (Mittel-)Punkt absolut auszeichnen darf.

Beide Modelle gehen von endlichen Strukturen aus. Der Grenzübergang zu einem unendlich ausgedehnten All ist beim Hohlkugelmodell kein Problem. Aber ein solches Modell beschreibt nur ein – bis auf die unendlich ferne Kugelschale – leeres All, mindestens ein All mit verschwindender mittlerer Massendichte  $\rho_\infty$  im Sinne der WPT. Testmassen in einem solchen Kosmos besitzen aber bereits Trägheit im galileisch/huygensschen Sinne, wenn man das machsche Prinzip grundsätzlich für richtig hält. Das Kuchen- oder Staubmodell ist zwar realitätsnäher, aber der Grenzübergang zu einem unendlich ausgedehnten All ist nicht offensichtlich, denn nicht nur das dazugehörige Potential, sondern auch das physikalische Kraftfeld und die oben eingeführten Potentialdifferenz-Vektoren zeichnen – unabhängig von der Vollkugelgröße – notwendig einen Mittelpunkt aus, was bei einem echt unendlichen All nicht zu erwarten ist, wenn man wenigstens ans schwache kosmologische Prinzip glaubt, das auch fast ohne jede Theorie auf genügend großen Skalen durch Himmelsdurchmusterungen, die beobachtete kosmische Rotverschiebung und vor allem durch die Hintergrundstrahlung gestützt wird, die ein Bezugssystem auszeichnet, das nach heutigem Wissensstand gut zum System der fernsten, bekannten Massen passt. Die Gültigkeit des Weltpostulates für ein (echt) unendliches und homogen/isotropes All leuchtet derart stark ein, dass ihr apriorische Gewissheit zukommt; man kann die Allsymmetrie aber nicht durch einen üblichen Grenzprozess erhalten, indem man den Vollkugelradius ohne Ende immer größer werden lässt; das ist das Grundproblem der Allbeschreibung mit dem üblichen physikalisch/mathematischen Instrumentarium. Deswegen führen wir nach Leibniz das **aktual unendliche All** ein, das per definitionem dem Weltpostulat genügen soll, in dem also Allsymmetrie gelten soll und in dem damit jeder Punkt gleichermaßen Gravitationszentrum sein soll. Es geht dann nur noch darum das Gravitationsgesetz (mit relativem  $r$ ) in diesem aktual unendlichen All zu formulieren: Schon ohne Rechnung und nur aus physikalischer Plausibilität erwartet man, dass die  $r$ -Abhängigkeit zwischen der eines Hohl- und Vollkugelmodells liegen sollte, womit sich der Ansatz eines  $r^1$ -proportionalen Gravitationspotentials aufdrängt, was mit dem zusammenpasst, was aus dem letzten Kapitel bereits bekannt ist, dass nämlich als Gravitationspotential – nach der Zuordnung des  $r^0$ -Ansatzes zum Hohlkugelmodell – nur noch der  $r^1$ -Ansatz übrig bleibt, der das Weltpostulat erfüllen kann. Zur physikalischen Untermauerung einige Ergänzungen: Potentialdifferenzen können bei Beachtung des Weltpostulats nur von den Abständen von jeweils 2 Allpunkten abhängen, wobei man einen immer zum Potentialnullpunkt, zum „Weltmittelpunkt“, machen darf, was das anschauliche Verständnis sehr erleichtert: Weil alle Weltpunkte gemäß Weltpostulat Gravitationszentren sind, wirkt auf eine Testmasse immer der am momentanen Ort der Testmasse gelegene Allpunkt als Gravitationszentrum, das auf eine bewegte, sich vom (momentanen) Zentrum entfernende Testmasse die gravitative, rücktreibende Beschleunigung  $a = -\partial V/\partial r$  ausübt. Für  $V(r) = k r$  gilt also  $a = -k f(\beta)$  mit  $f(0) = 0$ ,  $f(> 0) = 1$  und  $\beta = v/c$ , was einer  $r$ - bzw.

ortsunabhängigen und nur v-abhängigen Bremskraft entspricht und ein stabil statisches All ermöglicht. Eine solche universelle Bremskraft entgegen der Geschwindigkeit zum Weltsubstrat erfüllt auch offensichtlich das Weltpostulat. Andererseits würde eine r- bzw. ortsabhängige Bremskraft das Weltpostulat verletzen, woraus sich auf viel einfachere Weise als im letzten Kapitel ergibt, dass nur Gravitationspotentiale, die zu  $r^0$  oder zu  $r^1$  proportional sind, dem Weltpostulat genügen (siehe auch [42]). Die zum  $r^1$ -Potential gehörige Weltbeschleunigung kann aber – ohne Weltpostulatverletzung – der Geschwindigkeit v einer Testmasse gegenüber dem All(-Substrat) im Sinne des aristotelisch/keplerschen Trägheitsgesetzes direkt proportional sein, was aber über Beobachtungsdaten erst noch definitiv zu klären sein wird.

Das Weltpotential kann man nicht in üblicher Weise aus der Poissongleichung oder den hilbert/einsteinschen Feldgleichungen erhalten, wenn man eine isotrope, homogene, mittlere Massendichte  $\rho_\infty$  im All annimmt. Das liegt daran, dass die kosmische Weltpotential-Gravitation auf gleicher Stufe mit der Kepler/Newton/-Poisson/Einstein-Gravitation steht, die nur für endliche, lokale Bereiche (genähert) richtig ist:

- **Lokale Massen** führen über die Poissongleichung oder die ART-Feldgleichungen zu den Schwerefeldern, die Testmassen (im newtonschen Sinne) beschleunigen. Die Grundidee geht letztlich auf Kepler zurück, der mit einer „Gaußsatzvorwegnahme“ annahm, dass die von der Sonne ausgehende Kraft entweder zu  $1/r^2$  oder zu  $1/r$  proportional sein müsse. Ersteres wenn eine Kraft von der ganzen Oberfläche ausginge, d.h. wenn man es mit Zentralsymmetrie zu tun habe und Letzteres, wenn eine Kraft nur vom Äquator ausginge, wofür es zu Keplers Zeit vor dem Erscheinen von Galileis Discorsi und vor der Entdeckung der Zentrifugalkraft durch Huygens noch einige Argumente gab.
- **Ferne Massen** haben bei isotroper Verteilung nach bisheriger Auffassung keinen Einfluss auf lokale Schwerefelder, und ohne solche Hilfsannahmen lässt sich über globale Verteilungen – mindestens durch direkte Beobachtungen – nichts aussagen. Das Weltpostulat bzw. die Allsymmetrie darf man aber auf genügend großen Skalen bisher als (indirekt) sehr gut gesichert ansehen.

Diese Annahme, dass die „unendlich ferne“ Massenschale vernachlässigt werden könne, ist aber falsch: Denn eine homogen/isotrope Massenverteilung in einem aktual unendlichen All führt wegen der Allsymmetrie zu einem r-proportionalen Gravitations- bzw. Weltpotential, das eine r-unabhängige Welt(brems)beschleunigung zur Folge hat, die sich in der kosmologischen Rotverschiebung ganz direkt zu erkennen gibt. Die Weltbeschleunigung  $k f(\beta) = Hc f(\beta)$  mit  $f(0) = 0$  und  $f(1) = 1$  wird proportional zur Wurzel aus  $\rho_\infty$  sein und vermutlich auch zu  $\beta = v/c$  bzw. zur Geschwindigkeit v einer Testmasse, wie wir noch sehen werden.  $\rho_\infty$  ist die Weltsubstratdichte bzw. die mittlere Dichte des gesamten Kosmos. Aufgrund physikalischer Plausibilität wird man erwarten dürfen, dass  $\rho_\infty$  nicht zu sehr von der „großlokal“ messbaren Massendichte  $\rho_0$  abweichen wird.

**Nochmals kurz aus apriorischer Sicht:** Das klassische  $1/r^2$ - bzw. r-Kraftgesetz (im Äußern bzw. Innern einer homogenen Vollkugel) für die Gravitation folgt in apriorischer Weise aus der „Gaußsatzüberlegung“, und das neue  $r^0$ -Gesetz für die universelle, dissipative Gravitationsbeschleunigung folgt in apriorischer Weise aus dem Weltpostulat. Oder anders rum: Der gaußsche Satz und mit ihm die Poissongleichung ist nur lokal, auf endliche Bereiche anwendbar, das Weltpostulat nur global auf das ganze, aktual unendliche All, und erst die teils heuristische, teils mehr apriorische Kombination beider Konzepte vermag die Gravitationserscheinungen in unserer real existierenden Welt (z.B. zwischen extremer, zentralsymmetrischer Nah- und allsymmetrischer Fernzone einer schweren „Punktmasse“) zu erklären.

## 2.3 Weltzeit mit kosmischer Uhrensynchronisation

Die Forderung, dass sich unter Allsymmetrie in einem stabil statischen All Hin- und Rückreisen (A – B – A) für Testteilchen und Licht physikalisch nicht unterscheiden dürfen, entspricht gerade der Annahme, die man bei der poincaré/einsteinschen Uhrensynchronisation machen muss, was zur Folge hat, dass man alle Uhren in einem ideal homogen/isotropen All trotz kosmischer Gravitation „SRT-synchronisieren“ kann bzw. schon fast muss, was sowohl eine Kosmologie im Rahmen der Poincaré/Minkowski-Raumzeit wie der Newton-Raumzeit ermöglicht; Letzteres weil dadurch eine absolute Weltzeit definiert wird. Mit angenommenem, konstantem c ergeben sich damit Distanzen gleich einfach wie in der SRT direkt aus der Lichtlaufzeit (siehe auch [42]). Eine direkte Prüfung dieser Annahme – z.B. mit Zweiweglichtlaufzeiten – ist über kosmische Distanzen unmöglich; eine indirekte Stütze ist aber der Vergleich der auf dieser Annahme basierenden, theoretischen WPT-Rotverschiebungs-Helligkeitsbeziehung (5.1.1) mit den Supernovabeobachtungsdaten im Kapitel 5.2.

### 3 Himmelsmechanik zwischen Zentral- und Allsymmetrie

In diesem Kapitel soll ein rein qualitativer Überblick gegeben werden, wie Gravitation sich im real existierenden Kosmos manifestiert, bevor wir im nächsten Kapitel mit zusätzlichen Hilfsannahmen die Quantifizierung in Angriff nehmen. Das Grundproblem bildet die Überlagerung der lokalen Poissonfelder mit der globalen Weltbeschleunigung, als deren Ursprung wir die aktual unendliche Massenschale ansehen, die den direkt beobachtbaren, endlichen Teil des Alls umgibt. Drei qualitative Grundannahmen helfen die genügend kleinlokal sehr oft zentralsymmetrische, reale Situation mit der genügend großskalig allsymmetrischen Situation unter einen Hut zu bringen:

#### Überlagerungshypothesen für das Weltpotential mit dem lokalen Poissonpotential:

- **Annahme 0 oder Faraday-Annahme** Die Feldlinien lokaler Gravitationsquellen sollen mit der aktual unendlichen Massenschale „kurzschließen“, ähnlich wie Feldlinien einer positiven mit einer negativen Ladung kurzschließen.
- **Annahme 1** Die Faraday-Annahme 0 hat zur Folge, dass es bei „genügender“ lokaler Feldstärke so aussieht, als richtete sich die Weltbeschleunigung an den newtonisch/poissonschen Feldlinien aus. D.h. ein „genügend“ starkes, lokales Gravitationszentrum kann so absolutes (Leih-)Zentrum für die Weltbeschleunigung und das Weltpotential werden, so dass sich Weltbeschleunigung und Potential bei Vollausrichtung mindestens teilweise als klassisch/konservatives (Zusatz-)Potential manifestieren können.
- **Annahme 2** Kann die Weltbeschleunigung im Einflussbereich „genügend“ starker lokaler Felder nur teilweise durch ein konservatives Zusatzpotential beschrieben werden, wirkt der „Rest“ im Allgemeinen dissipativ.

Eine weitere physikalisch plausible und beobachtungsmäßig sehr gut gesicherte Annahme ist nötig, um die dissipative, gravitative Weltbeschleunigung eines homogen/isotropen Alls in die großen Hohlräume und andere Bereiche mit sehr schwachen Gravitationsfeldstärken des real existierenden Universums zu übertragen:

- **Annahme 3** 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 auch immer unendlich klein sein. Solange die Massendichte dieses Hohlraums vernachlässigbar gegenüber der Dichte der aktual unendlichen Massenschale ist, soll er die Allsymmetrie nicht brechen, d.h. auch in ihm sollen Testkörper oder Licht der Weltbeschleunigung  $Hc f(\beta)$  mit  $f(0) = 0$  und  $f(1) = 1$  unterworfen sein.

Demnach wird die Weltbeschleunigung im Bereiche genügend kleiner klassischer Feldstärken für rein dissipative Verhältnisse sorgen, und im Bereiche genügend großer, klassischer Feldstärken sind die Verhältnisse bekanntlich primär durch konservative Potentialkräfte geprägt, die aber durch die Weltbeschleunigung – mindestens soweit sie lokal konservativ in Erscheinung tritt – verstärkt werden können. Ausgehend von schweren, lokalen Punktmassen, die in ihrer Umgebung Zentralsymmetrie bewirken, unterscheiden wir vier Fälle bzw. vier Zonen in einem idealisierten, realen Kosmos:

1. **Keplerzone mit hohen, klassischen Feldstärken:** Hoch seien klassische Gravitationsfeldstärken, wenn sie zu Beschleunigungen führen, die größer etwa  $Hc$  sind. Diese Felder seien bis auf allfällige, kleine, „voll ausgerichtete“ Korrekturterme durch die zugrundegelegte, klassisch lokale Gravitationstheorie bestimmt. Ein solcher Fall liegt offensichtlich im Sonnensystem vor. Im Sonnensystem kann man darum im Rahmen dieser einfachen Betrachtung den allfälligen Einfluss der unendlich fernen Massen bzw. der aktual unendlichen Massenschale berücksichtigen, indem man dem klassischen Newtonpotential  $-G \bullet M_{\odot}/r$  noch ein im Allgemeinen vernachlässigbares, kosmisches, konservatives Zusatzpotential überlagert. Berücksichtigt man – noch ziemlich spekulativ – auch noch einen kleinen  $v$ -abhängigen WPT-Zusatzterm, lässt sich damit der anomale Raumsondenbremseffekt – falls er denn real ist – erklären.



2. **MOND-Zone mit mittleren, klassischen Feldstärken:** Diese Zone soll stetig an die Keplerzone anschließen und bei Schwerebeschleunigungen von etwa  $Hc$  beginnen, was z.B. im Planetensystem – etwas genauer betrachtet – einem Sonnenabstand von etwa 1000 AE entspricht. Zum Vergleich: Der Kuiper-Gürtel reicht bis zu einer Distanz von etwa 50 AE. Zu enden scheint die MOND-Zone ganz grob geschätzt bei etwa 1 % von  $Hc$ , was z.B. beim Virgohaufen einem Mittenabstand von etwa 1 Mpc entspricht. In der MOND-Zone muss das kosmische, beobachtungsmäßig gut gesicherte, gravitative (Zusatz-)Potential etwa mit  $\ln(r)$  zunehmen, damit man die konstanten Rotationskurven in den Außenbereichen von Galaxien erklären kann. In dieser Zone unterliegen radiale Bewegungskomponenten mit zunehmendem  $r$  zudem vermutlich noch der dissipativen Wirkung der Weltbeschleunigung, was für die Herleitung der Rotationskurven im Außenbereich von Galaxien aber ohne Belang ist, weil sich die Massen dort ungefähr auf Kreisbahnen bewegen. Bei der Haufendynamik muss die (nur) auf die radiale bzw. feldparallele Komponente der Geschwindigkeit wirkende Welt-dissipation aber vermutlich beachtet werden.
3. **Delokalisierungszone mit kleinen, klassischen Feldstärken:** Dieser Fall soll den Übergangsbereich abdecken, der bei  $Hc/F_{St}$  mit  $F_{St} \sim 100$  beginnt und bei etwa  $a_\infty = Hc/F_\infty$  endet. Der Name  $a_\infty$  soll darauf anspielen, dass ab  $a_\infty$  allein die durch die aktual unendliche Massenschale verursachte Weltbeschleunigung das Geschehen bestimmt. Ab etwa  $Hc/F_{St}$  dreht sich die Wirkrichtung der Weltbeschleunigung allmählich in die Gegenrichtung der Testmassengeschwindigkeiten und mutiert damit bis zu  $a_\infty$  zu einer universellen, reinen Bremskraft. Die  $Hc/F_{St}$ -Marke großer Haufen markiert etwa das Ende zentralsymmetrisch gravitativ gebundener Strukturen bei  $R_{St}$ , das einer Distanz von wenigen Mpc entspricht.
4. **Ätherzone mit sehr kleinen, klassischen Feldstärken:** Sehr klein seien klassische, lokale Gravitationsfeldstärken, wenn sie zu Beschleunigungen führen, die kleiner etwa  $a_\infty = Hc/F_\infty$  sind. In solchen Himmelsgebieten mit sehr schwachen, klassischen Gravitationsfeldstärken wirkt das Weltpotential wie eine dissipative, universelle Trägheits- oder Bremsbeschleunigung, die der Bewegungsrichtung relativ zu den unendlich fernen Massen bzw. relativ zur Hintergrundstrahlung entgegengesetzt ist, womit physikalisch ein Ruhesystem ausgezeichnet wird, das man mit Newtons absolutem Raum identifizieren kann, wenigstens im nicht relativistischen Grenzfall und im Rahmen „lokaler“ Physik, womit man aber fast die gesamte Himmelsmechanik abdeckt. Die Ätherzone beginnt vermutlich auf Skalen der Größenordnung  $R_\infty$  von gut 100 Mpc, falls nämlich ihr Beginn mit den Größenskalen übereinstimmt, ab denen Himmelsdurchmusterungen auf Allsymmetrie schließen lassen.

Dieser Grobansatz des Einbezuges der Weltbeschleunigung in die klassisch lokale Gravitationstheorie soll nun so weit quantifiziert werden, dass die nicht relativistischen Bewegungsgleichungen der wichtigsten Anwendungsfälle für Testmassen aufgeschrieben werden können:

## 4 WPT-Gravitation

Um das Weltpotential in Astronomie, Kosmologie und Himmelsmechanik angemessen quantitativ berücksichtigen zu können, müssen wir einige weitere Annahmen bzw. Hypothesen einführen, die zwar alle physikalisch plausibel, aber nicht im strengen Sinne beweisbar sind. Folgende 2 Basisannahmen helfen beim Aufstellen von Bewegungsgleichungen:

- **Annahme 4** Die Bewegungsgleichungen entsprechen den klassischen, newtonschen bzw. speziell relativistischen Bewegungsgleichungen. Nur die Feld/Kräfteberechnung ist vom Weltpotential betroffen. Relativistische Effekte werden aber – wo nötig – „halbklassisch“, d.h. ohne ART berücksichtigt, da sich die ART mit sehr großer Gewissheit auf galaktisch/kosmischen Skalen als falsch erwiesen hat.
- **Annahme 5** Auf lokalen Skalen werden zuerst die „klassischen“ Feldstärken bzw. Schwerebeschleunigungen mit Hilfe der Poisson-Gleichung oder postnewtonisch berechnet, und erst danach werden die WPT-Korrekturen, die von den klassischen Schwerefeldern abhängig sind, berechnet.

