

Weltpotentialtheorie

Die neue kosmische Gravitation mit statischem Allmodell

Peter Wolff

www.wolff.ch

30. Juli 2016

Abstract

World Potential Theory

The New Cosmic Gravity with a Static Model of the Universe

The world potential theory (WPT) shows that, assuming the cosmological principle and abandoning general relativity, local gravitational acceleration manifests itself as cosmic deceleration (DC) on cosmic scales, which is constant for light. Thus redshift and time dilation are caused by gravity, which can be interpreted as light becoming tired. Moreover, on cosmic scales, DC implies a stable, static model of the universe (on „sufficiently“ large scales) explaining the most important observations, in particular the luminosity/redshift relation of the Ia-type supernovae and the angle/redshift relation of disks of galaxies [7], using only one single and slightly free parameter: the density of the infinite, Euclidean WPT-universe. The cosmic microwave background radiation (CMB) is starlight from the horizon which is redshifted and additionally thermalised; the WPT-horizon corresponds to the last scattering surface of standard cosmology, but it is caused by the overlapping of galaxies with star disks, increased by scattering of light. The anisotropies of the CMB are a consequence of the (light thermalising and gravitationally influencing) great structures in the universe. Using some heuristics, the WPT can also explain the MOND-like galaxy dynamics (order of magnitude of Milgrom's gravitative acceleration $a_0 \sim Hc$, below which Kepler-Newton fails, and flat rotation curves with “Tully-Fisher plateau”) without needing to appeal to dark matter, by assuming that DC is partially “aligned” along local gravitational field lines, following Faraday's concept of field lines. This alignment is only perfect at local Newtonian acceleration $\frac{GM}{r^2} = F_M Hc$ with $r = R_M = \sqrt{\frac{GM}{F_M Hc}}$ (G = Gravitational constant, $F_M \approx 6$ and M = central mass). At higher values of r , the aligned Hc -component decays like $\frac{R_M}{r}$, which produces flat rotation curves, and at lower values of r it decays faster than $\frac{r}{R_M}$, which allows consistency with the ephemerides.

Keywords: Gravitation, cosmology, tired light, cosmic microwave background, MOND

Zusammenfassung

Die Weltpotentialtheorie (WPT) zeigt, dass die lokale Schwere bei Gültigkeit des kosmologischen Prinzips und Aufgabe der allgemeinen Relativitätstheorie als Bremsbeschleunigung (BB) auf kosmischen Skalen auftritt, die für Licht konstant Hc ist. Damit sind Rotverschiebung und Zeitdilatation ein Gravitationseffekt und können als Lichtermüdung interpretiert werden. Die BB führt zudem (auf „genügend“ grossen Skalen) zu einem stabil statischen Allmodell, das mit einem einzigen leicht freien Parameter, der Dichte des unendlichen, euklidischen WPT-Alls, die wichtigsten Beobachtungen erklärt, insbesondere die Helligkeits-Rotverschiebungsbeziehung der Supernovae Ia und die Winkel-Rotverschiebungsbeziehung von Galaxienscheiben [7]. Die Hintergrundstrahlung (HS) ist „nachthermalisiertes“ und rotverschobenes Sternenlicht vom (WPT-)Horizont; er entspricht der letzten Streufläche der Standardkosmologie, entsteht aber durch Überlappen von Galaxien mit durch Lichtstreuung vergrösserten Sternscheiben. Die Anisotropien der HS sind Folge der (Licht thermalisierenden und gravitativ beeinflussenden) grossräumigen Strukturen im All. Mit einer Prise Heuristik kann die WPT auch die MOND-artige Galaxiendynamik (Grössenordnung von Milgroms Schwerebeschleunigung $a_0 \sim Hc$, unterhalb der Kepler-Newton versagt, und flache Rotationskurven mit „Tully-Fisher-Plateau“) ohne Dunkle Materie erklären, indem sie annimmt, dass die BB teilweise an lokalen Schwerefeldlinien – in Anlehnung an Faradays Feldlinienkonzept – „ausgerichtet“ wird und sie so verstärkt. Zur Vollausrichtung kommt es nur bei der lokalen Newtonbeschleunigung $\frac{GM}{r^2} = F_M Hc$ bei $r = R_M = \sqrt{\frac{GM}{F_M Hc}}$ (G = Gravitationskonstante, $F_M \approx 6$ und M = Zentralmasse). Für grössere r nimmt der ausgerichtete Hc -Anteil mit $\frac{R_M}{r}$ ab, was flache Rotationskurven ergibt, und für kleinere r nimmt er stärker als mit $\frac{r}{R_M}$ ab, was Konsistenz mit den Ephemeriden ermöglicht.