Aus Annahme 5 folgt, dass alle lokalen Gravitationstheorien, die klassische Schwerefelder berechnen können – wie z.B. die postnewtonschen Theorien – mittels der WPT-Terme zu globalen Gravitationstheorien erweitert werden können.

Die zwei wichtigsten Spezialfälle, wie Gravitation sich manifestieren kann, sind nun bekannt:

1. **Der keplersche, zentralsymmetrische Fall**, in dem das Weltpotential höchstens als unwesentliche Korrektur in Erscheinung tritt, wie die gut bekannten Planetenbahnen belegen. Feldquelle ist eine idealisierte, schwere Punktmasse; in der ART ist in diesem Fall die Schwarzschildmetrik zuständig.
2. **Der allsymmetrische Fall**, der allein durch das Weltpotential bzw. die Weltbeschleunigung beherrscht wird, wie die kosmologische Rotverschiebung belegt; in der ART ist in diesem Fall die Friedmannmetrik zuständig. Feldquelle ist – unter Benutzung der Annahme 3 – die unendlich ferne Massenschale mit der Massendichte  $\rho_\infty$ . Im real existierenden Kosmos liegt Allsymmetrie überall dort vor, wo die bekannten, „großlokalen“ Massenverteilungen besser durch eine Massenschale, als durch „kleinlokale“ Gravitationsquellen beschrieben werden können, d.h. überall dort, wo sich keine gravitativ dominierende Massen in der Nähe befinden, und das ist der größte Teil des Weltraums. In diesen Teilen des Alls kann die Gravitationswirkung der bekannten, sichtbaren Massen gänzlich vernachlässigt werden, weil solche Masseschalen, wenn sie einigermaßen isotrop und homogen sind im Innern keine Gravitationskräfte ausüben. Die Weltbeschleunigung dominiert aber auch da, wo die klassischen Gravitationsfelder nur ganz lokal klein werden.

Diese beiden Fälle (Kepler- und Ätherzone) sollen nun genauer analysiert werden. Für den Keplerfall braucht man aber Richtlinien zur Einbeziehung des Weltpotentials in allgemein brauchbarer Form: Dazu gehen wir von den **Überlagerungshypothesen** für das Weltpotential mit dem lokalen Poissonpotential aus, die im letzten Kapitel formuliert wurden (Annahme 1 und 2), wobei  $R_{MOND} = R_M$  den Abstand bezeichnen soll, ab dem die Vollausrichtung der Weltbeschleunigung an den newtonschen Feldlinien beginnt:

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

#### Dissipative, allsymm. Ätherzone

Gültig für:  $a_{Newton} = a_N \ll Hc$

Hier wird die dissipative Weltbeschleunigung, die auf das Weltpotential zurückgeht, begründet.

Aus dem Weltpotential  $V(r)$  folgt, weil in der Ätherzone  $r$  den Relativabstand zwischen beliebigem A und B meint, und alle Trajektorien von A nach B zwingend gerade sind ( $\vec{a}$  ist die totale kosmische Schwerebeschleunigung):

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

Die  $r = 0$  - Singularität lässt sich beheben, wenn man bedenkt, dass im Gravitationszentrum A keine Kraft auf **ruhende** Testkörper wirkt ( $\beta = \frac{v}{c}$ ):

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

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

$\vec{v}$  ist die momentanen 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  $f_A(\beta)$  mit  $f_A(0) = 0$  und  $f_A(1) = 1$  anzusetzen, weil die Natur nur selten unstetig ist. Da  $f(\beta)$  die Allsymmetrie nicht verletzt, kann man nun schreiben:

#### Konservative, zentralsym. Keplerzone

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

Hier wird die konservative Zusatzbeschleunigung, die auf das Weltpotential zurückgeht, begründet.

Aus dem Weltpotential folgt, da  $r=0$  hier durch das lokale Zentrum O absolut definiert ist ( $a_{\vec{W}}$  im Punkte P ist die kosmische, gravitative Zusatzbeschleunigung zur lokalen Newtonbeschleunigung  $\vec{a}_N$ ;  $\vec{a}_W$  sei parallel zu  $\vec{a}_N$ ):

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

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

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

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

$$\vec{a} = -k f_A(\beta) \frac{\vec{v}}{v} \text{ mit } f_A(0) = 0 \text{ und } f_A(1) = 1 \quad (4)$$

Der letzte Schritt ist leicht spekulativ:

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  $k = Hc$ :

$$\vec{a} = -Hc \beta \frac{\vec{v}}{v} \text{ bzw. für Licht } a_{\text{Hubble}} = -Hc \quad (5)$$

Beim Abgleich mit Beobachtungsdaten genügt es nicht nur von (5) und (7) auszugehen, dann sind auch (4) und (6) mit allgemeineren Ansätzen für  $f_A$  und  $f_K$  in Betracht zu ziehen. Bei Feinabgleichen ist auch noch der Zonenübergangsbereich präziser, d.h. durch eine geeignet parametrisierte Glättungsvorschrift zu beschreiben, da in der Realität keine Knickpunkte im Funktionsverlauf der Schwerebeschleunigung zu erwarten sind, wie sie in unserer idealisierten Modellierung angenommen werden.

Damit sind die zentral- und allsymmetrische Zone grob abgehandelt. Es fehlen noch die MOND-Zone und die Delokalisierungszone. Die MOND-Zone kann nun mit drei zusätzlichen Annahmen leicht behandelt werden:

- **Annahme 6 oder die Weltpotential/MOND-Fundamentalbeziehung:** Die „Vollausrichtung“ der Weltbeschleunigung an lokalen Feldlinien geschieht bei Schwerebeschleunigungen von  $a_{NM} = F_M Hc$  ( $\approx Hc$ ), wo  $F_M$  eine Konstante  $> 1$  der Größenordnung 1 ist, weil zur Vollausrichtung  $a_N$  über  $Hc$  aus physikalischer Plausibilität dominieren muss. Im zentralsymmetrischen Fall gilt:

$$a_{NM} = \frac{GM}{R_M^2} = F_M Hc \quad \text{oder} \quad R_M = \sqrt{\frac{GM}{F_M Hc}}, \quad (8)$$

$R_M$  ist der Zentrumsabstand, bei dem die Kepler- in die MOND-Zone übergeht.

- **Annahme 7 oder die MOND-Potential-Hypothese:** Nur ein mit dem Abstand bzw. der klassischen, newtonsch/poissonschen Schwerebeschleunigung  $a_N$  abnehmender Teil  $f_M(a_N/a_{NM})$  des Weltpotentials  $V = k r$  bzw. der Weltbeschleunigung  $k = Hc$  soll für  $a_N \lesssim Hc$  konservativ, gravitativ wirken. Das ist physikalisch plausibel, weil mit abnehmender klassischer Feldstärke die „Ausrichtungskraft“ stetig abnehmen muss, bis sie in der Ätherzone ganz verschwindet. Im wichtigen zentralsymmetrischen Fall setzt man  $f_M(a_N/a_{NM})$  als Funktion  $f_M(R_M/r)$  an.
- **Annahme 8 oder die Dissipations-Haupthypothese:** Die kosmische Dissipation kann immer nur auf die feldparallele Geschwindigkeitskomponente einer Testmasse wirken, weil die Weltbeschleunigung gravitativen Ursprungs ist und Gravitationskräfte immer nur in Feldlinienrichtung wirken können. In zentralsymmetrischen Kepler- und MOND-Zonen wirkt die kosmische Dissipation darum nur in radialer Richtung. Besonders einfach ist die Situation unter Allsymmetrie in der Ätherzone, weil dann in diesem Sinne jede freie Bewegung als radiale Bewegung angesehen werden kann.

Damit lässt sich nun auch das kosmische Zusatzpotential bzw die kosmische, konservative Zusatzbeschleunigung in einer zentralsymmetrisch angenommenen MOND-Zone angeben, die bei einem Zentrumsabstand  $R_M$  beginnen soll, womit die wichtigsten, astronomisch gut bekannten Fälle ausreichend gut abdeckt sind:

### Zentralsymmetrische MOND-Zone mit konservativem Zusatzpotential

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

Bei Beachtung der MOND-Potential-Hypothese (Annahme 7) und bei angenommener Zentralsymmetrie und deswegen beobachtbarem, absolutem Zentrum O erhält man für die kosmische, gravitative MOND-Zusatzbeschleunigung  $\vec{a}_M(r)$  im Punkte P, die parallel zu  $\vec{a}_N$  sein soll:

$$\vec{a}_M(r) = -f_M(R_M/r) k \frac{r_{O \rightarrow P}}{|r_{O \rightarrow P}|} = -f_M k \frac{\vec{r}}{r} \text{ für } R_M \leq r \lesssim 100 R_M \text{ mit } f_M(1) = 1 \text{ (und } f_M(0) = 0) \quad (9)$$

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

$$\vec{a}_M(r) = -k \frac{R_M}{r} \frac{r_{O \rightarrow P}}{|r_{O \rightarrow P}|} = -k \frac{R_M}{r} \frac{\vec{r}}{r} = Hc \frac{R_M}{r} \frac{\vec{a}_N}{a_N} \quad \text{bzw.} \quad V_M(r) = k R_M \ln(r) \quad (10)$$

$\vec{a}_M$  dominiert für genügend große  $r$  die klassische, newtonsche Schwerebeschleunigung und kann der  $1/r$ -Abhängigkeit wegen die konstanten Rotationskurven in den Außenbereichen von Spiralgalaxien erklären. Die totale, konservative Schwerebeschleunigung  $a_G$  beträgt nun in der MOND-Zone  $a_G = a_N + a_M$  mit  $a_N = GM/r^2$ , wenn  $G$  die Gravitationskonstante ist und  $M$  die Masse des angenommenen Zentralkörpers. Hinzu kommt noch nach Annahme 8 eine radiale Bremsbeschleunigung  $a_D(r) = Hc f_D(r) f_A(\beta_r) \vec{v}_r/v_r$  mit  $\beta_r = v_r/c$ ,  $v_r = |v_r|$ ,  $f_A(0) = 0$ ,  $f_A(1) = 1$ ,  $f_D(r \gg R_M) = 1$  und sonst  $f_D$  noch frei, aber  $\leq 1$ .

**Zusammenfassend** erhält man für **zentralsymmetrische Kepler- und MOND-Zonen** folgende radiale Bewegungsgleichungen in noch möglichst großer Allgemeinheit:

$$a = \ddot{r} = -\frac{GM}{r^2} - Hc f_K \left( \frac{r}{R_M} \right) - Hc f_D(r) f_A(\beta_r) \frac{\vec{v}_r}{v_r} \quad \text{für } r \leq R_M \quad \text{bzw. für die Keplerzone} \quad (11)$$

$$a = \ddot{r} = -\frac{GM}{r^2} - Hc f_M \left( \frac{R_M}{r} \right) - Hc f_D(r) f_A(\beta_r) \frac{\vec{v}_r}{v_r} \quad \text{für } r \geq R_M \quad \text{bzw. für die MOND-Zone}$$

In diesen Gleichungen kommen noch 4 mehr oder weniger freie Funktionen vor:  $f_A$  und  $f_K$ , wie sie in (4) und (6) eingeführt wurden und  $f_M$  aus (9). Für diese drei Funktionen gibt es aber bereits einfache Ansätze, die in die Gleichungen (5), (7) und (10) eingingen; am besten durch Beobachtungen abgesichert ist  $f_M$ , am schlechtesten  $f_A$ . Wegen Annahme 1 und 6, denen gemäß sich die Weltbeschleunigung für  $r \leq R_M$  voll an den lokalen Feldlinien ausrichten soll, muss auch die „dissipative“ geschwindigkeitsabhängige Wirkung der Weltbeschleunigung in der Keplerzone immer zum lokalen Kraftzentrum hin gerichtet sein, was bedeutet, dass dieser Kraftterm nur noch vom Betrage von  $\vec{v}_r$  aber nicht mehr von seiner Richtung abhängen kann. Berücksichtigt man all dies wird (11) deutlich einfacher, aber auch ein bisschen spekulativer:

$$a = \ddot{r} = -\frac{GM}{r^2} - Hc \left[ \frac{r}{R_M} \right]^\mu - Hc f_D(r) \beta_r \quad \text{für } r \leq R_M \quad \text{bzw. für die Keplerzone} \quad (12)$$

$$a = \ddot{r} = -\frac{GM}{r^2} - Hc \frac{R_M}{r} - Hc f_D(r) \beta_r \frac{\vec{v}_r}{v_r} \quad \text{für } r \geq R_M \quad \text{bzw. für die MOND-Zone}$$

Damit sind wir am Ende des relativ gut begründbaren Teils der Weltpotentialtheorie, denn über die durch das Weltpotential in der Kepler- und MOND-Zone bewirkte Dissipation ist aus Beobachtungsdaten noch sehr wenig Gesichertes bekannt außer dem, was schon in die physikalisch plausible Dissipations-Hauptannahme Eingang gefunden hat und was in obigen Gleichungen berücksichtigt wurde. Die ganze Unkenntnis steckt jetzt in der noch weitgehend frei wählbaren Funktion  $f_D(r)$ , für die wir nun mittels einer Arbeitshypothese einen möglichst einfachen, physikalisch plausiblen Ansatz suchen:

### Die dissipative Wirkung der Weltbeschleunigung in Kepler- und MOND-Zone

Ausgangspunkt ist folgende, etwas spekulative Arbeitshypothese:

- **Annahme 9 oder die Dissipationsstärke-Hypothese:** Aufgrund von Annahme 2 kann nur noch ein Teil  $f_D(r)$  der Weltbeschleunigung in der Kepler- und MOND-Zone dissipativ wirken, weil ein Teil schon als konservative Zusatzbeschleunigung in Erscheinung tritt. Im Sinne möglichst großer Einfachheit sollen in der Kepler- und MOND-Zone folgende Beziehungen gelten, die wenigstens in der MOND-Zone physikalisch sehr plausibel sind:

$$\begin{aligned} \text{Kepler-Zone: } f_D(r) + f_K(r) &= 1 \quad \text{bzw.} \quad f_D(r) = 1 - (r/R_M)^\mu \quad \text{für } r \leq R_M \\ \text{MOND-Zone: } f_D(r) + f_M(r) &= 1 \quad \text{bzw.} \quad f_D(r) = 1 - R_M/r \quad \text{für } r \geq R_M \end{aligned}$$

**Diskussion der Annahme 9:** Von  $R_M$  ausgehend, wo die dissipative Wirkung der Weltbeschleunigung null ist bis zur Ätherzone, wo die dissipative Weltbeschleunigung mit  $f_D = 1$  alleinbestimmend ist, erhält man mit der Annahme 9 einen physikalisch plausiblen Verlauf für das allmähliche Verschwinden der Dissipationswirkung bei zunehmender lokaler Feldstärke, um bei einer Feldstärke von  $F_M Hc$  gemäß Annahme 6 dann ganz zu verschwinden. Es gibt nun zwei naheliegende Annahmen, um die kosmische  $v$ -proportionale Wirkung der Weltbeschleunigung in der Keplerzone zu beschreiben:

1. Man setzt  $f_D(r \leq R_M) = 0$ , was zwar formal in Ordnung ist, aber für den Ansatz  $f_K = (r/R_M)^\mu$  unbefriedigend ist; aber durch „genügend“ große  $\mu$  wird auch dieser Fall einigermaßen erfasst.
2. Man setzt die Grundidee, dass die Weltbeschleunigung lokal immer „als Ganzes“ in Erscheinung treten soll, möglichst konsequent um. Die einfachste Realisierung dieses Gedankens entspricht dann obiger Annahme 9. Diese Annahme hat zudem den Vorzug, dass man damit die anomale Raumsondenabbremmung, die aber noch nicht experimentell gesichert ist, erklären kann (Abschnitt 5.3).

Unter Beachtung von Annahme 9 erhält man folgende radiale Bewegungsgleichungen für die Kepler- und MOND-Zone (andere als radiale Kräfte gibt es in zentralsymmetrischen Systemen nicht):

$$a = \ddot{r} = -\frac{GM}{r^2} - Hc \left[ \frac{r}{R_M} \right]^\mu - H v_r \left( 1 - \left[ \frac{r}{R_M} \right]^\mu \right) \quad \text{für } r \leq R_M \quad \text{bzw. für die Keplerzone} \quad (13)$$

$$a = \ddot{r} = -\frac{GM}{r^2} - Hc \frac{R_M}{r} - H \vec{v}_r \left( 1 - \frac{R_M}{r} \right) \quad \text{für } r \geq R_M \quad \text{bzw. für die MOND-Zone}$$

Die  $v_r$ -proportionalen WPT-Zusatzterme  $a_{vK}$  und  $a_{vM}$  lauten damit:

$$a_{vK} = H v_r \left( 1 - \left[ \frac{r}{R_M} \right]^\mu \right) \quad \text{und} \quad \vec{a}_{vM} = H \vec{v}_r \left( 1 - \frac{R_M}{r} \right) \quad (14)$$

Implizit wurde bei diesem noch recht spekulativen Ansatz zum lokalen Einbezug der Weltbeschleunigung – immer noch etwa im Rahmen der Hypothese 1 – angenommen, dass es nicht nur zu einer Ausrichtung der Weltbeschleunigung an genügend starken lokalen Feldlinien kommt, sondern auch zu einem Wechsel vom globalen Bezugssystem zu einem durch die dominierenden Massen lokal bestimmten Bezugssystem, gegenüber dem  $v_r$  definiert wird. D.h. im Sonnensystem bedeutet dies, dass in der Keplerzone das  $v_r$  meist genähert gegenüber der Sonne zu bestimmen ist, aber z.B. für die innern Jupitermonde gegenüber Jupiter. Erst in der Delokalisierungszone, die wir in dieser Arbeit nicht näher behandeln, wird ein lokales Bezugssystem vom globalen System abgelöst und die lokale Ausrichtung der Weltbeschleunigung aufgehoben.

Für Kreisbewegungen fallen diese  $v_r$ -proportionalen Terme darum weg und ebenso für  $r = R_M$ , so dass für die astronomisch best bekannten Phänomene diese Terme kaum eine Rolle spielen, weswegen es aber auch recht schwierig und aufwändig sein dürfte diese Terme sauber zu überprüfen und allenfalls geeignet anzupassen. Beim Vergleich mit Beobachtungsdaten darf man (13) nicht als richtig voraussetzen, sondern dann wird es nötig sein für  $f_K$ ,  $f_M$ ,  $f_A$  und  $f_D$  nicht nur die einfachen Ansätze aus (5) und (13), sondern auch allgemeinere Ansätze aus (4) und (11) zuzulassen und zu überprüfen.

Für Keisbahnen und „genügend“ große  $r$  bzw. bei vernachlässigbarem Newtonterm  $GM/r^2$  erhält man in der MOND-Zone

für die **Weltpotentialtheorie** (siehe (13)): und für Milgroms **MOND-Ansatz** (siehe [3]):

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

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. [3, 4])  $F_M \approx 6$ , wenn man  $H$  als  $70 \frac{km/s}{Mpc}$  annimmt. Das bedeutet, dass die Weltpotentialtheorie in der MOND-Zone für „genügend“ große  $r$ , für Kreisbahnen und für  $F_M$  etwa 6 mit Milgroms MOND-Ansatz übereinstimmt. Ganz grob geschätzt ab etwa  $100 R_M$  wird sich dies beim Übergang zur Delokalisierungszone ändern, und die nächste ganz wichtige Marke wird der Übergang zur Ätherzone sein, wo jede auch nur entfernte Ähnlichkeit zu Milgroms Ansatz definitiv verschwindet.

Dass die konservative, kosmische „MOND-Beschleunigung“ mit  $r$  abnehmen muss, ist im Rahmen der WPT zwingend so, dass die Abnahme in der MOND-Zone aber gerade proportional zu  $1/r$  ist, ist auch im Rahmen der WPT bisher ein rein heuristischer Befund, während sich andererseits Milgroms  $a_0$  aus der WPT sofort größenordnungsmäßig richtig ergibt.

Die **Delokalisierungszone** haben wir bisher nicht näher behandelt, einerseits, weil man zuerst die Außenbereiche der MOND-Zone anhand von Datenabgleichen noch besser verstehen lernen sollte und andererseits weil es in der Delokalisierungszone meines Wissens keine wohl definierten und gut bekannten Beobachtungsdaten gibt, während für alle andern Zonen kein Mangel an solchen astronomischen Beobachtungsdaten herrscht. Anwendungen der Weltpotentialtheorie auf wichtige, ausgewählte Fälle betrachten wir aber erst im nächsten Kapitel. Zuerst aber noch einige Worte zu den gemachten Annahmen:

### Zu den Abhängigkeiten der 10 aufgestellten Hypothesen:

Die 10 Hypothesen sind nicht voneinander unabhängig. Um die wichtigsten und offensichtlichsten Abhängigkeiten wenigstens teilweise sichtbar zu machen, werden die Annahmen nun inhaltlich hierarchisch gegliedert:

- **Annahme 0** oder Faraday-Annahme
  - **Annahme 1** Vollausrichtungs- (und Bezugssystemlokalisierungs-)Hypothese
    - \* **Annahme 6** WPT/MOND-Fundamentalbeziehung
  - **Annahme 2** Teilausrichtungshypothese
    - \* **Annahme 7** MOND-Potential-Hypothese
  - **Annahme 8** Dissipations-Haupthypothese
  - **Annahme 9** Dissipationsstärke-Hypothese; sie „beruht“ auf den Annahmen 1, 2 und 8
  - **Annahme 3** Massenschalendominanzhypothese
- **Annahme 4** Bewegungsgleichungshypothese
- **Annahme 5** WPT-Separations-Hypothese; sie „folgt“ aus der Weltpotentialidee und Annahme 0

Die hier sichtbare Struktur zeigt, dass Vereinfachungen und Systematisierungen möglich sind. Bevor aber die teilweise noch etwas spekulativen Annahmen nicht durch Anpassungsrechnungen an Messdaten quantitativ abgesichert oder allenfalls durch bessere ersetzt worden sind, halte ich es für verfrüht in eine solche Systematisierung Zeit zu investieren, da dies wohl ohnehin nur noch vermutlich unnötige Zwischenschritte zu einer mathematisch fundamentalen Beschreibung sein würden.

## 5 Folgerungen aus der Weltpotentialtheorie

### 5.1 Die theoretische kosmologische Rotverschiebung

Zur Berechnung benötigen wir einerseits die SRT-Längendefinition über die Lichtlaufzeit, wie sie von Poincaré schon 1905 formuliert wurde. Dies ist unter Allsymmetrie in einem statischen All zulässig, wie wir schon im Abschnitt 2.3 sahen. Andererseits benötigen wir das einsteinsche Äquivalenzprinzip, wonach ein gleichförmig beschleunigtes Bezugssystem einem Bezugssystem in einem konstanten Gravitationsfeld äquivalent ist, und das Äquivalenzprinzip zwischen Energie und träger Masse der SRT:

#### 5.1.1 WPT-Herleitung der kosmischen Rotverschiebung

Weil die kosmische Rotverschiebung ein Effekt großer Skalen ist, darf man zu ihrer Herleitung den Grenzfall sehr kleiner Feldstärken (Ätherzone) benutzen. In wenigen Rechenschritten kann man dann das Hubble-Gesetz für kleine  $r$  aus der gravitativen Rotverschiebung im Weltpotential  $V(r) = k r$  herleiten samt der Proportionalitätskonstante  $k$  und der kosmologischen Helligkeits/Rotverschiebungs-Beziehung für große  $z$ :

1. Licht der Frequenz  $\nu_0$  bzw. der Wellenlänge  $\lambda_0$  erfährt beim Durchlaufen der allsymmetrischen, differentiellen Potentialdifferenz  $dV = -k dr$  (zum Vorzeichen siehe 5.1.2.2; r und t sind Beobachterkoordinaten) eine Frequenzverschiebung (Pound-Rebka)

$$-\frac{d\nu}{\nu_0} = \frac{d\lambda}{\lambda_0} = dz = -\frac{dV}{c^2} = \frac{k}{c^2} dr \quad (15)$$

Für kleine r folgt:  $z = \frac{k}{c^2}r$ , und weil im Rahmen der üblichen Dopplerinterpretation  $cz = v(r) = Hr$  gilt, haben wir das bekannte Hubble-Gesetz für kleine v und r gefunden, wenn man  $k = Hc$  setzt, was wir auch ohne nähere Begründung schon bisher oft getan haben. Damit kann man nun schreiben:

$$-\frac{d\nu}{\nu_0} = \frac{d\lambda}{\lambda_0} = dz = H \frac{dr}{c} = H dt, \text{ denn für Licht gilt } \frac{dr}{dt} = c \quad (16)$$

Das Hubble-Gesetz beschreibt eine Hc-beschleunigte Expansion des Alls in folgendem Sinne, was darum erwähnenswert ist, weil oft übersehen wird, dass dies ein Kerninhalt des Hubble-Gesetzes ist:

$$\frac{dv(r)}{dr} = H \text{ oder } \frac{dv(r)}{(dr/c)} = Hc \text{ bzw. die Hubble-Beschleunigung } a_{\text{Hubble}} = \frac{dv(t)}{dt} = Hc \quad (17)$$

2. Weil Frequenzen im Falle gravitativer Rotverschiebung direkt 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 (16) ausrechnen:

$$d\tau = dt/(1+z) = 1/(1+z) dz/H \text{ und daraus } \tau(z) = \ln(1+z)/H \quad (18)$$

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

4. Möchte man die zu z gehörige Distanz wissen, muss man die Lichtspurenlaufzeit  $t(z)$ , die der Lichtlaufzeit entspricht, statt  $\tau(z)$  kennen, weil man die Distanz aus der Lichtlaufzeit  $t(z)$  erhält, wie wir im Abschnitt 2.3 sahen, und dazu müsste man die Lichtspurenbahn im Gravitationsfeld ausrechnen. Das lässt sich aber vermeiden, weil es egal ist, ob das Licht beschleunigt wird oder ob die Zielobjekte, z.B. Erde und Absorptionswolken, in Gegenrichtung beschleunigt werden. Weil es nach WPT um die konstante Beschleunigung Hc geht (siehe (5)), ist die hyperbolische Raketengleichung zuständig, und Einsetzen von  $\tau(z)$  aus (18) in die Raketenformel (siehe z.B. [1], Seite 841) für  $t(z)$  ergibt:

$$t(z) = \frac{1}{H} \sinh(H\tau) = \frac{1}{H} \sinh(\ln(1+z)) \text{ und daraus } D_l = \frac{c}{H} \sinh(\ln(1+z)) \quad (19)$$

$D_l$  ist nun die kosmische Lichtlaufdistanz, die der WPT-Distanz entspricht und die formal auch genau der metrischen Distanz  $D_r$  für ein leeres All der Standardkosmologie mit  $(\Omega_m, \Omega_\Lambda) = (0, 0)$  entspricht (siehe z.B. [17], Seite 493), und größenordnungsmäßig ist  $H \sim \sqrt{\frac{8\pi}{3}} G \rho$ , wenn G die Gravitationskonstante und  $\rho$  die Dichte des Allsubstrats ist (siehe 5.6).

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:

### **Weder Welt noch Raum expandieren, sondern Licht „ermüdet“ im kosmischen Schwerfeld.**

Damit ist es einerseits gelungen die Proportionalitätskonstante des Weltpotentials auf die Hubble-Konstante und c zurückzuführen und andererseits kann man nun mit Hilfe des Weltpotentials auf großen Skalen die beobachteten Rotverschiebungen gravitativ erklären, d.h. aus dem schwachen kosmologischen Prinzip folgt so zwanglos auch das starke kosmologische Prinzip, ohne dass man es vorher (explizit) hineinstecken muss. Die klassische, newtonsch/milnessche und die Friedmann-ART-Kosmologie können dies alles offensichtlich nicht: Dort kann zwar die theoretische Expansionsrotverschiebung den Beobachtungen immer angepasst werden, mindestens wenn man  $\Lambda$  als freie Parameterfunktion betrachtet, aber gerade dies zeigt die Schwäche der Theorie, die noch nicht einmal das Vorzeichen der Frequenzverschiebung vorhersagen kann, während die WPT mindestens größenordnungsmäßig sogar den Betrag der Rotverschiebung vorhersagen kann. Trotzdem ist ein Vergleich mit der metrischen Kosmologie sehr lehrreich:

### 5.1.2 Vergleich mit der metrischen (Friedmann-)Kosmologie:

Die allgemeinste Metrik eines homogen/isotropen bzw. allsymmetrischen Alls lautet:

$$ds^2 = c^2 dt^2 - R^2(t) [d\chi^2 + r^2(d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2)] \quad \text{mit} \quad r = \begin{cases} \sin \chi & \text{für } k = +1 \text{ und } 0 \leq \chi \leq \pi \\ \chi & \text{für } k = 0 \text{ und } 0 \leq \chi \leq \infty \\ \sinh \chi & \text{für } k = -1 \text{ und } 0 \leq \chi \leq \infty \end{cases}$$

Mit einer Umdefinition von  $t$  in  $T$  ( $dt = R dT$ ) lässt sich die Friedmannmetrik  $ds^2$  anders schreiben:

$$ds^2 = R^2(t(T)) [c^2 dT^2 - d\chi^2 - r^2(d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2)] \quad (20)$$

Mit etwas komplizierteren Transformationen kann man sogar zeigen, dass die Friedmannmetrik lokal konform flach ist (Kapitel 25.4 in [12]), und schon (20) scheint nun zu zeigen, dass die Friedmannmetrik bei anderer Interpretation auch mit einem statischen Raum verträglich sein könnte, nämlich wenn man annimmt, dass „nur“ die Uhren in Abhängigkeit von  $T$  anders gehen, d.h. dass es eine zeitabhängige Zeitdilatation zwischen Beobachter und fernen bzw. alten Lichtquellen gibt. Das ist eine sich an Überlegungen von Milne anlehrende, alte und verführerische Betrachtung, die aber nicht so einfach funktioniert. Erst im Abschnitt 5.1.2.2 werden wir sehen, wie man doch zu einem statisch/metrischen Allmodell kommen kann.

In üblicher Betrachtung ist  $R(t)$  der Skalenfaktor der Friedmannkosmologie, der auch als Radius einer (im Innern) homogen/isotropen Vollkugel, einem besonders einfachen endlichen Allmodell, aufgefasst werden kann. Fasst man  $R$  als Kugelradius auf, dann entspricht dies radialdynamisch weitgehend einer entsprechenden „Newtonkugelwelt“, allerdings nur wenn man auch im Newtonmodell für Allsymmetrie sorgt, indem man von absoluten zu relativen  $r$  und vor allem von absoluten zu relativen Kräften wechselt, was bedeutet, dass Kräfte in gleicher Art wie Geschwindigkeiten von einem Modellpunkt in andere transformiert werden müssen, da der Allsymmetrie wegen jeder Punkt als Gravitationszentrum, in dem keine Schwerkraft wirken, aufgefasst werden kann, wenn einem Punkt diese Eigenschaft zukommt, und die kommt dem Mittelpunkt eines endlichen Kugelmodells ohne Zweifel auch beim Übergang zu aktueller Unendlichkeit zu. Allerdings ist Allsymmetrie für ein endliches Allmodell weder nach Newton noch nach der ART physikalisch nachvollziehbar, was man auch deutlich bei einer idealisierten, explodierenden Supernova erkennen kann, für die man in ART-Rechnungen gerne von obiger Friedmannmetrik ausgeht, was aber nur bei Vernachlässigung der Schwerkraft möglich ist und wenn man eine allortige, homogene, lokale Explosionsenergiefreisetzung annimmt. Physikalisch kann die Allsymmetrie nämlich nur durch ein aktual unendliches All begründet werden [42]: Beim Übergang zu einer aktual unendlichen Welt wechselt man in der Newtonschen und in der ART-Kosmologie formal vom Kugelradius  $R$  zum Skalenfaktor  $R$ , weil es einen wohl definierten Radius – wenn auch beliebig groß – in einer aktual unendlichen Welt nicht gibt. Zu beachten ist noch, dass in obiger Schreibweise  $R$  dimensionsbehaftet ist, nicht aber  $\chi$  und  $r$ .  $k = 1$  steht für eine sphärische „ART-Raummetrik“,  $k = 0$  für eine euklidische und  $k = -1$  für eine hyperbolische. Mit einer aktual unendlichen Welt, wie wir sie annehmen, ist eine sphärische Raummetrik allerdings unverträglich. Ich erinnere aber daran, dass der sphärische Fall ohne kosmologische Konstante einer expandierenden Vollkugel entspricht, deren Expansion bis zur Umkehr in eine Implosion gravitativ gebremst wird, womit so auch ein ewig pulsierendes Weltmodell denkbar wird. Im euklidischen Fall wird die Expansionsgeschwindigkeit nach unendlich langer Zeit gerade 0 und im hyperbolischen Fall expandiert das Modell für alle Zeiten, weil die Expansionsgeschwindigkeit größer als die Fluchtgeschwindigkeit ist.

Nun kehren wir zur ART-Geometrieinterpretation zurück und betrachten den geodätischen oder radialen Abstand  $D_\chi$  zwischen zwei Punkten  $(t_0, \chi_0)$  und  $(t_0, \chi_1)$ . Wegen der Allsymmetrie kann man ohne Beschränkung der Allgemeinheit  $\chi_0 = 0$  setzen und  $\chi_1 = \chi$ ; dann erhält man für den radialen Abstand  $D_\chi = \int_0^\chi \sqrt{g_{\chi'\chi'}} d\chi' = R(t) \chi$ , während der metrische Abstand  $D_r = R(t) r$  ist, also im Falle einer hyperbolischen Metrik  $D_r = R(t) \sinh \chi$ , und die Lichtlaufdistanz ist  $D_l = c \Delta t$ , wobei  $\Delta t = \int_0^\chi \sqrt{\frac{g_{\chi'\chi'}}{g_{00}}} d\chi' = \frac{R(t)}{c} \chi$  die Lichtlaufzeit ist, weswegen in friedmann-metrischer Interpretation  $D_l = D_\chi$  ist. Für kleine Distanzen unterscheiden sich metrische und radiale Distanz nicht, und man erhält  $r = D \approx D_\chi \approx D_r$ .

In der metrischen Friedmannkosmologie betrachtet man die metrische Distanz  $D_r = R(t) r$  als die für die Helligkeitsabnahme mit der Distanz wesentliche Größe. Dies ergibt sich aus der geometrischen Interpretation, was man besonders einfach im Falle der sphärischen Geometrie einsieht, denn ein Flächenelement einer zweidimensionalen Kugeloberfläche – man denke ans berühmte Ballonmodell – nimmt mit  $D_r^2$  ab,



während die Lichtlaufzeit von der Länge der Kugeloberflächegeodäten, einem Hauptkreis, zwischen zwei Punkten abhängt. Diese Betrachtungsweise ist aber schon im Rahmen des feldtheoretischen Zuganges zur ART nicht zwingend, da man dann die Abweichungen  $V_{ij} = g_{ij} - \eta_{ij}$  von der Hintergrundmetrik  $\eta_{ij}$  als verallgemeinerte Potentiale im Poincaré/Minkowski-Raum auffassen kann. Dann – wie auch in der WPT – braucht die Lichtlaufdistanz nicht obiger Geodätendistanz  $D_\chi$  zu entsprechen, weil dann diese Rolle naheliegenderweise der Distanz im euklidischen SRT-Raum zukommen wird und die Lichtlaufzeit vom durchlaufenen Schwerefeld abhängen wird. Einfach ist dies aber bei vorhandenen Schwerefeldern nur unter Allsymmetrie, wo Distanzen im Vakuum – genau wie in der SRT – durch Lichtlaufzeiten gemessen bzw. definiert werden können (siehe auch Abschnitt 2.3); für die Lorentztheorie bzw. SRT hatte dies Poincaré schon im Juli 1905 als eine der Kerndefinitionen/Aussagen erkannt.

### 5.1.2.1 Das „dynamisch/metrische“ Expansionsmodell

Zum formalen Quervergleich mit der WPT reicht es den hyperbolischen ( $r = \sinh \chi$ ) und rein radialen ( $d\phi = 0$  und  $d\theta = 0$ ) Fall für das friedmannsche  $ds^2$  einer radiallydynamischen, homogenen Vollkugel näher zu betrachten ( $D_\chi = R(t) \chi$ ):

$$ds^2 = c^2 dt^2 - R^2(t) d\chi^2 = c^2 dt^2 - dD_\chi^2 \quad \text{oder auch} \quad \frac{d\tau}{dt} = \sqrt{1 - \frac{\dot{D}_\chi^2(t)}{c^2}} \quad \text{mit} \quad \dot{D}_\chi = \dot{R}(t) \chi = v_\chi(t) \quad (21)$$

$\tau$  ist die Zeit im Ruhesystem des Senders;  $t$  und  $r$  sind die Beobachterkoordinaten, und es gilt  $d\tau < dt$ .

1. Im Kern legt die (Uhren-)Metrik die Zeitdilatation/Kontraktion  $\left. \frac{d\tau}{dt} \right|_t$  fest, die man aber nicht direkt messen kann, da sie für  $v_\chi \neq 0$  vom longitudinalen Dopplereffekt überdeckt wird.
2. Die in (21) angegebene Zeitdilatation entspricht für jeden Zeitpunkt  $t$  der speziell relativistischen Zeitdilatation zwischen gleichförmig bewegten Inertialsystemen  $S$  und  $S'$  mit  $v_\chi(t) = \dot{D}_\chi(t) = \dot{R}(t) \chi$ , weswegen es sinnvoll ist, die Frequenzverschiebung mit der üblichen Dopplerformel zu berechnen:

$$\nu' = \nu \sqrt{\frac{1 - \frac{v_\chi}{c}}{1 + \frac{v_\chi}{c}}} \approx \nu \left(1 - \frac{v_\chi}{c}\right) \quad \text{bzw.} \quad \lambda' = \lambda \sqrt{\frac{1 + \frac{v_\chi}{c}}{1 - \frac{v_\chi}{c}}} \approx \lambda \left(1 + \frac{v_\chi}{c}\right) \quad \text{und} \quad z = \frac{\lambda' - \lambda}{\lambda} \approx \frac{v_\chi}{c} \quad (22)$$

$\nu$  ist die Frequenz im Ruhesystem des Senders und  $\nu'$  diejenige im Ruhesystem des Beobachters.