Stichworte: Gravitation, Kosmologie, Lichtermüdung, Hintergrundstrahlung, MOND

Inhaltsverzeichnis

1	Lesehilfe mit wichtigen Abkürzungen und Begriffen	4
2	Einführung	5
3	Vom NM-Vollkugel- zum WPT-Horizontkugelmodell	6
3.1	Endliches und potential unendliches NM-Vollkugelmodell des Alls	6
3.2	Virtuelle NK-Kugelmodelle in einem aktual unendlichen Weltall	7
3.3	Das WPT-Horizontmodell mit aktual unendlicher Kugelschale	9
4	Die Grundlage des ART-Zuganges zur Kosmologie	11
4.1	Standardkosmologie und konforme Kosmologie	11
4.2	Beziehung zwischen ART-Kosmologie und NK	13
4.3	Beziehung zwischen ART und WPT bzw. NKG	14
5	NK-Zugang zu DM-, DE- und Standard-Modell	16
5.1	Theoretisches, auf Gravitation beruhendes DM-Modell für $R(t)$	16
5.2	Heuristisches, auf Hubbleexpansion beruhendes DE-Modell für $R(t)$	17
5.3	Vergleich des Gravitations- mit dem Antigravitationsmodell	18
5.4	Das Standard- oder (DM+DE)-Modell der Kosmologie für $R(t)$	19
5.5	Konkordanz- und labil statisches NK-Modell in Rück- und Ausschau	21
6	Die Weltpotentialtheorie (WPT)	22
6.1	Das testmassenrelative WPT-Horizontmodell des Kosmos	22
6.1.1	Horizontmodell mit momentanem Aufenthaltspunkt als Schwerezentrum	23
6.1.2	Horizontmodell mit realem oder virtuellem Startpunkt als Schwerezentrum	25
6.2	Die Lösung des Gordischen Knotens der Standardkosmologie	26
6.2.1	Die Hauptinhalte und Resultate der WPT im Überblick	26
6.2.2	Weitere Resultate der WPT-Kosmologie	27
6.3	Die theoretische WPT-Helligkeits-Rotverschiebungsbeziehung	28
6.3.1	Die gravitative Frequenzverschiebung in einem konstanten Schwerefeld	28
6.3.2	Die gravitative Zeitdilatation in einem konstanten Schwerefeld	29
6.3.3	Die Äquivalenzraketenherleitung von Frequenzverschiebung und Zeitdilatation	29
6.3.4	Die kosmische Lichtbahn im Turm- und dazu äquivalenten Raketensystem	30
6.3.5	Scheinbare Helligkeit und kosmische Lichtbahn im inertialen Weltruhsystem	30
6.4	Supernovae und die WPT-Helligkeits-Rotverschiebungsbeziehung	31
6.5	Die theoretische WPT-Winkel-Rotverschiebungsbeziehung	34
6.5.1	Winkel- und Helligkeitsentfernungen in der ART- und WPT-Kosmologie	34
6.5.2	ART-Raumexpansion oder NK-Expansion des Weltsubstrats im Raum?	37
6.5.3	Die Aufbereitung von Winkel-Messdaten in WPT- und Vergleichskosmologien	38
6.6	Galaxien und die WPT-Winkel-Rotverschiebungsbeziehung	41
6.7	Die Hintergrundstrahlung: gestreutes Sternenlicht vom Horizont	45

6.7.1	Isotropie und Anisotropien der HS	46
6.7.2	HS-Temperatur und lokales Strahlungsgleichgewicht	48
6.8	Die „MOND-artige“ Dynamik zwischen Zentral- und Allsymmetrie	50
6.8.1	Die vier Approximationszonen im Überblick	50
6.8.2	Konservative WPT-Zusatzbeschleunigungen in Kepler- und MOND-Zone	51
6.8.3	Die MOND-Artigkeit der Spiralgalaxiendynamik in der WPT	52
7	Schlussfolgerungen und Ausblick	53
8	Conclusions and outlook	54

1 Lesehilfe mit wichtigen Abkürzungen und Begriffen

Wichtige Abkürzungen

NM	(Lokale) newtonsche Mechanik
NK	Newtonsche Kosmologie
SRT	Spezielle Relativitätstheorie
ART	(Lokale) allgemeine Relativitätstheorie
NKG	Neuklassische Gravitation (die neue, lokal und global definierte Gravitationstheorie)
WPT	Weltpotentialtheorie (neuklassische kosmische Gravitation mit statischem Allmodell)
c	Lichtgeschwindigkeit
H	Wirtz-Lemaître-Hubblefaktor bzw. Konstante nach WPT
Hc	Weltbremsbeschleunigung ~ 70 Pico g mit $g \approx 981 \text{ cm/s}^2 = \text{Erdbeschleunigung}$
ρ	Mittlere Dichte des Weltalls
HS	Hintergrundstrahlung
DM	Dunkle, nicht baryonische Materie
DE	Dunkle Energie

Diese Abkürzungen sollte man beim Lesen kennen. Obwohl Wirtz und Lemaître die Entdecker des $v = Hr$ -Gesetzes sind [13, 14, 15, 16, 17], schreiben wir manchmal Hubble statt Wirtz-Lemaître, während ich die SRT-Raumzeit konsequent Poincaré-Minkowski zuordne; Poincarés SRT-Arbeit von 1905 [18] ging weit über Einsteins Arbeit hinaus und bahnte Minkowski den Weg; sogar das früher sehr bekannte „ict“ ($i \equiv \sqrt{-1}$) hatte Minkowski von Poincaré übernommen, der aber schon seit etwa April oder Mai 1905 (in Briefen an Lorentz) $c = 1$ setzte und darum $t\sqrt{-1}$ (Seite 168 unten in [18]) schrieb.

Wenig bekannte Begriffe

Es gibt Begriffe, die beim Lesen falsche Assoziationen auslösen könnten, wenn man sie nicht kennt:

- **Potential unendlich** meint im Falle einer Vollkugel mit Radius R , dass man R bei einem üblichen Grenzwertprozesses gegen ∞ gehen lässt; weder Mittelpunkt noch leerer Aussenraum können so verloren gehen. Statt „potential unendlich“ könnte man auch „potentiell unendlich“ sagen. Wegen des folgenden Begriffes „aktual unendlich“ sollte man dies aber nicht tun, denn für „aktual unendlich“ kann man nicht „aktuell unendlich“ sagen.
- **Aktual unendlich** ist eine „Kugel“, die man nicht aus einem üblichen Grenzwertprozess erhält, die schon immer da war oder die man aus einem weiteren Übergang erhält, der einer potential unendlichen Kugel auch noch ihren absoluten Mittelpunkt und Aussenraum raubt. Schon Nikolaus von Kues (1401-1464), auch als Nicolaus Cusanus bekannt, wusste/erkannte, dass der Mittelpunkt einer (echt) unendlichen Welt überall und ihr Aussenraum nirgends ist.
- **Weltpostulat** ist ein Synonym für kosmologisches Prinzip; es stammt von Heckmann [8].
- **Allsymmetrie** nennen wir die vom Weltpostulat verlangte Symmetrie (überall Isotropie), weil sie im All gilt und – z.B. in WPT- und quasistatischer Kosmologie – maximal ist.
- Eine immer gleiche **aktual unendliche Kugelschale** umschliesst isotrop jede beliebige, virtuelle Kugel in einem aktual unendlichen, homogen/isotropen All. Eine solche isotrope Kugelschale hat in NM, NK und ART keinen Einfluss auf das Kugellinnere, während sie in der WPT Quelle der kosmischen Gravitation (Weltbremskraft) und der Trägheit ist.
- **Die Newtonsche Kosmologie (NK)** wendet die NM auf ein aktual unendliches Allmodell mit homogen/isotropem Allsubstrat an, das im Modell nur gravitativ wechselwirken soll. Weil die NM eine lokale Theorie ist, braucht es Zusatzannahmen auf grössten Skalen: Eine aktual unendliche Kugelschale sei nach NK ohne Einfluss auf das von ihr isotrop umschlossene Kugellinnere, und die Poissongleichung soll auch für aktual unendlich ausgedehnte Materieverteilungen gelten, was nicht aus der NM folgt. Damit unter dieser Annahme das Weltpostulat erfüllt werden kann, muss die NK die Hubble-Kinematik (ohne physikalische Begründung!) für das Weltsubstrat postulieren; fast genau so gut könnte auch ein statisches All postuliert werden, wenn nicht seit Lemaître und Hubble vor über 80 Jahren die meisten meinten aus Rotverschiebungsmessungen von Galaxien auf eine Allexpansion schliessen zu müssen. Mit der NK erhält man formal exakt die gleichen