3.  $v_\chi$  lässt sich bis heute nicht experimentell bestimmen, obwohl dies grundsätzlich überhaupt kein Problem wäre, wenn wir denn nur Messdaten von Galaxienhelligkeiten über genügend lange Zeiträume hätten. Ohne direkten Nachweis, dass  $v_\chi = \dot{D}$  größer null und für kleine  $D$  etwa  $H D$  bzw.  $H r$  ist, hängen aber die ganzen Friedmann/Lemaître- oder Urknall-Kosmologien in der Luft.

Aus (22c) folgt das Hubblegesetz, falls  $\dot{D}_\chi = v_\chi = H(t) D_\chi$  (für kleine  $D_\chi$  gilt:  $D_\chi = r$ ):

$$c z = c \frac{\lambda' - \lambda}{\lambda} \approx v_\chi = \dot{D}_\chi = H(t) D_\chi \quad (23)$$

Dies ist für kleine  $z$  physikalisch plausibel, nicht zuletzt weil  $v = H r$  dem Weltpostulat genügt. Da aber das Hubble-Gesetz im Sinne von (17) einer Hc-beschleunigten Expansion entspricht, ist dies physikalisch unverständlich, da man keine Kraft kennt, die dies bewirken könnte, denn die allein bekannte Schwerkraft bremst jede Expansion. Das Problem besteht aber nur, wenn man das seit 80 Jahren bekannte Hubblegesetz ernst nimmt, was man im Rahmen der Newton- und Friedmannkosmologie aber nicht tut, weil man da ja  $H(t) = \frac{\dot{R}}{R}$  mit den Friedmanngleichungen berechnet, weswegen das Hubblegesetz in der Friedmanntheorie nur noch eine Mogelpackung ist. Weil experimentell die Hubblebeschleunigung Hc seit einigen Jahren aber nicht mehr zu übersehen ist, wird diese nun mit der physikalisch unverständlichen kosmologischen Konstante  $\Lambda$  „erklärt“. Das funktioniert nur darum so einfach, weil die „newtonsche“ Gravitationsbeschleunigung aufgrund der heutigen, kleinen Massendichte im All etwa 100 mal kleiner ist als die „ $\Lambda$ -Beschleunigung“ im Konkordanzmodell  $\sqrt{\frac{\Lambda}{3}} c^2 \sim Hc$ , was auch – zusammen mit der unglückseligen ART-Geometrieinterpretation – der Grund ist, dass die Friedmannkosmologie bis jetzt überleben konnte. In der WPT gibt es solche Probleme nicht, weil  $H$  eine Konstante ist und die Hubblebeschleunigung durch die von der Weltbeschleunigung Hc bewirkte Lichtrötung nur vorgetäuscht wird.

Auch ist zu bedenken, dass eine allgemeinere Rotverschiebungsbeziehung als (23) für große  $z$ , wo sich  $D_\chi$  und  $D_r$  unterscheiden, nicht auf sicherem Fundament steht, denn die ART-Metrik- bzw. Geometrieinterpretation, auf der die ART-Friedmann-Rechnungen beruhen, lässt sich experimentell bisher nicht belegen, was nur wenig bekannt ist.

In der Standardkosmologie setzt man die ART-Feldgleichungen samt Geometrieinterpretation aber trotz obiger Einwände und der sehr gut belegten MOND-Artigkeit der Galaxiendynamik bis heute als richtig voraus, was dann zur bekannten Friedmann/Lemaître-Kosmologie führt, die mittels  $\Omega_m$ ,  $\Omega_\Lambda$  und  $k$  parametrisiert wird; diese Parameter stehen für die Massendichte, die kosmologische Konstante und den Geometrieparameter  $k$ . Im Rahmen dieser ART-Kosmologie kann  $R(t)$  als Funktion der kosmologischen Parameter dargestellt werden: Insbesondere hat Mattig [13] 1958 – wenigstens für Modelle mit verschwindender kosmologischer Konstante – den Zusammenhang zwischen radialer und metrischer Distanz,  $H_0 = H(t=\text{heute})$ ,  $q_0 = q(t=\text{heute})$  und  $z$  analytisch angegeben;  $q_0$  ist der heutige Beschleunigungsparameter der Standardkosmologie. Daraus ergibt sich dann, dass in einem leeren Kosmos ( $\Omega_m = 0$  und damit auch  $q_0 = 0$ ) die metrische Distanz  $D_r = R(t) r = R(t) \sinh(\chi) = \frac{c}{H_0} \sinh(\ln(1+z))$  beträgt. D.h. für dieses Friedmann-Modell ist  $D_r$  gerade gleich groß wie  $D_l$  in der WPT (19), wenn man die Konstante  $H$  der WPT mit  $H_0$  der Standardtheorie gleich setzt, wobei  $D_r$  und  $D_l$  die (Helligkeits-)Distanzen in ART bzw. WPT sind; Für  $R(t)$  gilt darum im leeren Friedmannmodell  $R(t) = \frac{c}{H(t)}$  und wegen  $H(t) = \frac{\dot{R}(t)}{R(t)}$  folgt daraus  $\dot{R}(t) = c$  und damit  $R(t) = c t$ . Damit führt das Friedmann-Modell eines leeren, mit  $R(t) = c t$  expandierenden Alls zur genau gleichen heute beobachtbaren Helligkeits/Rotverschiebungs-Beziehung wie die WPT, auch wenn dieses Resultat im Rahmen der Standardinterpretation der Friedmannkosmologie unverständlich ist, weil das All ja offensichtlich nicht leer ist; darauf werden wir in 5.1.2.2 aber nochmals zurückkommen. Dieses Modell ist auch äquivalent zum alten SRT-Modell von Milne von 1932 (siehe z.B. [1], Abschnitt 31.2).

### 5.1.2.2 Das „statisch/metrische“ Gravitationsmodell

Bis jetzt haben wir im Rahmen der metrischen Kosmologie nur Expansionsmodelle betrachtet, auch wenn natürlich über die Feldgleichungen die Schwerkraft bei einem masse/energieerfüllten, radialdynamischen All mit ins Spiel kommt, wie man dies an den Friedmanngleichungen für  $R(t)$  und damit auch  $H(t)$  leicht erkennen kann. Nun wollen wir aber die bekannte, zentralsymmetrische, statische (Gravitations-)Metrik betrachten, die die Rotverschiebung radialer Lichtstrahlen nach dem Durchlaufen mindestens einer „nicht zu großen“ Schwerepotentialdifferenz  $\Delta V = V(r_{\text{Sender}}) - V(r_{\text{Beobachter}})$  korrekt beschreibt:

$$ds^2 = \left(1 + \frac{2\Delta V}{c^2}\right) c^2 dt^2 - dr^2 \quad \text{oder auch} \quad \frac{d\tau}{dt} = \sqrt{1 + \frac{2\Delta V}{c^2}}, \quad \text{da annahmegemäß} \quad \dot{r} = 0 \quad (24)$$

Für die Begründung/Plausibilisierung dieser Metrik für nicht „zu große“  $\Delta V$  ist die Kenntnis der ART-Feldgleichungen bekanntlich noch nicht nötig.  $V(r)$  ist das Schwerepotential, wie man es für lokale Massenverteilungen aus der Poissongleichung erhält;  $\tau$  ist die Zeit im Ruhesystem des Senders;  $t$  und  $r$  sind die Beobachterkoordinaten, und den Nullpunkt legt man bei zentralsymmetrischen Problemen sinnvollerweise ins Gravitationszentrum. Im Falle von rein gravitativer Rotverschiebung – was wir hier annehmen – erhält man wegen  $\dot{r} = 0$  aus  $dt/d\tau$  auch direkt die gravitative Frequenzverschiebung  $z$ :

$$\frac{d\tau}{dt} = \sqrt{1 + \frac{2\Delta V}{c^2}} = \frac{\nu'}{\nu} = \frac{\lambda}{\lambda'} = \frac{1}{1+z}; \quad \text{für kleine} \quad \frac{\Delta V}{c^2} \quad \text{folgt} \quad \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{2\Delta V}{c^2}}} - 1 \sim -\frac{\Delta V}{c^2} = z(r) \quad (25)$$

Grundsätzlich sind im Falle zentralsymmetrischer, klassischer Felder zwei Hauptfälle zu unterscheiden:

1. Potentiale, die proportional zu  $1/r^n$  ( $n > 0$ ) sind. In diesen Fällen zeigen Uhren im Unendlichen die „korrekte“ bzw. ungestörte Zeit an.
2. Potentiale, die proportional zu  $r^n$  ( $n > 0$ ) sind. In diesen Fällen zeigen Uhren im Gravitationszentrum ( $r = 0$ ) die ungestörte Zeit an.

In beiden Fällen wird Licht, das von weiter außen als der Beobachter kommt, blauverschoben und Licht, das von weiter innen kommt, rotverschoben.

Wenn man nur über radiale Lichtinformationen ohne direkte  $v_\chi$ -Messung verfügt, sind gravitative und Dopplerrotverschiebungen ununterscheidbar, weshalb man dann  $z$  aus (22c) und/oder (25b) erhalten kann.

Die rein gravitative WPT-Kosmologie ist aber der Expansionskosmologie oder einer Mischung aus beiden schon ihrer Einfachheit und Erklärungsstärke wegen weit überlegen: Die Standardkosmologie kann ja noch nicht einmal das Vorzeichen von  $H$  voraussagen, während die WPT in ihrer heutigen einfachen Form nur einen einzigen „leicht freien“ Parameter, die Hubblekonstante, kennt, die zudem wenigstens größenordnungsmäßig durch die „globale“ Massendichte des Alls bestimmt wird (siehe 5.6).

Im Folgenden betrachten wir hier nur noch das allsymmetrische Weltpotential  $V(r) = Hc r$ , bei dem  $r$  nur relativ zum jeweiligen momentanen Aufenthalts- oder Ausgangspunkt einer frei fliegenden Testmasse definiert ist, was zur Folge hat, dass Testmassen oder Licht immer von innen, d.h. vom Gravitationszentrum herzukommen scheinen. D.h. man muss jetzt bei der Berechnung von  $\Delta V$   $r_{Sender} = 0$  setzen und  $r_{Beobachter} = r$ . Für das allsymmetrische Weltpotential  $V = Hc r$  erhält man so

$$\Delta V = V(r_{Sender}) - V(r_{Beobachter}) = -Hc r; \text{ einsetzen in (25b) gibt } z(r) = -\frac{\Delta V}{c^2} = \frac{H r}{c},$$

was gerade dem Hubblegesetz  $v(r) = c z(r) = H r$  entspricht. Für differentielle  $dr$ ,  $dz$  und  $dV$  hatten wir diese Rotverschiebungsformel für  $z$  schon in Gleichung (15) benützt.

Die hier benutzte Metrik (24), die sich schon ohne jede Kenntnis der ART aufdrängt, überzeugt für kosmologische Anwendungen aber noch nicht, weil sie das Weltpostulat mindestens formal der allgemeinen  $r$ -Abhängigkeit wegen nicht erfüllt. In zwei Schritten lässt sich dies Problem beheben:

1. Im Kapitel 2.3 ergab sich, dass man in einem allsymmetrischen Kosmos die Lichtgeschwindigkeit konstant  $c$  setzen darf, weil es dann möglich ist Uhren global wie in der SRT zu synchronisieren. Das führt zur folgenden neuen Metrik (für Lichtstrahlen gilt  $ds = 0$ ):

$$ds^2 = \left(1 - \frac{2 Hc r}{c^2}\right) (c^2 dt^2 - dr^2) \text{ oder auch } \frac{d\tau}{dt} = \sqrt{1 - \frac{2 H r}{c}}, \text{ da annahmegemäß } \dot{r} = 0 \quad (26)$$

Diese Änderung der Metrik hat in einem statischen All keinen Einfluss auf die einzige, direkt messbare Größe, die Frequenzverschiebung von Licht  $\frac{d\nu}{d\nu'} = \frac{d\lambda'}{d\lambda} = 1 + z = \frac{dt}{d\tau}$ .

2. Nach obiger Annahme einer konstanten Lichtgeschwindigkeit bzw. von deshalb durch die Lichtlaufzeit einfach definierbaren Distanzen kann man  $r = ct$  setzen, und weil man Informationen aus großen Entfernungen nur über das Licht erhält, gibt die Lichtlaufzeit auch immer das Alter einer Information an, weshalb es möglich ist jeder solchen Information beim Start die Zeit 0 und bei der Ankunft im Teleskop die Lichtlaufzeit  $t$  zuzuordnen, die als definitorisches Maß für die Entfernung der Lichtquelle dient; darum darf man nun schreiben:

$$ds^2 = (1 - 2 H t) (c^2 dt^2 - dr^2) \text{ oder auch } \frac{d\tau}{dt} = \sqrt{1 - 2 H t} = \sqrt{1 - 2 H \frac{r}{c}} = \sqrt{g_{00}}, \text{ da } \dot{r} = 0$$

So sieht man sofort, dass die Metrik das Weltpostulat erfüllt, und mit dem Weltpotential  $V = Hc r$  bzw. der Weltbremsbeschleunigung  $Hc$  erhält man dann die gleiche Rotverschiebung wie in einem Friedmann-All, das mit der Geschwindigkeit  $v_\chi = H r = r/t = c$  expandiert (siehe (23) und Ende 5.1.2.1), was nur in einem leeren Friedmannall mit  $R(t) = ct$  und damit auch  $H = 1/t$  möglich ist.

Im Kapitel 5.2 werden wir sehen, dass die „gravitative“ Helligkeits/Rotverschiebungs-Beziehung auch für große  $z$  die Beobachtungen im Rahmen der heutigen Messgenauigkeiten korrekt beschreiben kann. Dazu genügt es mittels des Äquivalenzprinzips die Laufzeit eines Lichtstrahls im Weltpotentialfeld auszurechnen, wie wir dies im Abschnitt 5.1.1 bereits getan haben; (26) braucht man dabei nur für differentiell kleine  $r$ .

Jetzt kann man auch verstehen, warum ein leeres Friedmannall und damit auch das SRT-Modell von Milne die gleiche Rotverschiebungs/Helligkeits-Beziehung ergibt wie die WPT:

Im Milne-Modell dehnt sich der Kosmos mit dem Skalenfaktor  $R(t) = ct$  aus, was abgesehen vom formalen Erfolg eine ganz und gar unverständliche Annahme ist, nicht zuletzt weil dies grundsätzlich nur für masselose Allsubstratteilchen denkbar ist. In WPT-Sicht expandiert aber nicht der Kosmos mit der Geschwindigkeit  $c$ , sondern diese Expansion wird durch die gravitative Rotverschiebung der  $c$ -schnellen Lichtsignale, die von fernen Welten künden, vorgetäuscht:

**Nicht der Weltradius wächst mit  $ct$ , sondern die Sichtweite mit der Lichtstrahlänge  $ct$ .**

Möglich sind solch konstante,  $c$ -schnelle Lichtsignale im Kosmos aber nur dank dem Umstande, dass auf genügend großen Skalen mindestens in guter Näherung Allsymmetrie herrscht, die die globale Anwendung der Poincaré/einsteinschen Uhrensynchronisation möglich macht und damit auch die globale  $c$ -Konstanz, wobei man aber nicht vergessen darf, dass es auf kosmischen Distanzen z.B. nicht möglich ist Zweiweglichtlaufzeiten wie im Labormaßstab wirklich zu messen. Dass man die Konsequenzen der großskaligen Allsymmetrie so lange übersehen konnte, erstaunt aber trotzdem und hängt primär damit zusammen, dass die formale, metrische Beschreibung physikalisch außerordentlich vieldeutig und undurchsichtig ist und dass man sich durch die geometrische ART-Interpretation hat in die Irre führen lassen: Sie wird durch obige Ausführungen nun aber allermindestens stark infrage gestellt, was dadurch noch unterstrichen wird, dass sie sich nie auf eine wirklich physikalisch gesicherte Basis abstützen konnte. Im Rahmen der Urknallkosmologie ist sie – neben Inflation, Dunkler Materie und Energie – eine zusätzliche Ad-hoc-Annahme, die für das Überleben der Standardkosmologie unverzichtbar ist (siehe auch [42], Kapitel 4.1).

### 5.1.3 Die Hintergrundstrahlung in der WPT

Nach obigen Ausführungen zur statisch/metrischen Formulierung der WPT kann man die gravitative Rotverschiebung, wie sie im berühmten Experiment von Pound und Rebka erstmals zweifelsfrei experimentell belegt wurde, als die von vielen gesuchte **Lichtermüdung** ansehen, die das Sternenlicht auf seinen langen Wegen bis zu den Mikrowellen rotverschiebt, während es auf diesen Wegen gleichzeitig „nachthermalisiert“ wird. Dies ist nach heutigem Wissensstand zwar eine starke, aber wohl noch zulässige Vereinfachung. Der Abstand zur letzten Streufläche (in Analogie zur Standardkosmologie) ist für jeden beliebigen Beobachter die Distanz, bei der die durch Streuungen massiv vergrößerten Sternscheiben zu überlappen beginnen. D.h. aber, dass auch dieser deutlich sichtbare Effekt der letzten Streufläche nur ein Effekt der (streuenden) Lichtausbreitung ist, der keiner realen, zusammenhängenden Urknallplasmaoberfläche bei der Licht/Materie-Entkopplung entspricht, ja der Streuungen wegen noch nicht einmal individuell eindeutig zuordenbaren Sternplasmaoberflächen von einigen 1000 Kelvin Temperatur, die von der gleichen Größenordnung ist wie die in der Standardtheorie angenommene Entkoppelungstemperatur von Licht und Materie. Für erste quantitative Abschätzungen könnte es aber vorteilhafter sein, von den gut sichtbaren, hellen Galaxienscheiben statt von den einzelnen Sternscheiben auszugehen.

Weil die oben vorgestellte metrische Beschreibung der kosmischen Gravitationswirkungen der Friedmann-Kosmologie formal weitgehend entspricht, ist es offensichtlich, dass die WPT auch mit der Existenz der Hintergrundstrahlung keine grundsätzlichen Probleme hat, wie dies bei den sonst üblichen Lichtermüdungskonzepten der Fall ist, ja dass sie im Rahmen der altbekannten Überlegungen von Olbers, Chéseaux und Kepler zwingend zu erwarten ist. Der Kern der grundsätzlichen Aspekte beruht ja in der WPT-Interpretation primär auf der relativen Zeitdilatation zwischen Lichtquelle und Lichtempfänger, die zusätzlich zur Energieabnahme des Lichts zu einer gleichen „Strahlungsverdünnung“ führt wie die Expansion im Standardmodell. Dabei ergibt sich die Zeitdilatation  $\frac{dt}{dt'}$  schon aus der bekannten Metrik (24), und in der „allsymmetrisierten“ oben vorgestellten Massenschalen- bzw. WPT-Metrik (26) bleibt ein Planckspektrum ein Planckspektrum, wenn es dies zu einer bestimmten Zeit  $t$  ist, wobei  $t$  im Falle der Standardtheorie eine universelle Zeit ist, die seit dem Urknall verstrichen ist, während  $t$  im Falle der WPT die „Lichtstrahlzeit“ bedeutet, seit das Licht die letzte Streufläche verließ, diese Streufläche ist natürlich weder in den Urknallmodellen noch in der WPT „scharf“ definiert, aber sie legt in beiden Fällen die Temperatur der Planckstrahlung physikalisch bei einigen 1000 Kelvin fest, einmal durch die Entkoppelungstemperatur des Urplasmas und einmal durch die mittlere Temperatur der lichtabstrahlenden Sternoberflächen. Aber die physikalische Begründung des Planckspektrums der Hintergrundstrahlung in der WPT ist eine andere als in der Standardkosmologie: In einem stabil statischen Kosmos kommt es notwendigerweise zu einer Thermalisierung, die zu einer sehr homogenen Schwarzkörperstrahlung führen muss, denn Zeit dazu gibt es genug und wegen der großen freien Weglängen von Licht im Vergleich zu den bekannten lokalen Strukturen auch eine gute Ausmittelung über individuelle Wechselwirkungseffekte mit diesen Strukturen. Andererseits zeigen die gemessenen kleinen Inhomogenitäten der Hintergrundstrahlung tatsächlich Korrelationen mit den bekannten Strukturen, wie dies in der WPT auch zu erwarten ist. Quantitative Thermodynamik unter Beachtung der kosmischen Rotverschiebung in einem aktual unendlichen All wird zwar keine leichte Aufgabe sein, aber weil man sich in der WPT viel weniger von der „bekannten“ Physik entfernt als in den Urknallmodellen, sind die Aussichten im Rahmen der WPT gut, die Thermalisierung schließlich realistisch modellieren zu können, was bei der Standardkosmologie bisher nicht so ist:

**Die Hintergrundstrahlung in der Standardkosmologie** gilt nämlich fälschlicherweise als sehr gut verstanden, denn ohne die höchst spekulative, physikalisch ganz unverstandene Ad-hoc-Annahme der Inflation kann man im Rahmen der Standardtheorie noch nicht einmal das gut gesicherte, isotrope Planckspektrum verstehen. Akzeptiert man aber die Inflation samt ART-Geometrieinterpretation, sind weitere Ad-hoc-Annahmen (Dunkle Materie und dunkle Energie) zwingend nötig, um das Standardmodell nicht sofort an inneren Widersprüchen zerbrechen zu lassen (Näheres siehe [41]).

#### 5.1.4 Zusammenhang zwischen Distanz und scheinbarer Helligkeit

Nun ist aber noch zu zeigen, wie man aus der (Helligkeits-)Distanz  $D_l$  der WPT bzw.  $D_r$  der Standardkosmologie die scheinbare Helligkeit einer Strahlungsquelle erhält, um schließlich die theoretische Helligkeits/Rotverschiebungs-Beziehung angeben zu können, um sie mit den vorliegenden Messdaten vergleichen zu können. Dazu berechnet man zuerst den Zusammenhang zwischen der bei einem Empfänger gemessenen Energie- bzw. Strahlungsstromdichte (Energie pro Zeit- und Flächeneinheit)  $S_{mess}$  und der von der Quelle abgestrahlten Leistung  $L$  (Energie pro Zeiteinheit). Nimmt man an, dass die Abstrahlung isotrop erfolgt und dass es weder Strahlungsabsorption noch Rotverschiebung gibt und dass man es mit einer newtonschen Raumzeit zu tun hat, dann gilt aus rein geometrischen Gründen ( $F = 4\pi LD^2 =$  Kugeloberfläche einer gedachten Kugel mit Zentrum bei der Quelle, auf der sich der Empfänger befindet):

$$S_{mess} = \frac{L}{4\pi LD^2} \quad \text{und daraus} \quad D_l = \sqrt{\frac{L}{4\pi S_{mess}}}$$

Beim Vorliegen von Rotverschiebung führt dies jedoch zu einer falschen (Lichtlauf-)Distanzrechnung, weil dann  $S_{mess}$  ja einerseits durch den Zeitlupeneffekt ( $\frac{dt}{dt'} = 1+z$ ) und durch die Rotverschiebung selbst um jeweils den Faktor  $(1+z)$  geschwächt wird. Wenn man aber die korrigierte, nicht rotverschobene Strahlungsstromdichte  $S_{geom}$  nennt, dann gilt:

$$S_{geom} = (1+z)^2 S_{mess} \quad \text{und damit auch} \quad D_l = \sqrt{\frac{L}{4\pi S_{geom}}} = \frac{1}{1+z} \sqrt{\frac{L}{4\pi S_{mess}}}$$

Es sind natürlich noch weitere Korrekturen anzubringen, aber weil diese im Allgemeinen nicht universeller Natur sind, müssen sie bei Messauswertungen jeweils individuell behandelt werden, worauf wir hier nicht näher eingehen können.

Um nun den Anschluss an die astronomischen Gepflogenheiten zu finden, die historisch gewachsen sind, führen wir den wichtigen Begriff der photometrischen Distanz  $D_L = \sqrt{\frac{L}{4\pi S_{mess}}}$  ein, was uns zu folgender Beziehung führt, wenn man noch  $S_{mess}$  in Zukunft wie üblich einfach  $S$  nennt und schließlich  $D_l$  aus (19) einsetzt:

$$D_L(z) = \sqrt{\frac{L}{4\pi S_{mess}}} = \sqrt{\frac{L}{4\pi S}} = (1+z) D_l = \frac{c}{H} (1+z) \sinh(\ln(1+z)) \quad \text{für die WPT} \quad (27)$$

Wenn man jetzt noch dran denkt, dass in der Literatur zur Friedmannkosmologie an Stelle unserer WPT-Lichtlaufdistanz  $D_l$  die metrische Distanz  $D_r$  steht, dann sollte der Vergleich mit der Standardliteratur auch diesbezüglich keine Probleme mehr bereiten. Vollständigkeitshalber und für Vergleichszwecke gebe ich hier noch das heute in der Friedmannkosmologie verwendete theoretische  $D_L(\Omega_m, \Omega_\Lambda, H_0, z)$  an (siehe z.B. [20, 21]) mit  $\Omega_m$  der Massen/Energiedichte im All,  $\Omega_\Lambda$  der kosmologischen Konstante und  $H_0$  der Hubblekonstante heute:

$$D_L(\Omega_m, \Omega_\Lambda, H_0, z) = \frac{c}{H_0} \frac{1+z}{\sqrt{|k|}} F \left( \sqrt{|k|} \int_0^z \frac{dz'}{\sqrt{(1+z')^2(1+\Omega_m z') - z'(2+z')\Omega_\Lambda}} \right) \quad \text{mit} \quad (28)$$

$$F(x) = \begin{cases} \sin(x) & \text{und } k = 1 - \Omega_m - \Omega_\Lambda & , \text{ falls } \Omega_m + \Omega_\Lambda > 1 \\ x & \text{und } k = 1 & , \text{ falls } \Omega_m + \Omega_\Lambda = 1 \\ \sinh(x) & \text{und } k = 1 - \Omega_m - \Omega_\Lambda & , \text{ falls } \Omega_m + \Omega_\Lambda < 1 \end{cases}$$

Für  $(\Omega_m, \Omega_\Lambda) = (0, 0)$  und  $H_0 = H$  ist  $D_L(z) = D_L(\Omega_m, \Omega_\Lambda, H_0, z)$ . D.h. die photometrische WPT-Distanz entspricht genau der photometrischen Distanz des Friedmannmodelles für einen leeren Kosmos, was im Rahmen der Friedmannkosmologie natürlich keine zulässige Lösung ist, da das All offensichtlich nicht leer ist, während im Rahmen der WPT nur ein nicht leerer Kosmos – mindestens eine aktual unendliche Massenschale mit endlicher Dichte  $\rho_\infty$  – zu einem von null verschiedenen  $H$  führt, denn im Limes  $\rho_\infty$  gegen 0 würde im Rahmen der WPT auch  $H$  null werden und damit natürlich auch die kosmologische Rotverschiebung, während  $H_0$  und  $\Omega_m$  völlig unabhängige Modellparameter sind.

Jetzt bleibt nur noch der Schritt zum astronomischen Begriff der scheinbaren Helligkeit  $m$  und der absoluten Helligkeit  $M$  und ihrer Beziehung zur photometrischen Distanz  $D_L$ . Statt der visuellen Helligkeit  $m$  muss man aber  $m_{bol}$ , die bolometrische Helligkeit, benützen (lg meint  $\log_{10}$ ):

$$m_{bol}(z) = 5 \lg D_L(z) + M - 5 \text{ für } D_L \text{ in } 10 \text{ pc} \quad \text{oder} \quad m_{bol}(z) = 5 \lg D_L(z) + M + 25 \text{ für } D_L \text{ in Mpc} \quad (29)$$

Die absolute Helligkeit  $M$  in (29) ist die scheinbare Helligkeit  $m$ , wie sie uns aus dem Abstand von 10 pc bzw. von 1 Mpc erscheinen würde. Mit  $d_L = H_0 D_L$  ist  $d_L$  nicht von  $H_0$  bzw.  $H$  abhängig und man kann wegen (28) schreiben, was man so ähnlich oft in der Literatur findet:

$$m_{bol}(z) = 5 \lg d_L(z) - 5 \lg H_0 + M - 5 = 5 \lg d_L(z) + \mathcal{M} \quad \text{mit} \quad \mathcal{M} = M - 5 \lg H_0 - 5 \text{ für } 10 \text{ pc Abst.} \quad (30)$$

Manchmal wird statt  $m_{bol}(z)$  auch der Entfernungsmodul  $\mu(z) = m_{bol}(z) - M$  angegeben und als Kurve aufgetragen. Gibt es nun sogenannte Standardkerzen, d.h. astronomische Objekte, die in guter bzw. ausreichender Näherung alle die gleiche absolute Helligkeit  $M$  besitzen, dann erhält man durch die Messung von  $m_{bol}(z)$  eine experimentelle Helligkeits/Rotverschiebungs-Kurve, die mit der theoretischen Voraussage verglichen werden kann. Allerdings erhält man  $m(z)$  bzw.  $\mu(z)$  nur bis auf eine additive Konstante, wenn man nur weiß, dass alle Standardkerzen die gleiche absolute Helligkeit  $M$  besitzen, man aber nicht weiß wie hell genau und man auch  $H_0$  bzw.  $H$  nicht genau kennt. D.h. dass man aus der  $m(z)$ -Kurve nur  $\mathcal{M}$  und die Güte der Übereinstimmung der gemessenen  $m(z)$ -Kurve mit der vorhergesagten Kurve erhält. Darum wird für die Auswertungen oft auch ein „plausibler“ Wert für  $H_0$  angenommen. Diese Ausführungen sollten nun ausreichend sein, um entsprechende astronomische Fachartikel leichter lesen zu können.

Der quantitative Vergleich der vorhergesagten kosmologischen WPT-Rotverschiebung mit Beobachtungsdaten von Typ Ia Supernovae, die sich als gute Standardkerzen erwiesen haben (siehe z.B. [24]), und mit dem sogenannten Konkordanzmodell der Friedmannkosmologie (siehe z.B. [18, 19, 25]) ist Thema des nächsten Abschnittes:

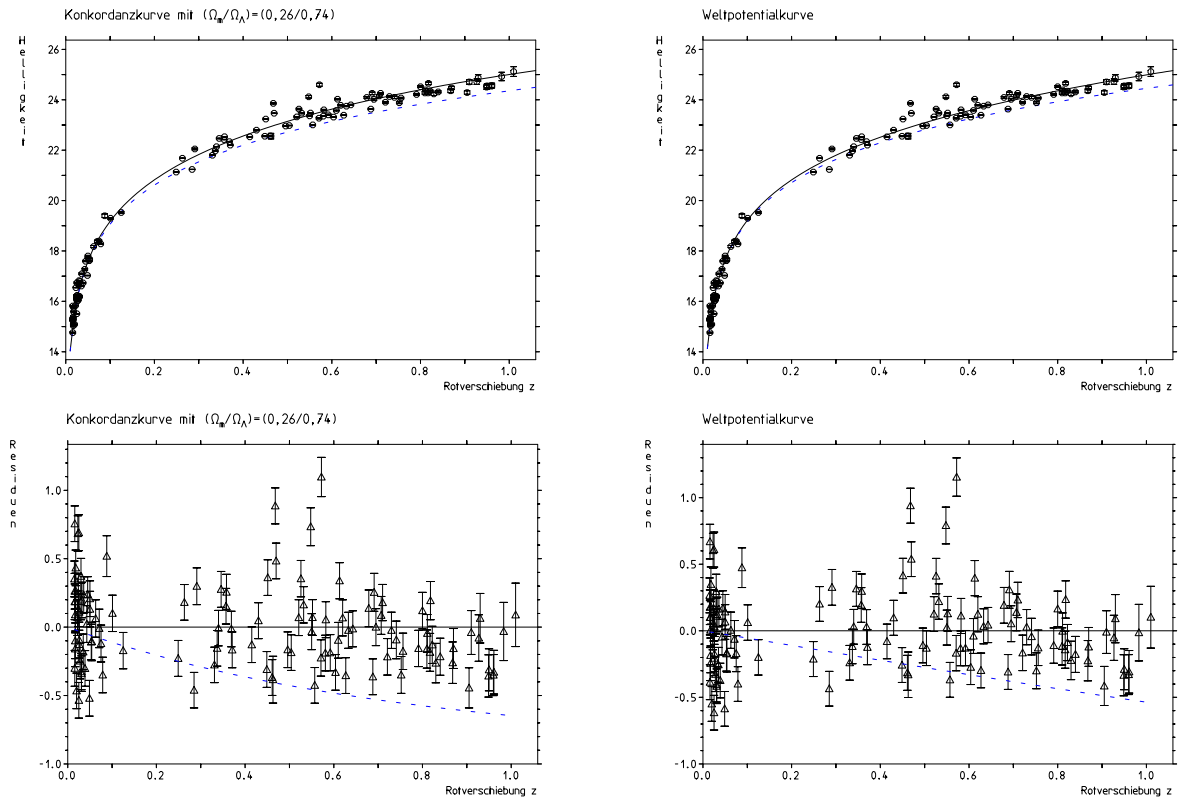
## 5.2 Die beobachtete kosmologische Rotverschiebung

Seit etwa 1998 gibt es eine zunehmende Zahl von Veröffentlichungen, die aus den Typ Ia Supernovae-Daten meinen schließen zu müssen, dass die kosmologische Konstante größer als null sei. Das war aber von allem Anfang an eine Überinterpretation von Beobachtungsdaten. Dies wurde spätestens mit den Veröffentlichungen von Knop u.a. ([19] und einem ESO-Messenger- und Sterne und Weltraum-Artikel [18, 25]) klar, wo man „von Auge“ sehen konnte, dass auch ein Einfachstmodell mit  $(\Omega_m, \Omega_\Lambda) = (0, 0)$  die Daten hinreichend gut erklären kann (siehe Figur 6 in [19], Figur 8 in [18] und Abb. 4 in [25]). Das musste stutzig machen, denn dies war ein ganz deutlicher Hinweis auf eine Überinterpretation der Daten, die ja eigentlich zuerst mal ein Test für die Richtigkeit der Friedmannkosmologie sein sollten, was aber bei der Berechnung der Vertrauensbereiche nicht beachtet wurde, sondern man ging bei diesen Berechnungen von der grundsätzlichen Richtigkeit der ART-Kosmologie aus, obwohl man seit über 20 Jahren weiß, dass die ART auf galaktisch/kosmischen Skalen kaum richtig sein kann, weil sie schon die Galaxiendynamik – selbst unter Annahme von gigantischen Mengen von Geistermaterie – nicht befriedigend erklären kann. Andererseits können diese Supernovae-Daten tatsächlich einen Test für die Weltpotentialtheorie liefern, da diese Theorie in ihrer heutigen, diesbezüglich noch maximal einfachen Form eine leicht überprüfbare Aussage macht, weil der einzige „leicht freie“ Parameter die nicht zeitabhängige Hubblekonstante  $H$  ist. Schon der Figur 6 in [19] kann entnommen werden, dass die Voraussage der WPT mit den Beobachtungspunkten voll verträglich ist, sogar ähnlich gut wie die rote „Konkordanzkurve“, der für die etwa letzten 5 Milliarden Jahren eine beschleunigte Expansion und für die Zeit davor eine gebremste Expansion zugrunde liegt, weil damals das All – aus Urknallsicht – noch materie- und nicht wie heute dunkelenergiedominiert gewesen sein soll.

Inzwischen gibt es – mindestens für  $z$  bis etwa 1 – einen noch besseren Datensatz, den ich schon in einer andern Arbeit [26] mit der Voraussage der WPT verglichen habe: Die Grundlage für diesen Vergleich war „The Supernova Legacy Survey: Measurement of  $\Omega_m, \Omega_\Lambda$  and  $w$  from the First Year Data Set“ [22]. Die folgenden Bilder sind Figur 4 auf Seite 11 dieser Referenz nachempfunden. Die blaue 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  $\Omega_\Lambda$ , die kosmologische Konstante, nicht 0 sein könne, während dies uns nur als kleiner Hinweis auf die Testempfindlichkeit dienen soll.

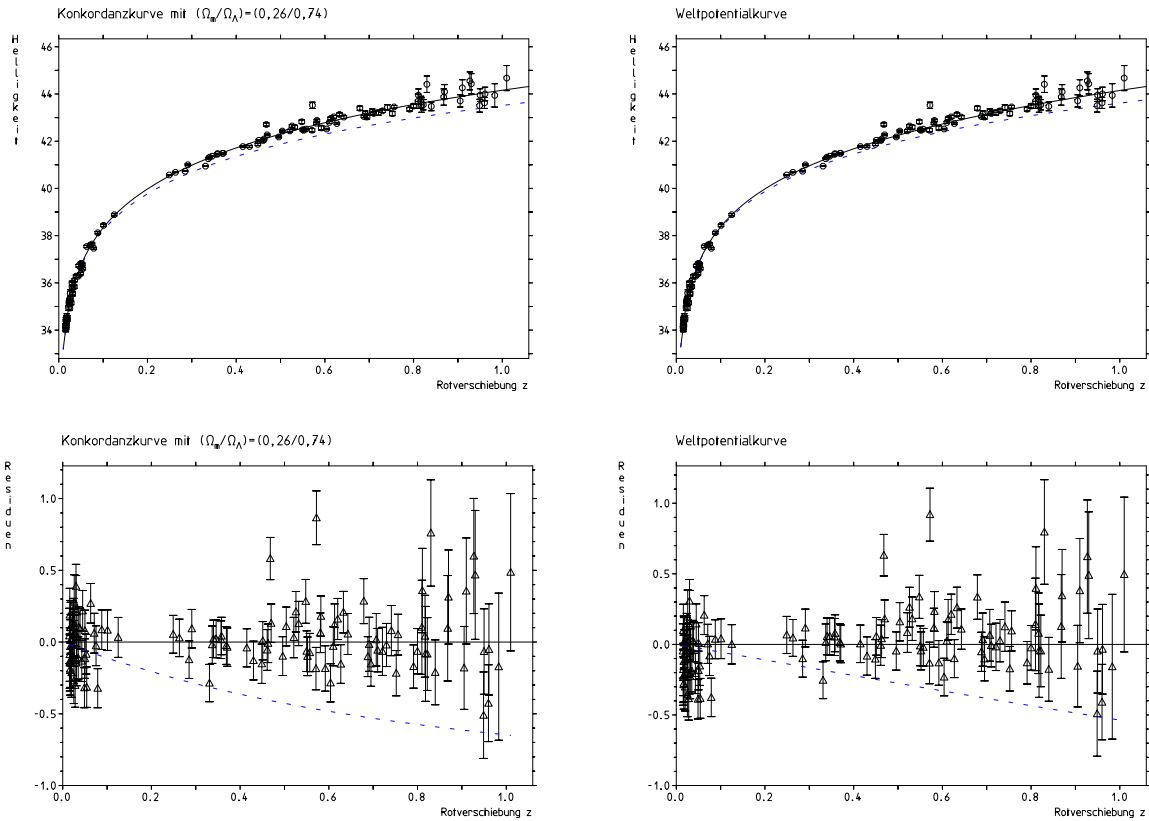
Die Voraussage der Weltpotentialtheorie entspricht, wie oben gezeigt wurde, gerade der Voraussage der Standardkosmologie für ein leeres All mit  $(\Omega_m, \Omega_\Lambda) = (0, 0)$ , was aus Sicht der Friedmantheorie darum eine unzulässige, nicht in Betracht zu ziehende Modellierung ist. Die Autoren von [22] haben ein  $m_B^*(z)$  und ein  $\mu_B(z)$  tabelliert (siehe Datentabellen 8 und 9), wobei  $m_B^*$  etwa die Rolle von  $m_{bol}$  aus obigem Theorieteil übernimmt und  $\mu_B$  entspricht etwa  $\mu_{bol}$ . Der entscheidende Unterschied liegt aber darin, dass in  $m_B^*$  noch keine helligkeitsabhängige, rein heuristische Streck- und Blaukorrektur an den Supernovaedaten vorgenommen wurde, sondern erst an den  $\mu_B$ -Daten (siehe speziell Seite 10 in [22]). Es folgen nun die Vergleichsbilder für beide Fälle:

### 1. Vergleich ohne heuristische Korrektur der absoluten Helligkeiten (Astier u.a.)



Nach dieser Auswertung ist der Weltpotentialtheorieansatz 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 (Astier u.a.)