Gleichungen für den Skalenfaktor $R(t)$ der Standardkosmologie wie mit der ART, aber auf einfachere und physikalisch viel instruktivere Weise, weswegen wir die Standardkosmologie mittels der NK einführen werden, aber auch, weil sich der Schritt von der NK zur WPT geradezu aufdrängt. Weil Lichtbahnen in der NK wie ART-Nullgeodäten berechnet werden müssen, ist die NK „nur“ eine halb klassische Theorie, weswegen sie wohl nicht bekannter ist.

- **Testteilchen- oder lichtstrahlrelativ** beschreibt Potential- oder Metriktensofelder, die nicht absolut definierten Raumzeitpunkten zugeordnet sind, sondern Relativpunkten zu Aufenthalts- und/oder Startorten von Testmassen oder Lichtstrahlen in der absoluten SRT-Raumzeit der WPT, fast wie wenn die Testmassen selber die Feldquellen wären, was darum so scheint, weil ein Horizont bei angenommener Allsymmetrie immer gleich aussieht, wo immer man sich befindet; Start- oder Ausgangspunkte können real oder virtuell sein. Anders gesagt: Alle Testmassen „sehen“ (bei Allsymmetrie) immer und überall ein gleiches Weltpotential und/oder eine gleiche Weltmetrik (Horizonteffekt) mit jeweils ihrem eigenen (effektiven) Schwerezentrum (Horizontkugelmittle), was weder nach NM noch NK/ART möglich ist, da diese nur absolute Schwerezentren kennen, die für alle Testmassen gelten, wie auch die lokalen, allsymmetriebrechenden Zentren in der WPT.
- **MOND- und MOND-Artigkeit:** Wer MOND nicht kennt, sollte sich vor dem Lesen von Abschnitt 6.8 kurz einlesen; ich empfehle [58] oder [59]. Die WPT modifiziert aber nicht das 2. newtonsche Gesetz wie Milgroms ursprünglicher MOND-Ansatz, sondern das Schwerkraftgesetz.

Die ursprüngliche Version dieser Arbeit diente als Vertiefung zu einem WPT-Lehrplakat, das ich bei verschiedenen Veranstaltungen präsentierte, ohne dass mir bisher wesentliche Einwände bekannt geworden wären, wohl aber Wünsche nach einer Veröffentlichung. WPT-Basis- und Lehrplakat [5, 6] bieten vermutlich allen, die die Grundzüge der Standardkosmologie nach ART und NK kennen, den schnellsten möglichen Zugang. In der vorliegenden Arbeit versuche ich möglichst allgemein verständlich zu schreiben, damit mindestens auch Physiker folgen können, die sich noch nie speziell mit Kosmologie befasst haben. Das ist wichtig, weil die WPT weit über die Kosmologie hinaus von Bedeutung ist, obwohl sie einerseits zwar nur der allsymmetrisch kosmische Teil einer neuen Gravitationstheorie, der Neuklassischen Gravitation (NKG), ist, aber andererseits der NKG – über die aktuell unendliche Massenschale der WPT-Kosmologie – einen absoluten, euklidischen Raum im Sinne eines „Mach-Newton-Prinzips“ als Basis liefert. Bei Richtigkeit falsifiziert die WPT die geometrische ART-Interpretation der Gravitation, während der zentralsymmetrisch lokale Teil der NKG bei den lokalen Gravitationserscheinungen mit der ART im Rahmen der heute überprüfbareren ART-Näherungen übereinstimmt. Nach NKG sollten manche dieser Näherungen aber genauer als die ART sein, was in Zukunft auch auf lokalen Skalen eine Unterscheidung von ART und NKG erlauben sollte, worauf wir in 4.3 im Punkt 1 kurz eingehen werden.

Beim Lesen ist es vermutlich nützlich den stichwortartigen Artikelüberblick, den das Inhaltsverzeichnis bietet, als Leitfaden vor sich zu haben, genau wie die am Anfang genannten Abkürzungen.