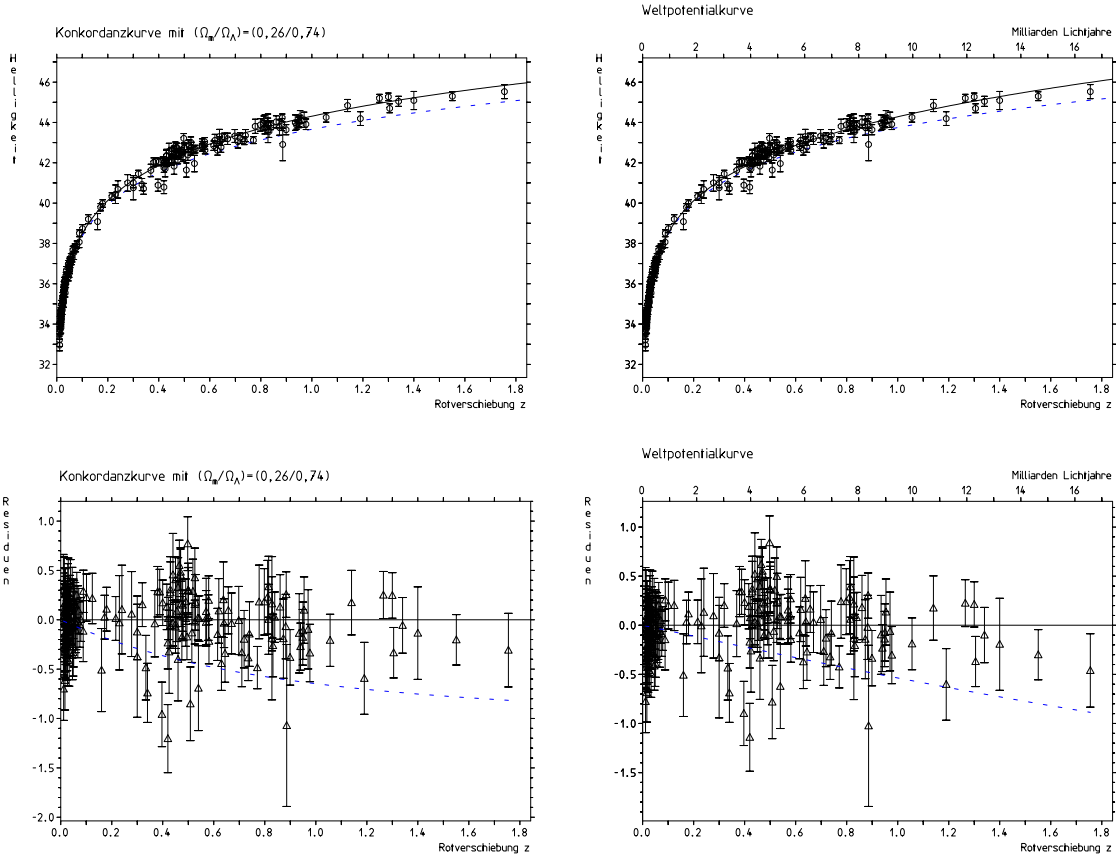
In dieser Auswertung, die heuristische Einflüsse der absoluten Helligkeit der Supernovae auf die Explosionsgeschwindigkeit und auf die Farbe berücksichtigt, sieht die Situation – vor allem bei ganz kleinen  $z$  – für das Konkordanzmodell etwas besser aus als für die Vorhersage der Weltpotentialtheorie. 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 [22], die eine sehr sorgfältige Messdatenauswertung erkennen lässt.

Der Supernovae Datensatz mit den größten, bisher gemessenen Rotverschiebungen stammt von Adam G. Riess u.a. [21]. Auch die dort aufgeführten Daten habe ich inzwischen mit der WPT-Vorhersage verglichen und entsprechende Vergleichsbilder erstellt. Die Qualität dieser Daten ist aber merklich schlechter als die von Astier u.a., was man an der Größe der Residuen und vor allem an deren Streuung erkennen kann. Insbesondere ist bei Astier u.a. auch die „Wölbung“ bei  $z$  etwa 0,4 bis 0,5 verschwunden, die wohl wesentlich mitverantwortlich war an der früheren Fehlinterpretation der Daten im Rahmen der Friedmannkosmologie. Übrig geblieben sind davon nur noch 2 von Astier u.a. als Ausreisser interpretierte Datenpunkte, die aber auch ein Hinweis auf ein z.B. noch unverstandenes Messproblem bzw. Korrekturrechnungsproblem sein könnten.



## Der Riess-Datensatzvergleich



Der Chi-Quadratunterschied zwischen den beiden Anpassungen ist unbedeutend: Für das Konkordanzmodell erhält man mit den Daten von Riess u.a. ungefähr 178 und für das WPT-Modell etwa 192.

Inzwischen gibt es noch eine neuere Messdatenzusammenstellung von Adam G. Riess u.a. mit hohen  $z$ , die ebenfalls mit der WPT-Theoriekurve verträglich ist: Das von Riess u.a. angegebene  $\chi^2$  beträgt 164 für die WPT-Theoriekurve und 150 für das Standardmodell mit  $(\Omega_m, \Omega_\Lambda) = (0, 29; 0, 71)$  bei 184 Supernovae Ia-Datensätzen ([23], Tabelle 4, Seite 49).

**Zusammenfassend** kann man sagen, dass das mit der Weltpotentialtheorie vorhergesagte Helligkeits/Rotverschiebungsgesetz mit den Beobachtungen, die an Typ Ia Supernovae bisher durchgeführt wurden, voll verträglich ist. Das Friedmann-Modell muss für eine befriedigende Anpassung hingegen auf die kosmologische Konstante zurückgreifen, die einer geheimnisvollen, universellen Antigravitationskraft entspricht und die bisher niemand physikalisch verstehen oder auch nur physikalisch plausibel machen kann.

### 5.3 Planetensystem und anomale Raumsondenabbremmung

Einerseits müssen die WPT-Gleichungen (12) bzw. (13) mit den gut bekannten Verhältnissen im Planetensystem verträglich sein und andererseits ist es wünschbar, mindestens interessant zu untersuchen, ob die vermutete, anomale Raumsondenabbremmung von der Weltpotentialtheorie erklärt werden kann:

1. Der Einfluss der kosmischen Zusatzterme auf die Planeten ist sehr klein: Trotzdem konnten Anderson u.a. in [27] zeigen, dass viele vorgeschlagene Erklärungen, die auf der auffallenden Übereinstimmung der vermuteten, anomalen Beschleunigung mit  $Hc$  beruhen, falsch sein müssen, weil dies auf die

Planetenbahnen, insbesondere die Bahn von Mars, einen heute ausschließbar großen Einfluss hätte. Sie konnten radiale Zusatzbeschleunigungen größer etwa  $10^{-9} \text{ cm/s}^2$  ausschließen. In einer neueren Arbeit [29] findet man in Tabelle 2 einen weit kleineren Wert bei weniger als  $10^{-11} \text{ cm/s}^2$ . Diese  $10^{-11} \text{ cm/s}^2 \approx Hc/10^4$  sind nun mit den WPT-Zusatzbeschleunigungen in der Keplerzone in (13) zu vergleichen, nämlich mit  $\sim Hc v/c$  und mit  $Hc (r/R_M)^\mu$ . D.h.  $v/c$  und  $(r/R_M)^\mu$  müssen für Erde und Mars kleiner etwa  $10^{-4}$  sein, um mit den heute bekannten und anerkannten Planetenbahndaten verträglich zu sein.  $\beta = v/c$  ist für die Bahngeschwindigkeiten etwa  $10^{-4}$  und für die allein zählende Radialgeschwindigkeit noch viel kleiner, womit der geschwindigkeitsabhängige Term mit den heute verfügbaren Beobachtungen verträglich ist, und  $(r/R_M)^\mu$  ist für  $\mu \gtrsim 1,5$  mit den heutigen Beobachtungen verträglich. Weil der funktionale Verlauf von  $f_K$  und  $f_A$  durch die WPT bisher nicht vorausgesagt werden kann, kann Übereinstimmung mit Vorgaben für kleinste planetare Zusatzbeschleunigungen immer erreicht werden. Eine nicht trivial erfüllbare WPT-Vorausage erhält man aber für  $f_A$ , wenn sich der anomale „Sondenabbremseffekt“ als richtig erweisen sollte:

2. Die beobachtete, anomale Blauverschiebung der Pioneer-Signale kann als eine zur Sonne gerichtete, anomale Beschleunigung aufgefasst werden (siehe z.B. die Arbeit von Turyshev u.a. [28]), die gerade etwa  $Hc$  beträgt (die Autoren von [27, 28] geben  $(8,74 \pm 1,33) 10^{-8} \text{ cm/s}^2$  an). Die Weltpotentialtheorie erwartet nun aber tatsächlich – allerdings noch ziemlich spekulativ – eine entsprechende Zusatzbeschleunigung in der Keplerzone, wie man den Gleichungen (13) und (14) entnehmen kann: Der hier allein interessante Zusatzterm  $a_{vK}$  lautet nämlich:

$$a_{vK} = H v_r \left( 1 - \left[ \frac{r}{R_M} \right]^\mu \right) \sim Hc \frac{v_r}{c} \quad \text{für } r \ll R_M \text{ mit } R_M \approx 1000AE.$$

Das entspricht für Licht und andere elektromagnetische Signale im Rahmen der angegebenen Fehlergrenzen gerade der oben erwarteten, zur Sonne gerichteten, anomalen Beschleunigung von etwa  $Hc$ ; ein  $H$  von z.B. 70 ist mit den angegebenen Fehlergrenzen z.B. noch durchaus verträglich. Der Effekt auf „langsame“ Testkörper, z.B. die Sonden selbst oder die Planeten, ist trotzdem vernachlässigbar, wie es sein muss und wie wir das oben schon gesehen haben. Dies ist bisher die stärkste beobachtungsmäßige Bestätigung für unsere noch spekulativen „Dissipationsannahmen“.

Weil man die Weltpotentialtheorie als eine „abseparierbare“ Erweiterung lokaler Gravitationstheorien mit dem gravitativen Einfluss der aktual unendlichen Massenschale auffassen kann, ist die WPT-Erweiterung nicht nur mit der Newton/Poisson-Theorie verträglich, sondern auch allermindestens mit den postnewtonischen Näherungen der ART, weswegen die WPT aus ihrem heutigen Selbstverständnis heraus Planetensysteme innerhalb der Beobachtungsgenauigkeiten ohne jede Einschränkung korrekt beschreiben kann.

## 5.4 Die drehstabile Galaxiendynamik

Will man den Einfluss des Weltpotentials auf (Kreis-)Bewegungen von Testmassen in der MOND-Zone mittlerer Gravitationsfeldstärken untersuchen, bietet sich der Außenbereich von Galaxien mit den geschwindigkeitskonstanten Rotationskurven als Vorbild an. Die Situation in solchen Außenbereichen ist besonders einfach, weil man die Massen dort vernachlässigen darf, da die lokale Massendichte mit  $r$  genügend stark abfällt, d.h. dass man die ganze gravitativ wirkende Galaxienmasse für Überschlagsrechnungen ins Symmetriezentrum setzen darf. Fürs grundsätzliche Verständnis reichen nämlich einfachste Überschlagsrechnungen. Für Kreisbahnen – die einzigen beobachtungsmäßig gut bekannten Fälle – gibt es nun einen einfachen Ansatz unter Einbezug der Weltbeschleunigung, der für genügend große  $r$  zu den gleichen, gut gesicherten Resultaten wie Milgroms MOND-Ansatz führt, wie wir schon weiter oben sahen. Aus (13) erhält man nämlich für Kreisbahnen:

$$\begin{aligned} \frac{v^2}{r} &= \frac{GM}{r^2} + Hc \left[ \frac{r}{R_M} \right]^\mu \quad \text{für } r \leq R_M \quad \text{mit } Hc = \text{Weltbeschleunigung, } \mu \gtrsim 1,5 \text{ und} \\ \frac{v^2}{r} &= \frac{GM}{r^2} + Hc \frac{R_M}{r} \quad \text{für } r \geq R_M \quad \text{mit } \frac{GM}{R_M^2} = F_M Hc \end{aligned} \tag{31}$$

$F_M$  ( $F_{\text{Milgrom}}$ ) ist ein an die Beobachtungsdaten anzupassender Parameter. Mit (31) lässt sich die Sättigungsgeschwindigkeit für genügend große  $r$  bzw. mit vernachlässigbarem  $a_N = GM/r^2$  einfach bestimmen,

wenn man  $R_M$  aus obiger Knickpunktbedingung bzw. aus (8) ins Kräftegleichgewicht für eine Kreisbahn einsetzt und zusätzlich annimmt, dass  $M$  proportional zur Leuchtkraft  $L$  ist, was einen einfachen und physikalisch plausiblen Bezug zwischen Rechnungen und Beobachtungen ermöglicht:

$$v_{\text{Sättigung}} = \sqrt[4]{\frac{GHc}{F_M}} \sqrt[4]{M} = \text{Konst.} \sqrt[4]{M} = \text{Konst.} \sqrt[4]{L} \quad \text{für Galaxienaußenbereiche} \quad (32)$$

Das ist ein ausgesprochen interessantes Resultat. Es liefert nämlich die Erklärung für die aus den Beobachtungen gewonnene Tully-Fisher-Regel (Grafik Seite 40 in [8], Kasten, oben). Die sehr gut gesicherte Tully/Fisher-Regel ist das stärkste Argument gegen Dunkelmaterie in drehstabilen Galaxien neben der Tatsache, dass noch niemand solche Dunkelmaterie finden konnte und dass eigentlich auch niemand eine Vorstellung hat, wie man solche Mengen an Dunkelmaterie - im Rahmen gesicherter Physik - in der eigenen und andern nahen Galaxien übersehen könnte: Außer bezüglich der Rotationskurven und der Linsenwirkung macht sich diese spekulative Dunkelmaterie erstaunlicherweise ja auch gravitativ nicht bemerkbar.

Löst man nun Gleichung (32) nach  $M$  auf, erhält man  $M = F_M v^4 / (G Hc)$ . Diese Formel gilt für den ganzen Außenbereich von gravitativen, drehstabilen Systemen. Dies ist zu vergleichen mit der Masse, die man aus dem klassischen Kräftegleichgewicht für Kreisbahnen  $M_{\text{klassisch}} = r v^2 / G$  erhält. So erhält man das Massenverhältnis

$$\frac{M_{\text{klassisch}}}{M} = \frac{r Hc}{F_M v^2} = \frac{a_0}{a}, \quad (33)$$

wobei  $a$  die klassische Zentrifugalbeschleunigung bei der Geschwindigkeit  $v$  und dem Abstand  $r$  meint, und  $a_0$  ist eine universelle Beschleunigungskonstante  $Hc/F_M$ . Das ist die aus Milgroms MOND-Ansatz bekannte Massendiskrepanzbeziehung zur charakteristischen Beschleunigung (Grafik Seite 38 in [8] oder Seite 4 in [3]). Im Rahmen der Weltpotentialtheorie geben erst Abweichungen von diesem Gesetz einen Hinweis auf (noch) allenfalls unsichtbare, dunkle Materie in drehstabilen Systemen. Die hier eingeführte Beschleunigungskonstante entspricht gerade Milgroms  $a_0$ :

$$a_0 = \frac{Hc}{F_M} \quad (34)$$

Damit ist Milgroms MOND-Ansatz – dort, wo er am erfolgreichsten ist – im Rahmen obiger Überschlagerrechnungen für genügend große  $r$  auf die WPT zurückgeführt. Aus Milgroms Arbeiten ergibt sich dann, dass der Wert von  $F_M$  bei etwa 6 liegen dürfte, was schon weiter oben abgeleitet wurde. Da die beiden Ansätze für mittlere  $r$  aber nicht äquivalent sind, wird man  $F_M$  in Zukunft direkt an den Beobachtungsdaten anpassen müssen bzw. solche Anpassungsrechnungen werden helfen die heute noch großen Parametrisierungsfreiheiten einzugrenzen. Dabei wird es auch nötig sein den Einfluss von Glättungsansätzen auf das Kraftgesetz im Bereiche von  $R_M$  zu untersuchen. Aus Milgroms Arbeiten gibt es aber Hinweise, dass die Güte der Anpassungen nicht stark von der genauen Formulierung des Bereiches um  $a_0$  herum abhängt und so darf man hoffen, dass auch die WPT gute Anpassungen an die Rotationskurven ermöglichen wird: Im engeren Kepler- und MOND-Bereich muss dies aufgrund von (31) so sein. Und so profitiert denn die Weltpotentialtheorie schon heute von all den umfangreichen Untersuchungen Milgroms, Sanders und anderer, die die gewaltige Beschreibungsstärke des MOND-Ansatzes hervorragend belegt haben (siehe z.B. [5]). Unser Ansatz ist insofern überzeugender, als er  $a_0$  physikalisch plausibel macht, sogar seine richtige Größenordnung angeben kann und andererseits auch die Grenzen von Milgroms Ansatz aufzeigt. Insbesondere ist einsichtig, dass eine volle Ausrichtung der Weltbeschleunigung an die klassischen, gravitativen Feldlinien erst bei einer Feldlinienstärke von mindestens  $Hc$  zu erwarten ist. Dass die ausgerichtete, die klassische, lokale Gravitationsbeschleunigung verstärkende Weltbeschleunigungskomponente mit der Stärke der klassischen Feldlinien und damit auch mit  $r$  abnehmen muss, ist im Rahmen der Weltpotentialtheorie unabdingbar, dass die Abnahme in der MOND-Zone aber gerade proportional zu  $r$  erfolgt – mindestens in den beobachtbaren Bereichen der drehstabilen Galaxien für Testmassen auf Kreisbahnen – ist vorerst auch in der Weltpotentialtheorie ein rein heuristischer Befund.