2 Einführung

Dunkle Kräfte bilden die Basis der Standardkosmologie, einerseits die abstossend wirkende Inflation und dunkle Energie (DE) und andererseits die anziehende Dunkle Materie (DM); die sichtbare, bekannte Materie kann man in guter Näherung vernachlässigen. Ganz anders die **Weltpotentialtheorie (WPT)**, eine wieder realitätsnahe Theorie, indem sie als Erstes die DE oder – in einfachster, aber bereits zweckdienlicher Form – die kosmologische Konstante Λ als Artefakt des heutigen Standardmodells der Kosmologie eliminiert; Λ – wann immer es positiv ist und die anziehende Schwerkraft überwiegt – bewirkt in der Standardkosmologie eine beschleunigte Expansion des Alls, wie sie seit 15 Jahren vor allem durch Modellparameteranpassungen an Messdaten von Supernovae des Typs Ia im Rahmen der Friedmann-Lemaître-Kosmologie verlangt wird. In „Wahrheit“ gibt es aber im Rahmen der WPT keine solche Expansionskraft, sondern nur die altbekannte, anziehende Schwerkraft der wenigstens ungefähr bekannten Materie/Energieverteilungen im All, die unter Allsymmetrie, d.h. auf ganz grossen Skalen, als dissipative Weltbremskraft auftritt [1], die banalerweise ein statisches All zur Folge hat, in dem Licht gravitativ gedehnt und damit gerötet bzw. müde wird, und zwar im Sinne von Einsteins Äquivalenzraketenbetrachtung genau so, als wenn man als Beobachter vor den das Teleskop erreichenden Lichtstrahlen ab Emission mit konstanter Beschleunigung Hc flöhe, was auch den bekannten Zeitlupeneffekt bei fernen Ereignissen erklärt. Damit ist die beschleunigte, scheinbar gerade Einsteins kosmologischer Konstante entsprechende Expansion ein praktisch ganz direkter Beweis für gravitative Lichtermüdung auf kosmischen

Distanzen: Das ist eine moderne Version des alten Weltmodellstreites zwischen Aristoteles/Ptolemäus und Aristarch/Kopernikus: Einst ging es darum, ob Weltall und Planeten um die Erde oder ob Erde und Planeten im All rotierend um die Sonne kreisen, heute geht es darum, ob das Weltall beschleunigt expandiere oder Licht im All gravitativ gebremst bzw. müde werde.

Wenig bekannt ist auch, dass die kosmologische Konstante im Rahmen eines expandierenden „Vollkugelmodelles“ des Weltalls nur ein Ausdruck für die – mindestens in grober Näherung – strenge Gültigkeit des ursprünglichen, rein beobachtungsbasierten, eigentlichen Hubble-Gesetzes ist, in dem die Hubble-Konstante H echt konstant ist, was im Rahmen eines relativistisch expandierenden Modelles bedeutet, dass das All mit der konstanten Beschleunigung Hc expandiert. Aufgrund des Äquivalenzprinzips entspricht dies physikalisch aber genau der Situation in einem statischen All, in dem Lichtstrahlen gegen ein konstantes Gravitationsfeld anlaufen müssen, wie dies die Weltpotentialtheorie (WPT) seit bald 10 Jahren lehrt [1, 2, 3]. Das WPT-Gravitationsfeld ist aber „nur“ ein testteilchen- bzw. lichtstrahlrelatives Feld, dessen effektiver Quellpunkt der jeweilige reale oder virtuelle Lichtsender ist statt die Urknallsingularität wie in der Standardkosmologie; die wahre WPT-Feldquelle ist die aktual unendliche Massenschale.

Da den bekanntesten Theorien zur Kosmologie immer reale oder auch „nur“ virtuelle Vollkugelmodelle zugrunde liegen, geben wir im nächsten Abschnitt einen Überblick zu den in NM, NK/ART und WPT üblichen Hauptklassen von Kugelmodellen. Diese Klassifizierung erlaubt eine erste Einordnung von NM-, NK-, und WPT-Kosmologie relativ zueinander und zur ART, wenn man weiss, dass die NK in vielem der ART-Kosmologie entspricht. Während man die NK als eine nahe liegende Erweiterung der NM auf aktual unendliche Systeme ansehen kann, steht die WPT-Kosmologie im Widerspruch zu NK- und ART-Kosmologie, aber auch zur geometrischen ART-Erklärung der Gravitationserscheinungen, was grosse Konsequenzen auf unser ganzes, heutige Physikverständnis hat. Etwas näher werden wir uns erst im Abschnitt 4 mit der ART-Kosmologie und ihrer Beziehung zu NK und WPT befassen, bevor wir im Abschnitt 5 die Standardkosmologie über die NK als Vorbereitung auf die WPT (Abschnitt 6) einführen.

3 Vom NM-Vollkugel- zum WPT-Horizontkugelmodell

Wir beginnen mit einem Einfachstmodell, das man noch ganz im Rahmen der newtonschen Mechanik (und auch der ART) abhandeln kann, das aber das Weltpostulat weder nach ART noch nach Newton in Strenge erfüllt:

3.1 Endliches und potential unendliches NM-Vollkugelmodell des Alls

Das Weltall kann man im einfachsten Fall als eine endliche Vollkugel konstanter Dichte ρ mit Radius R im sonst leeren, absoluten Newtonraum ohne für den Beobachter sichtbaren Rand modellieren; dieses Kugelmodell soll Beobachtern im tiefen Innern homogen und isotrop erscheinen. Erfüllt sei es von einem Weltsubstrat, als dessen Elementarbestandteile man die Galaxien oder gar Galaxienhaufen ansehen kann, wie dies in Abb. 1 angedeutet wird. Für Modellierungszwecke nehmen wir idealisierend an, dass dieses Weltsubstrat nur gravitativ wechselwirke.

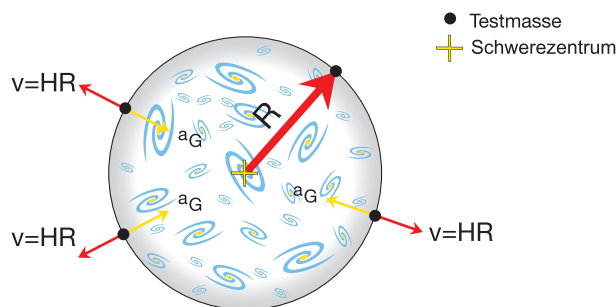


Abbildung 1: Endliches und potential unendliches Vollkugelmodellall im sonst leeren Newton-Raum
 Inneres Gravitationspotential: $V(r) = \frac{2\pi}{3} G\rho r^2$ mit $\mathbf{a}_G = -\frac{4\pi}{3} G\rho r \frac{\mathbf{r}}{r}$ für $r \leq R$
 Äusseres Gravitationspotential: $V(r) = -\frac{GM}{r}$ mit $\mathbf{a}_G = -\frac{GM}{r^2} \frac{\mathbf{r}}{r}$ für $r \geq R$

Eine endliche, homogene Vollkugel – auch wenn man ihren Rand bzw. ihre Oberfläche nicht sieht – muss sowohl nach Newton wie nach ART unter der eigenen Schwerkraft in sich zusammenfallen, ausser sie

expandiere derart, dass die Geschwindigkeiten v ihrer Weltsubstratteilchen grösser oder gleich wie die jeweiligen Fluchtgeschwindigkeiten sind. Dann expandiert die Kugel zwar mit abnehmender Geschwindigkeit, aber trotzdem für alle Zeiten; nur im Falle genauer Fluchtgeschwindigkeit ändert sich die Kugel für $t \rightarrow \infty$ nicht mehr und beschreibt in diesem Spezial- und Grenzfall ein statisches All. Das alles gilt auch für eine Vollkugel, deren Radius R man im Rahmen eines üblichen Grenzüberganges gegen ∞ gehen lässt; eine solche Vollkugel nennen wir potential unendlich.

Wenn die Kinematik einer solchen expandierenden oder implodierenden Kugel im Innern (für einen Beobachter) keinen (Mittel-)Punkt auszeichnen soll, dann muss in newtonscher Mechanik für die Expansions- oder Implosionsgeschwindigkeit v das Hubble-Gesetz $v = Hr$ für $0 \leq r \leq R$ gelten, denn wenn dieses Gesetz für einen Punkt im Innern, hier nach obiger Annahme für den Mittelpunkt der Kugel, gilt, dann gilt es für alle Punkte im Kugelinnern, was bedeutet, dass – wie verlangt – durch die (Hubble-)Kinematik kein einzelner Punkt absolut als Expansions- oder Implosionszentrum ausgezeichnet wird. Weil in newtonscher Mechanik die Gravitation aber den Mittelpunkt einer endlichen und potential unendlichen Kugel auszeichnet, wird das Weltpostulat in diesem Modell von der Gravitation verletzt. In der ART ist für das Innere einer endlichen (und potential unendlichen) Kugel die bekannte Friedmannmetrik mit $R(t)$ zuständig, die implizit auch gerade das (schwache) Wirtz-Lemaître-Gesetz mit $H(t) = \dot{R}/R = v/R$ enthält. Anders als in der Standardkosmologie ist R hier – in NM und ART – der Kugelradius und nicht der Skalenfaktor des (ganzen) Raumes; für den Aussenraum der Kugel, der auch für $R \rightarrow \infty$ nicht verloren gehen kann, ist nach ART nämlich die zeitunabhängige, äussere Schwarzschildmetrik zuständig (siehe [1], Anhang B.1), genau wie nach NM im Aussenraum $V(r) = -\frac{GM}{r}$ zeitunabhängig ist.

Die Kugeldynamik wird durch $R(t)$ beschrieben, das man im vorliegenden Modell mit nur radialem Freiheitsgrad ganz einfach mit der NM berechnen kann. $R(t)$ folgt nämlich aus der newtonschen Bewegungsgleichung in ihrer einfachsten Form (Kraft = Masse mal Beschleunigung) für ein Stäubchen der Kugeloberfläche ($r = R$), einer Testmasse im Kugelschwerefeld $\mathbf{a}_G (= -\frac{\partial V}{\partial r} \frac{\mathbf{r}}{r} = -\frac{GM}{r^2} \frac{\mathbf{r}}{r})$:

$$m \ddot{R} = -G \frac{mM}{R^2} \text{ mit } G = \text{Gravitationskonstante, } m = \text{Testmasse und } M = \frac{4\pi}{3} R^3 \rho \quad (1)$$

Die felderzeugende Masse M ist konstant, weil bei Hubblekinematik das Testteilchen immer an der Kugeloberfläche bleibt, während die Dichte ρ der Kugel bei Expansion mit der Zeit abnimmt und bei Implosion zunimmt, ganz analog wie bei einem aufgehenden oder schrumpfenden Kuchen.

Das durch Beobachtungen gut gesicherte Hubble-Gesetz ist neben der sehr hohen Isotropie der Hintergrundstrahlung eine der stärksten Stützen für das Weltpostulat, wonach auf grössten Skalen das All überall isotrop sein soll, was aber bei endlichen und potential unendlichen newtonschen und ART-Vollkugelmodellen des Alls nicht der Fall ist, weil sie gravitativ den Kugelmittelpunkt auszeichnen; Schwerebeschleunigungen sind also in solchen Modellen nur mit Bezug auf den Kugelmittelpunkt isotrop, d.h. nur ein Beobachter, der sich ungefähr in diesem Zentrum befindet, sieht (auf genügend grossen Skalen) eine isotrope Schwerebeschleunigung. Abhilfe schafft die Annahme aktueller Unendlichkeit für kosmische Modelle, in denen dann alle Punkte vollkommen gleichwertig sind und damit zwar kein Punkt absolut als Zentrum ausgezeichnet sein kann, aber dafür allen Punkten gleichermaßen mindestens potentiell Zentrumseigenschaften zukommen wie in der NK:

3.2 Virtuelle NK-Kugelmodelle in einem aktual unendlichen Weltall

Ausgehend von einem endlichen Vollkugelmodell reicht es nicht $R \rightarrow \infty$ gehen zu lassen, um aktuelle Unendlichkeit zu erhalten, weil damit weder der Kugelmittelpunkt noch der leere Aussenraum des Modells verloren gehen. In einem weiteren Schritt muss das Modell auch gravitativ echt homogen gemacht werden, in dem alle Punkte potentielle Schwerezentren werden, genau wie sich jeder beliebige Punkt bei Hubble-Expansion wie ein Expansionszentrum verhält: In einem solchen All (Abb. 2) sind alle Punkte Mittelpunkte virtueller Vollkugeln mit Radius $R(t)$ und Dichte $\rho(t)$, die in der NK völlig frei als Schwerezentrum (SZ) für eine betrachtete Testmasse (TM) gewählt werden können; die TM definiert dann mit $R(t) = SZ \rightarrow TM$ die Kugeloberfläche der felderzeugenden Kugel um das ausgewählte SZ, was heisst, dass sich die TM immer auf einer sie anziehenden (virtuellen) Kugelmasse befindet. Der Rest des Alls bildet (bei Allsymmetrie) eine isotrope – nach NK/ART – gravitativ irrelevante Kugelschale um solche Kugelmassen. $R(t)$ kann man darum in aktual unendlichen NK-Modellen als Abstand von zwei beliebigen Allpunkten ansehen, wobei man den einen Punkt als Gravitationszentrum betrachtet und den andern als Testmasse auf der Oberfläche der felderzeugenden Kugel mit Radius $R(t)$, wie dies schon Heckmann tat (siehe Seite 18 und 19 in [8]). Die die Testmassen anziehende Kugelmasse bleibt bei

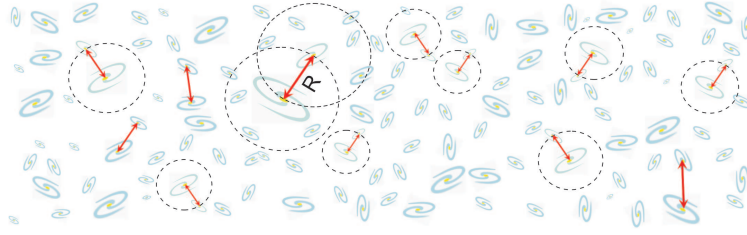


Abbildung 2: Virtuelle Kugeln um beliebige Allpunkte (Galaxien) in aktual unendlichem Allmodell. Diesen Kugeln kann man die Fundamentalsysteme der Standardkosmologie zuordnen. SZ für eine TM sind die Mitten der Kugeln, auf deren Oberfläche sich die TM befindet.

verlangter Hubblekinematik konstant, weil sich dann keine Teilchen gegenseitig überholen können und darum Oberflächenstäubchen auch bei Expansion oder Implosion immer an der Kugeloberfläche bleiben. Darum und wegen des fehlenden Kugelschaleneinflusses auf das Kugellinnere in der NK kann man $R(t)$ für alle virtuellen Kugeln genau wie im Falle einer endlichen Vollkugel ausrechnen. Weil alle virtuellen Kugeln äquivalent sind, rechnet man $R(t)$ für eine einzige NK-Stellvertreterkugel wie in Abb. 3 aus.

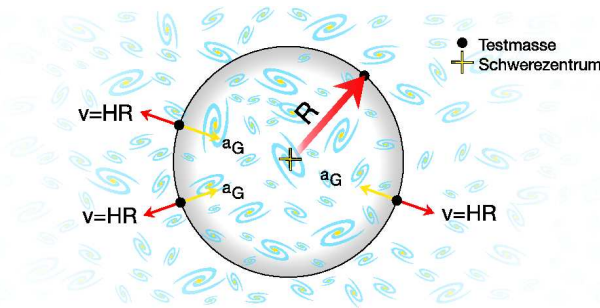


Abbildung 3: NK-Stellvertreterkugel mit aktual unendlicher Kugelschale im nirgends leeren Newton-Raum
 Inneres Gravitationspotential: $V(r) = \frac{2\pi}{3} G \rho r^2$ mit $\mathbf{a}_G = -\frac{4\pi}{3} G \rho r \frac{\mathbf{r}}{r}$ für $r \leq R$
 Äusseres Gravitationspotential: $V(r) = -\frac{G}{r} M$ mit $\mathbf{a}_G = -\frac{G}{r^2} M \frac{\mathbf{r}}{r}$ für $r = R$ (!)

Formal erhält man für eine Testmasse auf der Stellvertreterkugeloberfläche die gleiche Bewegungsgleichung wie bei einer endlichen Vollkugel im Newtonraum mit anziehender Masse $M = \frac{4\pi}{3} R^3 \rho$:

$$\ddot{R} = -\frac{4\pi}{3} G \rho R = -\frac{G M}{R^2} \quad \text{mit } G = \text{Gravitationskonstante und } M = \text{konstant} \quad (2)$$

Der einzige Unterschied zwischen (1) und (2): R ist im NM-Fall absolut definiert und im NK-Fall „nur“ relativ, was bedeutet, dass jeder beliebige Allpunkt als Mittelpunkt bzw. Schwerzentrum gewählt werden kann. Letztere Gleichung entspricht auch gerade der 2. Friedmanngleichung in der ART-Kosmologie bei sonst gleichen Annahmen, wenn man R als Skalenfaktor auffasst, wie man das bei entsprechender Normierung von R auch in der NK tun kann.

Zu zeigen ist aber noch im Einzelnen die Äquivalenz aller virtuellen Vollkugeln im Rahmen der NK, insbesondere dass auch die Gravitation bei postulierter Lemaître-Hubblekinematik (und aktueller Unendlichkeit des Universums) das Weltpostulat erfüllt, wie das die Lemaître-Hubblekinematik allein mit $\mathbf{v} = H \mathbf{r}$ bekanntlich schon tut, was an den Transformationseigenschaften der Geschwindigkeit \mathbf{v} zwischen verschiedenen Fundamentalsystemen der NK liegt; \mathbf{v} ist bekanntlich schon von Haus aus nur relativ und nicht absolut definiert. Es gilt nämlich:

$$\mathbf{v}' = \mathbf{v} - \mathbf{v}_0 \quad (3)$$

\mathbf{v}_0 ist die Geschwindigkeit des Koordinatenursprungs des gestrichenen Systems im ungestrichenen System. Beachtet man noch, dass in der NK mit zugrundeliegendem newtonschem, euklidischem Raum auch noch $\mathbf{r}' = \mathbf{r} - \mathbf{r}_0$ gilt, sieht man, dass $\mathbf{v} = H \mathbf{r}$ in allen Fundamentalsystemen gilt, wenn es in einem gilt und \mathbf{v} wie \mathbf{v}' die Relativgeschwindigkeiten zum Koordinatenursprung des zugehörigen Fundamentalsystems meinen und \mathbf{r} wie \mathbf{r}' die entsprechenden Radialvektoren.