## 5.5 Die druckstabile Haufendynamik

Radiale, feldlinienparallele Bewegungen gehorchen im Rahmen der WPT Milgroms Ansatz nicht, und die rotatorischen, feldliniensenkrechten Bewegungen gehorchen ihm aus unserer Sicht nur scheinbar und nur in

der MOND-Zone. Radiale Bewegungen sind aber in gravitativ gebundenen Systemen wichtig, die primär durch Druckkräfte entsprechend der hydrostatischen Gleichung und dem Virialsatz im Gleichgewicht gehalten werden und denen man so eine Temperatur, allenfalls eine Temperaturfunktion wie in Sternen und Atmosphären zuordnen kann. Um Newton, Milgrom und die WPT vergleichen zu können, schreiben wir in Anlehnung an Aguirre u.a. [33, 34] die hydrostatische Gleichung auf, vorerst ohne Rücksicht auf die Schwierigkeiten bei der Anwendung dieser Gleichung im Falle der WPT:

$$dP/dr = -\rho a(r) \tag{35}$$

$a(r)$  ist die Gravitationsbeschleunigung und sieht bei Newton, Milgrom und der WPT in der MOND-Zone jeweils folgendermaßen aus:

$$\begin{aligned} \text{Newton:} \quad a(r) &= G M(r)/r^2 && \sim 1/r && \text{für } r \geq R = 0 \\ \text{Milgrom:} \quad a(r) &= \sqrt{\frac{Hc}{F}} G M(r)/r && \sim 1/\sqrt{r} && \text{für } r \geq R = \sqrt{\frac{GM}{Hc}} \sqrt{F} \\ \text{Weltpot.:} \quad a(r) &= G M(r)/r^2 + Hc \frac{R_M}{r} && \sim 1/r + \sim 1/\sqrt{r} && \text{für } r \geq R_M = \sqrt{\frac{GM}{Hc}} \sqrt{\frac{1}{F_M}} \end{aligned}$$

$a$  ist die Radialbeschleunigung und  $r$  ist der radiale Abstand zum Haufenzentrum. Für gas- und galaxienreiche Haufen dürfte die oben angenommene Kugelsymmetrie der Massenverteilung eine gut erfüllte Annahme sein, so dass die Beschleunigungen in vernünftiger Näherung in Skalarform geschrieben werden können. Die angegebenen  $r$ -Proportionalitäten sind aber nur ganz grobe Näherungen, die entsprechend den Angaben aus [33, 34] außer durch die Gravitationsgesetzvariante vor allem durch  $M(r)$  aus [34] bestimmt sind. Nach [33] muss  $a(r)$  nämlich etwa  $\sim 1/r$  sein, wenn man die in Haufen gemessenen, etwa konstanten Gastemperaturkurven erhalten will. Das passt hier offensichtlich nur für die newtonsche Gravitationstheorie, die aber noch gewaltige Mengen an Dunkelmaterie benötigt, um ein Gas solch hoher Temperatur, wie es gemessen wurde, auch zusammenhalten zu können. Mit einem ungefähren  $1/\sqrt{r}$ -Beschleunigungsverlauf für genügend große  $r$  wie bei MOND und der WPT würde man im Rahmen eines Druckgleichgewichtes eine mit  $r$  steigende Temperaturkurve erwarten, was nicht beobachtet wird. Allerdings scheinen mir erste Nachrechnungen für MOND und WPT auch im Rahmen dieses einfachen Haufenmodells bessere Resultate zu ergeben, als obige Grobdarstellung vermuten lassen könnte.

Vor allem mit der WPT sind entsprechende Ausgleichsrechnungen an Haufendaten, die simultan mit Rotationskurvenanpassungen durchzuführen sind, nun dringend erforderlich, während für MOND einige vertieftere Untersuchungen von Sanders vorliegen [35], die aber keineswegs alle Probleme von MOND mit der Haufendynamik beseitigen konnten, insbesondere ist danach auch MOND auf große Mengen DM in großen Haufen angewiesen, was bis vor ganz kurzem als großer Nachteil von MOND angesehen wurde. Nach dem Nachweis solcher bisher unsichtbarer Materie in [30, 31] – welcher Art auch immer (Sanders liebäugelt mit Neutrini; ich nicht) – hat sich dieser Nachteil nun in einen starken Pluspunkt verwandelt, insbesondere seit in [32] auf den Angaben von [30, 31] aufbauende Ausgleichsrechnungen vorgestellt wurden, die zeigen, dass MOND mit den neuen Beobachtungsdaten keine Probleme hat. Seither wurde auch noch das Auffinden ringartiger Strukturen von dunkler Materie gemeldet [38], was aber vermutlich als ein MOND-Effekt gedeutet werden kann, wie Milgrom und Sanders nun gezeigt haben [39]. Wenn sich dies bestätigen sollte, könnte dies einer der stärksten Belege überhaupt für den MOND-Ansatz werden. Das bedeutet aber aller Wahrscheinlichkeit nach, dass auch die WPT von dieser neuen Situation profitieren wird. Beim Abgleich verschiedener Theorieversionen der WPT an Haufendaten, insbesondere an den gemessenen Temperaturkurven, ist vor allem auf folgende Punkte zu achten:

- **Der  $Hc$ -Effekt:** Bei genügend kleinen  $r$ , aber doch noch „genügend“ kleinen Feldstärken im Bereiche des Haufenzentrums sagt die WPT je nach Parametrisierung bis etwa  $Hc$  größere Beschleunigungswerte als MOND voraus, was dort etwas höhere Temperaturen ermöglichen würde und damit würde in diesem Bereich auch mehr Dunkelmaterie vorgetäuscht als von MOND; allerdings kann man mit der WPT – wegen der noch vorhandenen Freiheiten bei der Glättung des funktionalen Kraftverlaufes im Bereiche von  $a_0$  – auch sehr „MOND-ähnliche“ Voraussagen erhalten.
- **Die Kühl/Heiz-Effekte:** Beim Modellieren/Simulieren großer Haufen wird man – anders als noch Aguirre – auch die Energieflüsse in Haufen (z.B. die bekannten Kühlströme, aber auch die Heizeffekte im Kernbereich) berücksichtigen müssen, und die WPT erwartet, dass mit zunehmendem

$r(\geq R_M)$  die dissipative Wirkung der Weltbeschleunigung auf radiale Bewegungen kontinuierlich zunimmt, was einerseits zu einem mit  $r$  wachsenden Kühleffekt führt und andererseits hilft das Gas zusammenzuhalten, was eine höhere Gastemperatur in Haufen erlaubt. Weil der WPT-Kühleffekt mit  $r$  wächst, gibt es eine Chance, dass auch diese Kühlung den sonst zu erwartenden, aber nicht beobachteten Temperaturanstieg etwas reduzieren kann. Mit solchen Untersuchungen sollten auch die WPT-Dissipationsansätze überprüft und nötigenfalls korrigiert werden können, falls die Haufendynamik dafür nicht doch noch zu komplex sein sollte.

- **Der Rand-Effekt:** Für  $r \sim R_{St}$  gegen den Außenrand eines Haufens hin wird die konservative, „MOND-Beschleunigung“ sehr wahrscheinlich bereits stärker als mit  $r$  abnehmen, was einerseits dazu führt, dass es außerhalb etwa  $R_{St}$  keine gravitativ gebundene Strukturen mehr gibt und dass im Außenbereich von Haufen die Temperatur nicht immer weiter mit  $r$  zunehmen kann, sondern schließlich sinken muss.

Quantitative Antworten sind erst von Anpassungsrechnungen an die vorliegenden Beobachtungsdaten zu erwarten, die leider noch ausstehend sind.

## 5.6 WPT- und Friedmannkosmologie bzw. $H$ und $\rho$

$\rho$  sei die homogen/isotrope Massendichte eines idealisierten, völlig strukturlosen Kosmosmodells, weswegen man  $\rho = \rho_0 = \rho_\infty$  setzen darf, wenn  $\rho_0$  die prinzipiell messbare, „großlokale“ Massendichte ist und  $\rho_\infty$  die prinzipiell nicht messbare Massendichte der in der Weltpotentialtheorie angenommenen aktual unendlichen Massenschale meint.

Etwas spekulativ will ich nun versuchen einen Zusammenhang zwischen der WPT- und der Friedmannkosmologie mit  $\Lambda = 0$  – aus Sicht der Newtonschen Standardkosmologie – herzustellen, um dergestalt das Weltpotential mit der lokalen, newtonschen Gravitationstheorie verknüpfen zu können:

Im Limes  $t \rightarrow \infty$  und damit auch  $\rho \rightarrow 0$  kann man die Friedmannlösung mit  $k = 0$  als eine statische Lösung ansehen, weswegen sie – wegen  $\rho \rightarrow 0$  – auch einigermaßen dem statischen WPT-Weltmodell entsprechen sollte. Für ( $k = 0, \Lambda = 0$ ) - Friedmannlösungen gibt es nun aber einen wohlbekannten Zusammenhang zwischen  $H$  und  $\rho_{krit.}$ , der kritischen Dichte der Friedmannkosmologie, der nicht von obigem Grenzübergang abhängig ist; für den betrachteten Grenzfall gilt also mit  $\rho_{krit.} = \rho$ :

$$H = \sqrt{\frac{8\pi}{3} G \rho_{krit.}} = \sqrt{\frac{8\pi}{3} G \rho} \quad (36)$$

Aufgrund der WPT-Basisannahme 3 darf man in der realen Welt  $\rho$  durch  $\rho_\infty$  ersetzen, was aber noch wenig hilft, weil  $\rho_\infty$  prinzipiell nicht direkt messbar ist. Weil aber aus physikalischer Plausibilität  $\rho_\infty$  wenigsten größenordnungsmäßig in der Gegend von  $\rho_0$  liegen sollte, kann man nun schreiben:

$$H \sim \sqrt{\frac{8\pi}{3} G \rho_\infty} \sim \sqrt{\frac{8\pi}{3} G \rho_0} \quad (37)$$

Dass  $\rho_0$  größenordnungsmäßig tatsächlich in der Gegend der aus der Friedmannkosmologie wohlbekannten kritischen Dichte  $\rho_{krit.}$  liegt, fiel natürlich schon immer auf, konnte aber bisher nicht erklärt werden, da die Friedmannkosmologie noch nicht einmal das Vorzeichen von  $H$  festlegt, und genau so wenig kann sie natürlich  $k$  festlegen, weswegen auch obige Beziehung (36) nur für ein ganz spezielles Friedmannmodell richtig ist, bei dem die Anfangsbedingungen ganz zufällig passende Werte haben. Die WPT erwartet aber eine Beziehung dieser Art zwingend, da das Weltpotential gravitativen Ursprungs ist und damit die kosmologische Rotverschiebung auf Schwerewirkung und nicht auf anfangsbedingungsgeprägte Expansion oder Implosion zurückzuführen ist wie in der Friedmannkosmologie.

## 5.7 Keplers Trägheitsgesetz und Newtons absoluter Raum

Wegen der eine Testmasse bremsenden Wirkung der eingeführten, universellen Beschleunigung zeigt sie eine starke Verwandtschaft zum keplerschen Trägheitsgesetz. Es gibt auf genügend großen Skalen ein absolutes

Ruhesystem, was seit dem Auffinden der Hintergrundstrahlung kaum noch überraschen kann. D.h. Newtons absoluter Raum wird nunmehr nicht mehr nur durch seinen rotatorischen Eimerversuch gestützt, sondern jetzt auch noch durch translatorische Bewegungen in Bereichen des Alls, die „genügend“ weit von lokalen Gravitationszentren entfernt liegen, die die kosmische Symmetrie brechen. Die physikalische Auszeichnung eines Ruhesystems ändert zwar nichts an der „praktischen“ Physik, wohl aber sehr viel am heutigen naturphilosophischen Grundsatzverständnis der Physik.

## 5.8 Heutiger Stand der WPT-Überprüfungen

Der hier beschriebene Stand des Theorieabgleichs bezieht sich auf den März 2006 <sup>2</sup>

- **Keplerzone: Planetensystem, Sonden, Galaxien, Haufen, Materiestrahlen**
  - Test für  $a_W \ll Hc$  und  $a_{vK} \approx 0$  (Gleichung (7) und (14)): Planetensystem ✓
  - Test für  $a_W \approx Hc$  und  $a_{vK} \approx 0$  (Gleichung (7) und (14)): Galaxien, Haufen
  - Test für  $a_W \lesssim Hc$  und  $a_{vK} \neq 0$  (Gleichung (7) und (14)): Materiestrahlen
  - Test für  $a_W \ll Hc$  und  $a_{vK} \approx Hc$  (Gleichung (7) und (14)): Pioneer-Sonden ✓
- **MOND-Zone: Galaxien, Haufen, Materiestrahlen**
  - Test für  $a_M \gg a_N$  und  $a_{vM} \approx 0$  (Gleichung (10) und (14)): Galaxien ✓ und Haufen
  - Test für  $a_M \approx a_N$  und  $a_{vM} \approx 0$  (Gleichung (10) und (14)): Galaxien und Haufen
  - Test für  $a_M \gtrsim a_N$  und  $a_{vM} \neq 0$  (Gleichung (10) und (14)): Materiestrahlen
- **Ätherzone: kosmologische Rotverschiebung, Eigenbewegungen von Haufen**
  - Test für  $v = c$  (Gleichung (5)): Kosmologische Rotverschiebung ✓
  - Test für  $v < c$  (Gleichung (5)): Galaxien, Haufen, Eigenbewegungen von Haufen
- **Delokalisierungszone: kosmologische Rotverschiebung, Eigenbewegungen von Haufen**

Beobachtungsdaten, die empfindlich auf die Verhältnisse in der Delokalisierungszone reagieren, sind mir nicht bekannt. Am ehesten kämen da die Außenbereiche von Haufen in Frage, die vermutlich nicht mehr ganz „MOND-artig“ sind. Von den im Prinzip geeigneten Eigenbewegungen von Haufen kennt man aber günstigstenfalls nur die momentane Geschwindigkeit, und die kosmologische Rotverschiebung wird von den Verhältnissen in dieser Zone auch nicht merklich beeinflusst; man macht offenbar kaum Fehler, wenn man sie nicht von der Ätherzone unterscheidet. Denkbar also, dass die Ätherzone schon kurz nach  $R_{St}$ , also bei einigen Mpc-Zentrumsabstand, beginnt und kaum noch Raum für eine eigenständige, auch durch Beobachtungen deutlich erkenn- und unterscheidbare Delokalisierungszone lässt.

Man ersieht daraus, dass nun Anpassungsrechnungen an die vorliegenden großen Datenmengen von Galaxien und Haufen dringend sind, denn alles, was mit kleinerem Aufwand gemacht werden kann, scheint nun weitgehend erledigt zu sein.

## 6 Die Kosmologie eines statischen Alls

Nun muss man – mindestens qualitativ – noch zeigen, dass die Weltpotentialtheorie auch Lösungen oder mindestens Lösungsansätze für die wichtigsten, kosmologischen Probleme bereit hält, für die sie nicht maßgeschneidert ist:

### 6.1 Der Elemente- und Massenkreislauf

In einem ersten Teil betrachten wir die grundsätzlichen Konsequenzen eines in unserer Kosmologie unverzichtbaren Elemente- und Massekreislaufes und in einem zweiten Teil werden wir sehen, dass die wohl wichtigsten arpschen Beobachtungen kosmologisch nicht erklärbarer Rotverschiebungen sich qualitativ im Sinne einer Plausibilitätsbetrachtung aus der Annahme ergeben, dass Quasare überneutronendichte Objekte seien, wie sie unser Kosmologiemodell praktisch zwingend verlangt:

<sup>2</sup>Nicht abgehakte Tests sind noch ausstehend.

### 6.1.1 Grundsätzliches

Um die Verteilung, speziell der leichten Elemente, zu verstehen und sie nicht ausgehen zu lassen, braucht man in einem statischen Universum einen Elementekreislauf:

Schwere Elemente werden auf Kosten der leichten Elemente in den Sternen und Supernovae zusammengebacken, wie das heute gelehrt wird. Diese müssen dann wieder in Nukleonen „verdampft“ werden können, damit bei einer folgenden Abkühlung wieder leichte Elemente entstehen, vermutlich in vielen kleinen „Urknällchen“. Heute kennt man Objekte im Universum in großer Zahl, die dies sehr wohl tun können, nämlich die supermassiven Galaxienkerne, die – wenn sie aktiv sind – in der Lage sind, Materie über astronomisch riesige Gebiete zu verspritzen. Wenn diese Strahlen aus aufgearbeiteter, jungfräulicher Materie bestehen sollten, dann hat man wohl den wichtigsten Materieaufbereitungsprozess im All gefunden, der diese frische Materie auch noch großräumig verteilt. Gewiss, das ist noch spekulativ, aber sicher nicht spekulativer als Inflation, dunkle Energie und gigantische Mengen exotischer Dunkelmaterie direkt vor unserer Haustüre. Allerdings darf es dann keinen finalen Kollaps im Sinne von Landau, Oppenheimer und Volkoff bis zu schwarzen Löchern geben, die in einem statischen All langfristig – bis auf den Hawking-Effekt – alle Materie verschlingen würden. Nur schon die singuläre Dichte im Nullpunkt eines schwarzen Loches müsste längst stutzig gemacht haben: Das kann doch keine physikalische Lösung sein; ansonsten werden solche Singularitäten in der Physik ja auch sehr Ernst genommen, und man geht nicht einfach darüber hinweg. Sie zeigen fast immer an, dass man den Gültigkeitsbereich einer Theorie und/oder eines Modelles verlassen hat. Es spricht darum viel dafür, dass die supermassiven Galaxienkerne überneutronendichte Massenansammlungen in einem noch unbekanntem Materiezustand sind mit einem Radius, der immer noch mindestens ein bisschen über dem Schwarzschildradius liegt; ein Ansatz im Rahmen der ART mit Lambdaglied sind die sogenannten Gravasterne, der immerhin zeigt, dass das Problem nun allmählich als solches erkannt wird. Ich nehme allerdings an, dass die einstein/hilbertschen Feldgleichungen bei sehr hohen Feldstärken physikalisch falsch sind, insbesondere wegen der fundamentalen Nichtlinearität der ART, die ja behauptet, dass starke Gravitationsfelder ihrerseits wieder Quelle solcher Felder seien, was letztlich die tiefere Ursache für das Konzept des unphysikalischen finalen Kollapses ist. Experimentell, beobachtungsmäßig gibt es für diese Nichtlinearität der ART, die das Arbeiten mit den Feldgleichungen so ungeheuer schwer und undurchsichtig macht, bis heute keine echten Belege. Zurück zum vermuteten Materiekreislauf: Beim Absturz von Scheibenmaterie auf ein solches superdichtes Objekt – vermutlich auf seine Pole – muss es dann bei genügend kleinem Objektradius lokal zu einer ungeheuren Energiedichte kommen, die aus der einfallenden Materie locker ein „Ursüppchen“ kochen kann. Damit es durch diesen Prozess zu einem echten Massekreislauf kommen kann, müssen genügend massive, aktive Galaxienkerne unter geeigneten Bedingungen aber auch einen Großteil ihrer alten, längst eingesammelten Materie wieder ins All spritzen können. Folgender Galaxienkreislauf könnte damit aber denkbar werden: Aktive Kerne in alten, elliptischen Galaxien spritzen einen Großteil der zuvor eingefangenen Masse wieder ins All zurück, worauf die weiträumig verspritzte und aufbereitete Materie wieder in vorhandene und/oder neu entstandene Massenzentren zurückfließt bzw. zurückspiralt und so neue Spiralgalaxien bildet und/oder bestehende füttert, bis diese wieder als Ellipsen enden, nachdem sie ihre Umgebung „leergesaugt“ und/oder eine kritische Größe erreicht haben. Zugegeben dies ist (noch) sehr spekulativ, aber wieder nicht spekulativer als Inflation, dunkle Energie und exotische Dunkelmaterie; denkbar natürlich auch, dass man – auch wenn das All auf genügend großen Skalen tatsächlich statisch sein sollte – die entscheidenden Teile des dann nötigen Elemente- und Massekreislaufes noch gar nicht gefunden hat, weil er sich auf größeren Raum- und Zeitskalen abspielt.

### 6.1.2 Überdichte Massen und Arps Rotverschiebungsanomalien

Zu den wichtigsten arpschen Beobachtungen zählen die Verbindungen von Quasaren mit hoher Rotverschiebung zu Galaxien mit viel kleinerer Rotverschiebung, was auf einen inneren Grund für die Rotverschiebung bei Quasaren hinweist. Andererseits gibt es Beobachtungen an andern Quasaren, die eindeutig auf einen kosmologischen Grund für die Rotverschiebung hinweisen. Wenn es – wie man dies in einem statischen All zwingend verlangen muss – überneutronendichte Objekte gibt, dann sind bei solchen Objekten auch entsprechend hohe „hausgemachte“, gravitative Rotverschiebungen zu erwarten, wenn es zu Strahlungsemissionen oder Absorptionen im oberflächennahen Bereich dieser überdichten Objekte kommt. Diese lokal bedingte, gravitative Rotverschiebung ist der kosmologischen Rotverschiebung zu überlagern, womit vermutlich ein Großteil der bisher so widersprüchlichen Beobachtungsdaten qualitativ erklärt werden kann. Eine quantitative Erklärung kann aber natürlich erst eine Theorie überneutronendichter Objekte liefern,

von der man aber wohl noch weit entfernt ist. Ein überdichtetes Objekt wird nach seiner Bildung aber sicher umliegende Massen anziehen, d.h. aber auch, dass „junge“ Quasare (möglicherweise große, abgesprengte Splitter eines aktiven Galaxienkerns, siehe z.B. [36]) als Kondensationskeime bzw. Kerne neuer Galaxien im Sinne des weiter oben angedachten Massekreislaufes dienen könnten; man beachte die große Ähnlichkeit zu den Materiestrahlen in den Figuren 1 und 2 der zitierten Arbeit, die aktive Kerne gelegentlich ausstoßen, nur dass es sich in diesem Fall nicht um gasförmige Strahlspritzer handeln kann, sondern wohl um ganze, kompakte, überdichte Kernbrocken, die als Quasare in Erscheinung treten. Je mehr die tiefe, zentrale Quasar/Kern-Strahlung im Laufe der Zeit durch Strahlung neu hinzugewonnener, zentrumsfernerer Materie überdeckt oder abgeschirmt wird, desto weniger wird man von der lokalen, zentralmassenahen, gravitativen Rotverschiebung sehen, bis man wieder nur die kosmologische und die Dopplerverschiebung der Eigenbewegung sieht, weswegen sich vermutlich auch einige der Anomalien bei den Rotverschiebungen normaler Haufgalaxien so erklären lassen könnten. Eine genauere Analyse der hier skizzierten Vorgänge würde aber den Rahmen dieser Arbeit bei weitem sprengen, die ja diesbezüglich nur das mögliche Potential der hier vorgestellten, großskalig statischen Kosmologie aufzeigen will.

**Kurz:** Die wichtigsten, seltsamen Rotverschiebungsanomalien an Quasaren scheint man im Rahmen eines statischen Alls und im Rahmen des oben angedachten Massekreislaufes qualitativ verstehen zu können, auch wenn die skizzierten Modellvorstellungen noch spekulativ sind.

## 6.2 Thermodynamik in einem statischen Kosmos

Dank der zu  $r$  proportionalen Rotverschiebung ist es – mindestens im Prinzip – möglich das unendlich ausgedehnt gedachte All als schwarzen Körper zu behandeln, d.h. man kann überall ein lokales, thermisches Gleichgewicht zwischen einfallender und auslaufender Strahlung bilden, ohne dass die einfallende Strahlung divergiert. Zeit zur Bildung eines solchen Gleichgewichts steht genügend zur Verfügung. Banal wird eine solche thermische Beschreibung des Alls aber nicht sein. Sie ist aber nicht mehr zu umgehen. Wegen der Unendlichkeit des Alls und damit seiner Unabgeschlossenheit bedrohen übliche Entropieüberlegungen den ewigen Bestand des Alls in seiner heutigen, genügend großräumig betrachteten Form über Entstehungs/Vernichtungs-Kreisläufe nicht.

## 7 Ausblick

Das Hauptproblem der neuen Gravitationstheorie und Kosmologie ist die noch fehlende mathematische Geschlossenheit bzw. die Heuristik, auf die bisher beim Zusammenhängen der Kepler- und Ätherzone nicht ganz verzichtet werden kann. Insbesondere für die globale Beschreibung der geschwindigkeitsabhängigen Terme der Weltbeschleunigung fehlen bis auf die noch etwas unsichere anomale Sondenabbremmung auch einfach interpretierbare Beobachtungsdaten, die helfen könnten die großen noch bestehenden Freiheiten bei der Formulierung der Theorie so weit einzuschränken, dass man hernach nach einer geschlossenen, in sich konsistenten, mathematischen Formulierung suchen könnte. Die im Kapitel 4 vorgestellten Ansätze für die WPT-Zusatzterme lassen aber Hoffnung aufkommen, dass der Weg bis dahin vermutlich nicht mehr sehr groß ist, auch wenn man zuerst noch abwarten sollte, ob sich die vorgeschlagenen Ansätze bei der quantitativen Datenanpassung bewähren werden.

Am erfolgversprechendsten und darum auch am dringendsten zur Verständnisvertiefung ist eine sorgfältige Analyse der Galaxien- und Haufendynamik, insbesondere auch der Dynamik elliptischer Galaxien und der Dynamik von Materiestrahlen, die quantitative Hinweise auch auf die radiale Dynamik enthalten sollten.

Sehr hilfreich dürften auch quantitative Untersuchungen von vorhandenen Gravitationslinsendaten im Lichte der WPT sein, wie sie inzwischen im Zusammenhang mit Bekensteins MOND-Theorie bereits durchgeführt wurden [37]. Halbklassische Rechnungen mit dem einsteinschen Faktor 2 und mit Berücksichtigung der Rotverschiebung bei weit entfernten Objekten und Linsen sollten dabei aber genügen.

Auf theoretischer Seite ist der Zusammenhang der WPT mit alternativen Gravitationstheorien, die das machsche Prinzip - anders als die ART und die WPT - ab initio schon lokal als Induktionseffekt enthalten, näher zu untersuchen. Ein Ausgangspunkt könnten da die interessanten, aber wenig bekannten Arbeiten von Hans-Jürgen Treder aus den Siebzigerjahren sein (z.B. [40]).



## 8 Zusammenfassung

Vor allem weil das hier eingeführte Weltpotential praktisch zwingend aus dem Weltpostulat folgt und die kosmologische Helligkeits/Rotverschiebungs-Beziehung die Beobachtungsdaten bisher quantitativ korrekt vorhersagen kann, ist die Weltpotentialtheorie mit ihrer neuen Kosmologie – trotz noch fehlender, quantitativer Modellabgleiche an Beobachtungsdaten von Galaxien und Haufen – den Urknalltheorien schon heute klar überlegen. Die wichtigsten WPT-Aussagen nach heutigem Wissensstand nochmals in Stichworten („quantitativ korrekt“ meint, dass die Theorie im Rahmen der heutigen Beobachtungsgenauigkeiten mit den Messdaten übereinstimmt):

- **Das Weltpotential** beschreibt die gravitative Wirkung einer aktual unendlichen Massenschale.
- **Lokale Gravitationstheorien** werden mittels der „kosmischen“ WPT-Terme global erweitert.
- **Die kosmische Gravitation** tritt als dissipative Weltbeschleunigung  $Hc$  in Erscheinung.
- **Die aktual unendliche Massenschale** ist Ursache der kosmischen Gravitation und der Trägheit.
- **Globale Uhrensynchronisationen** wie in der SRT sind unter Allsymmetrie möglich.
- **Euklidischer Weltraum:** ab initio und als Folge der Allsymmetrie.
- **Eine Weltzeit** kann mittels globaler Uhrensynchronisationen (physikalisch) definiert werden.
- **Kosmische Distanzen** werden wie in der SRT über die Lichtlaufzeit definiert.
- **Die Rotverschiebungs/Helligkeits-Beziehung** folgt so quantitativ korrekt aus der WPT.
- **Die kosmische Rotverschiebung** hängt in der WPT nur von der Hubble-Konstante ab.
- **Die Hubble-Konstante** ist größenordnungsmäßig  $\sqrt{(8\pi/3) G \rho_0}$
- **Die Spiralgalaxiendynamik** in den Außenbereichen entspricht Milgroms MOND.
- **Die Haufendynamik** ist qualitativ mit der WPT verträglich.
- **Das Planetensystem** wird durch die WPT quantitativ korrekt beschrieben.
- **Die anomale Sondenabbremmung** folgt etwas spekulativ quantitativ korrekt aus der WPT.
- **Exotische Materie und dunkle Energie** braucht es nicht.
- **Einen Urknall** gibt es in einem großskalig statischen Kosmos nicht.
- **Schwarze Löcher** kann es in einem statischen All nicht geben.
- **Das unendliche Weltalter** ermöglicht komplexe Strukturen und Thermalisierung.
- **Die Entropie der Welt** bleibt „großlokal“ bei Annahme eines aktual unendlichen Alls konstant.
- **Die lange gesuchte Lichtermüdung** ist die gravitative kosmische WPT-Rotverschiebung.
- **Die Hintergrundstrahlung** ist rotverschobenes und „nachthermalisiertes“ Sternenlicht.
- **Die letzte Streufläche:** durch Lichtstreuungen stark vergrößerte, überlappende Sternscheiben.
- **Ein Elemente/Massen-Kreislauf** ist zwingend erforderlich.
- **Arpsche Rotverschiebungsanomalien** sind bei überdichten Massen zu erwarten.
- **Hohe Metallizität** ist überall und für alle  $z$  möglich.
- **Eine „echte“ Galaxienentwicklung mit  $z$**  ist nicht zu erwarten.
- **ART-Gravitationslinsenmessungen** täuschen dunkle Materie oft nur vor.

Zu guter Letzt möchte ich festhalten, dass diese Arbeit ohne die große Vorarbeit von Mordechai Milgrom kaum möglich gewesen wäre, der die enorme Beschreibungskraft einer solchen Theorie für die Galaxiendynamik schon lange gezeigt hat. Denn die Grundidee hatte ich längst. Aber ohne volle Kenntnis von Milgroms Erfolgen hatte ich diese Ideen – gerade wegen ihrer Einfachheit – zwar geliebt, aber unterschätzt.

# Literatur

- [1] Theoretische Physik von Eckhard Rebban, Spektrum Akademischer Verlag, 1999, speziell Teil V, Abschnitt 31.1 Newton-Kosmologie
- [2] A Modification of the Newtonian Dynamics as an Alternative to the Hidden Mass Hypothesis von Mordechai <sup>3</sup> Milgrom, Astrophysical Journal, Bd. 270, S. 365 (1983)
- [3] The Modified Dynamics — A Status Review von Mordechai Milgrom, 20. Okt. 1998, astro-ph/9810302
- [4] Modified Newtonian Dynamics and its Implications von R.H. Sanders, 29. Juni 2001, astro-ph/0106558
- [5] Robert H. Sanders u. Stacy S. McGaugh, Modified Newtonian Dynamics as an Alternative to Dark Matter, 30. April 2002, astro-ph/0204521
- [6] Relativistic gravitation theory for the MOND paradigm von Jacob D. Bekenstein, 30. März 2004, astro-ph/0403694
- [7] Alternativen zur „dunklen Materie“ von Rainer Romatka, Dissertation am Werner - Heisenberg - Institut des Max-Planck-Instituts für Physik an der TU München, 1992
- [8] Gibt es Dunkle Materie von Mordechai Milgrom, Spektrum der Wissenschaft, Heft 10 2002, Seite 34-41, speziell die Übersichtsgrafiken Seite 38 und 40
- [9] Die Rotverschiebung von extragalaktischen Nebeln von F. Zwicky, Helvetica Physica Acta 6, 1933, Seiten 110-127
- [10] A Newtonian expanding universe von E.A. Milne, Quart. J. Math., Oxford Ser. 5, 1934, Seiten 64-72
- [11] Einführung in die Kosmologie von Hubert Goenner, Spektrum Akademischer Verlag, 1994, speziell die Abschnitte 4.2.1 und 4.2.2
- [12] H. Stephani, Allgemeine Relativitätstheorie, VEB Deutscher Verlag der Wissenschaften, 1988
- [13] W. Mattig, Über den Zusammenhang zwischen Rotverschiebung und scheinbarer Helligkeit, Astron. Nachr. 284, 1958, Seiten 109-111.
- [14] Theorien der Kosmologie von Otto Heckmann, Springer Verlag, berichtiger Nachdruck 1942/1968, speziell der 1. Teil
- [15] Übersichtsartikel von Heckmann und Schücking in Hdb. d. Physik 53, 1959, Seiten 489-519, speziell die Newtonsche Kosmologie auf den Seiten 489-499
- [16] Allgemeine Relativitätstheorie von Torsten Fließbach, Spektrum Akademischer Verlag, 3. Auflage 1998, speziell Kapitel 44
- [17] Sterne und Weltraum, Band 8 von Bergmann und Schaefer, de Gruyter, 2002, speziell 6.3.6 Entfernungen im Kosmos
- [18] Observing Distant Type IA Supernovae with the ESO VLT von Chris Lidman (ESO), The ESO Messenger 118, Dezember 2004, Seiten 24 bis 30, speziell Figur 8 Seite 29
- [19] New Constraints on  $\Omega_M$ ,  $\Omega_\Lambda$ , and  $\omega$  from an Independent Set of Eleven High-redshift Supernovae Observed with HST von R. A. Knop u.a., 12. Sept. 2003, speziell Figur 6 Seite 23, astro-ph/0309368
- [20] Measurements of the Cosmological Parameters  $\Omega$  and  $\Lambda$  from the first seven Supernovae at  $z \geq 0.35$  von S. Perlmutter u.a., The Astrophysical Journal, 483:565-581, 10. Juli 1997, speziell Seite 566
- [21] Type Ia Supernova Discoveries at  $z > 1$  From the Hubble Space Telescope: Evidence for Past Deceleration and Constraints on Dark Energy Evolution von Adam G. Riess u.a., 31. März 2004, speziell Seite 26 und Tabelle 5, astro-ph/0402512
- [22] The Supernova Legacy Survey: Measurement of  $\Omega_m$ ,  $\Omega_\Lambda$  and  $w$  from the First Year Data Set von P. Astier u.a., 14. Okt. 2005, astro-ph/0510447
- [23] 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

---

<sup>3</sup>Mordechai ist die deutsche Umschrift von hebräisch מִרְדֵּכַי, Mordehai die englische, weil Englisch kein ch kennt.

- [24] Supernovae vom Typ Ia von Wolfgang Hillebrandt und Friedrich Röpke, *Sterne und Weltraum*, 5/2005, Seiten 22-28
- [25] Helle Sterne im dunklen Universum – Kosmologie mit Supernovae vom Typ Ia von Bruno Leibundgut, *Sterne und Weltraum*, 5/2005, Seiten 30-37
- [26] Kosmologie ohne Urknall und dunkle Materie – Die Standardtheorie im Vergleich mit der Weltpotentialtheorie am Beispiel der kosmologischen Rotverschiebung von Peter Wolff, 3. Version, 13. Juli 2006, [rotttext.pdf](#)
- [27] Study of the anomalous acceleration of Pioneer 10 and 11 von John D. Anderson u.a., Version 4, 11. April 2002, [gr-qc/0104064](#)
- [28] The Pioneer Anomaly and Its Implications von Slava G. Turyshev u.a., 17. Okt. 2005, [gr-qc/0510081](#)
- [29] 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](#)
- [30] A direct empirical proof of the existence of dark matter von D. Clowe u.a., 19. Aug. 2006, [astro-ph/0608407](#)
- [31] Strong and weak lensing united III: Measuring the mass distribution of the merging galaxy cluster 1E0657-56 von M. Bradac u.a., 18. Aug. 2006, [astro-ph/0608408](#)
- [32] On the Law of Gravity, the Mass of Neutrinos and the Proof of Dark Matter von Garry W. Angus u.a., 6. Sept. 2006, [astro-ph/0609125](#)
- [33] Astrophysical Constraints on Modifying Gravity at Large Distances von Aguirre, Burgess, Friedland und Nolte, 25. Mai 2001, [hep-ph/0105083](#)
- [34] Problems for MOND in Clusters and the  $LY\alpha$  Forest? von Aguirre, Schaye und Quataert, 17. Juli 2001, speziell die Grafiken auf den Seiten 6-8, [astro-ph/0105184](#)
- [35] Clusters of galaxies with modified Newtonian dynamics (MOND) von R.H. Sanders, 12. Dez. 2002, [astro-ph/0212293](#)
- [36] X-ray Emitting QSOs Ejected from Arp 220 von H.C. Arp, E.M. Burbidge und Y. Chu, 30. Jan. 2001, speziell die Bilder 1 und 2, [astro-ph/0101538](#)
- [37] Testing Bekenstein’s Relativistic MOND with Lensing Data von HongSheng Zhao, 16. Dez. 2005, [astro-ph/0509590](#)
- [38] M.J. Jee u.a., Discovery of a Ringlike Dark Matter Structure in the Core of the Galaxy Cluster Cl 0024+17, 15. Mai 2007, [astro-ph/0705.2111](#)
- [39] Mordehai Milgrom, Robert H. Sanders, Rings and shells of „dark matter“ as MOND artifacts, 17. Sept. 2007, [astro-ph/0709.2561](#)
- [40] Hans-Jürgen Treder, *Die Relativität der Trägheit*, Akademie-Verlag, Berlin, 1972
- [41] Peter Wolff, *Dunkle Materie: Ein Überblick*, Juli/August 2007
- [42] Peter Wolff, *Kosmische Gravitation oder Gravitation unter Zentral- und Allsymmetrie*, Aug. 2007