Damit nicht nur die (nur postulierte) Hubblekinematik der NK das Weltpostulat erfüllt, sondern die NK das ganz generell tut, muss man auch die Schwerkraft bzw. das NK-Schwerefeld $\mathbf{a}_G = -\frac{4\pi}{3} G \rho R \frac{\mathbf{R}}{R} =$

$-\frac{G}{R^2} \frac{R}{\dot{R}}$ (in (2)) relativ definieren, wie wir dies durch die „R-Umdefinition“ von einem absoluten NM-Abstand oder Radius zu einem nur noch relativ definierten NK-Abstand oder Radius schon getan haben, so dass Schwerfelder wie Geschwindigkeiten transformieren:

$$\mathbf{a}'_G = \mathbf{a}_G - \mathbf{a}_{G_0} \quad (4)$$

Diese Transformationsgleichung zwischen zwei Fundamentalsystemen gilt aber nur, wenn \mathbf{a}_G wie die Hubblegeschwindigkeit proportional zu \mathbf{r} ist, was nach NK-R-Definition und (2a) – wenigstens für jeden festen Zeitpunkt t (mehr verlangt die Standardkosmologie nicht) – auch der Fall ist.

Physikalisch kann man nun jeden beliebigen Allpunkt als Schwerezentrum ansehen, wo (nach NM und NK/ART) keine Kräfte wirken. Um vom Abstand oder Radius zum in der Kosmologie üblichen Skalenfaktor $R(t)$, mit dem alle Abstände im All zu multiplizieren bzw. zu skalieren sind, wenn man sie für einen wohl definierten Zeitpunkt t_0 – z.B. heute – kennt, braucht es nur eine Normierung von $R(t)$ auf $R(t_0)$. Den Skalenfaktor $R(t)$ leitet man aber meist aus den ART-Feldgleichungen ab und erhält so nicht triviale, homogen/isotrope Lösungen, wie sie vom Weltpostulat gefordert werden. Das ist im Rahmen der NM mit höchstens potential unendlichem Vollkugelmodell des Alls zwar nicht möglich, aber sehr wohl im Rahmen der NK, wie wir jetzt sahen, was aber seit über 80 Jahren bekannt ist oder sein sollte; trotzdem erstaunt es, dass man mit NK und ART bei sonst entsprechenden Annahmen formal genau die gleichen Ergebnisse für $R(t)$ erhält (siehe auch Abb. 5).

Eine formal/mathematisch etwas allgemeinere Begründung für die NK liefert Rebhan in seinem Lehrbuch „Theoretische Physik“ [23]: Dort geht er von der Überlegung aus, dass das Weltpostulat erfüllt wird, wenn man verlangt, dass in allen mit der Hubble-Strömung mitbewegten Bezugssystemen, den Fundamentalsystemen, die physikalischen Gesetze, insbesondere die eulerschen Bewegungsgleichungen und die Poissongleichung, die gleiche Form annehmen müssen; das tun sie, wenn man die Hubblekinematik postuliert und die Schwerkraft proportional zu \mathbf{r} ist, wie wir schon wissen. Die nötigen Anpassungen betreffen auch hier Potentiale und Kräfte, die in der NM absolut definiert sind, was für die Kräfte nur eine triviale homogen/isotrope Nulllösung zulässt; eine nicht triviale, isotrope Lösung ist natürlich auch in der NM möglich, wenn sich der Beobachter zufällig gerade ungefähr im Weltzentrum befindet.

Kurz: Es kann keine Rede davon sein, dass es nur in der ART nicht triviale, homogen/isotrope Lösungen für die All-Dynamik gebe, wie man immer wieder hören und lesen muss (z.B. in [28]).

Allerdings ist die Allsymmetrie auf kosmischen Skalen in NK und ART nicht eine Eigenschaft der kosmischen Gravitation, sondern primär nur der postulierten Weltsubstratkinematik! Die WPT geht weiter und verlangt schon von der kosmischen Gravitation Allsymmetrie, die sie als orts- und richtungsunabhängige Weltbremskraft auch tatsächlich und offensichtlich besitzt.

3.3 Das WPT-Horizontmodell mit aktual unendlicher Kugelschale

Statisches **WPT-Horizontkugelmodell** mit isotroper Kugelschale als kosmischer Schwerequelle

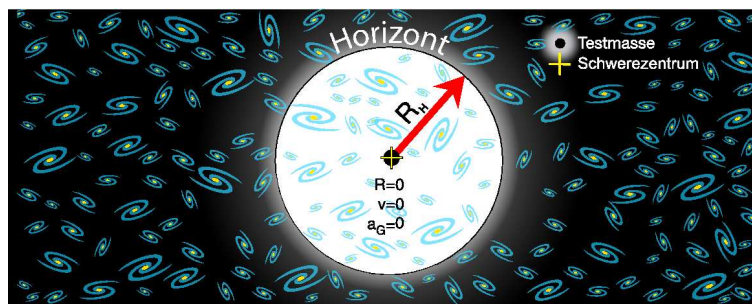


Abbildung 4: $R_H =$ Horizontradius um Testmasse (TM), die auch Schwerezentrum (SZ) ist; darum: $R = SZ \rightarrow TM = 0$ mit TM anziehender Schweremasse $M = \frac{4\pi}{3} R^3 \rho = 0 \rightarrow \dot{R} = 0$:
Keine Kraft auf ruhende TM; Weltbremsbeschl. $Hv = \sqrt{\frac{8\pi}{3}} G \rho v$ auf bewegte TM:
Weltbremsbeschleunigung auf das im Weltall allein relevante Licht ist konstant = Hc :
Rotverschiebung, Zeitdilatation und HS als Sternenlicht vom Horizont folgen daraus.

Hier geben wir einen ersten, noch mehr qualitativen Einblick in die WPT, der im Abschnitt 6 vertieft und quantifiziert wird: **Die aktual unendliche Kugelschale**, Kernbegriff der WPT, des im Prinzip beobachtbaren und endlichen Kugelschaleninneren mit Radius R_H einer Testmasse – die nach WPT immer

auch als effektives Schwerezentrum angesehen werden kann – bildet den überall und für alle Testmassen immer gleichen Horizont in Abb. 4. Der (Kepler-Olbers-)Horizont teilt das Allmodell in einen prinzipiell direkt beobachtbaren und einen nur indirekt erschliessbaren Teil. Wie schon Kepler beim zentralsymmetrischen Gravitationsgesetz lassen wir uns von der Lichtanalogie leiten. Aber während Kepler diese Analogie für die Abstandsabhängigkeit brauchte ($1/r^2$ für von einer Kugeloberfläche ausgehende Strahlen und $1/r$ für nur vom Äquator ausgehende Strahlen), brauchen wir sie zum Auffinden des richtigen, effektiven Schwerezentrums in einer – mindestens in sehr guter Näherung – allsymmetrischen Welt:

1. **Der Lichthorizont:** In jedem Allpunkt sieht man in einem homogen/isotropen All einen immer gleichen Kepler-Olbers-Horizont, obwohl es im Allgemeinen immer wieder Sternenlicht von andern Gebieten des Kosmos ist. Sternen- bzw. Galaxienlicht vom Horizont ist die Quelle der HS, die eine Testmasse (oder einen Beobachter) im Mittelpunkt der Horizontkugel erreicht. Dank der kosmischen Rotverschiebung und Zeitdilatation kommt es nicht zum bekannten Paradoxon; mehr dazu findet man im Abschnitt 6.7 über die HS.
2. **Die aktual unendliche isotrope Kugelschale:** In Analogie zum Licht ist es nahe liegend, die aktual unendliche Kugelschale ausserhalb des Horizontes als reale, kosmische Schwerequelle anzusehen und die Testmasse (TM) in Horizontkugelmittle als „nur“ effektives Schwerezentrum (SZ). Lokal fehlte schon der Platz für eine reale Schwerequelle, und die Testmassen anziehende Kugelmasse (im Sinne der NK) ist exakt null, da der Kugelradius $R = SZ \rightarrow TM$ verschwindet. Der Testmassenort ist auch der einzige jeweils momentan ausgezeichnete Allpunkt im Gesamtsystem „Allmodell + Testmasse“ (mehr in 6.1.1). Die aktual unendliche Kugelschale ist nach WPT in einem „Newton-Mach-Sinne“ nicht nur für die kosmische Gravitation, die Weltbremskraft, verantwortlich, die bei „genügend“ starker lokaler Gravitation ($\gg Hc$) vernachlässigt werden darf, sondern auch für die Trägheit.

Die Allsymmetrie hat weitere Konsequenzen:

- Die kosmische Gravitation darf weder orts- noch richtungsabhängig sein. Sie darf aber noch von Testmassengrössen wie der Geschwindigkeit abhängen. Genau diesen Vorgaben entspricht eine kosmische Bremskraft, die zur Geschwindigkeit einer Testmasse v proportional ist, was zu einem stabil statischen All führt (mehr in 6.1.1). Noch etwas anschaulicher: Eine ruhende Masse erfährt im Schwerezentrum keine Kräfte, aber daraus entfernen kann man sie nur mit Kraftaufwand. Weil als (effektives) Schwerezentrum nach WPT aber immer der momentane TM-Aufenthaltspunkt gewählt werden darf, wird eine bewegte Masse immer gebremst (mehr in 6.1.1, speziell im Punkt 4). Für Licht ist die gravitative Weltbremsbeschleunigung konstant $= Hc$, was zur kosmischen Rotverschiebung und Zeitdilatation führt; H legt in der WPT die Grösse der Weltbeschleunigung Hc fest, die durch die Dichte ρ des Alls gegeben ist, in der Standardkosmologie legt $H(t)$ aber die Grösse der Expansionsgeschwindigkeit HR fest, die durch die Anfangsbedingungen zu einem Zeitpunkt t_0 bestimmt wird, weswegen $H(t_0)$ in der Standardkosmologie ein völlig freier Parameter ist.
- Die Allsymmetrie – auch auf die Lichtausbreitung angewandt – führt zu einer Poincaré-Minkowski-Ruheraumzeit, die aber nicht zu allen dazu gleichförmig mit beliebigem v bewegten Systemen äquivalent sein kann, sondern „nur noch“ zu allen um eine beliebige Distanz R entfernten Systemen, die man bisher nicht als eigene Bezugssysteme ansah; sie entsprechen den Fundamentalsystemen der Standardkosmologie im Grenzfall $H_{\text{Standard}} \rightarrow 0$ mit R - statt v -abhängiger, gegenseitiger Zeit- und Längendehnung (siehe auch [1], Anhang E). Alle diese Systeme sind relativ zu fernen Quasaren in Ruhe, und die HS erscheint in ihnen isotrop. Für physikalische Berechnungen kann man jedes beliebige dieser äquivalenten Ruhesysteme benutzen; das ist ganz analog zur SRT, wo man jedes beliebige gleichförmig bewegte, unbeschleunigte System den Rechnungen zugrunde legen darf.

Auf das WPT-Horizontmodell gehen wir im Abschnitt 6.1 nochmals sehr ausführlich ein, weil es für die WPT grundlegend ist. Jetzt geben wir aber schon einen tabellarischen Überblick (teilweise eher eine Vorausschau), der die betrachteten Kugelmodelle mit und ohne aktual unendliche, isotrope Kugelschale (KS) zueinander in Beziehung setzt. Dazu betrachten wir ein Kugeloberflächenstäubchen als Testmasse (TM) und die jeweilige Kugelmittle als Schwerezentrum (SZ). $R(t)$ ist der Kugelradius ($SZ \rightarrow TM$) der betrachteten realen oder virtuellen Kugel und beschreibt den zeitlichen Verlauf der Modellkugelexpansion oder Implosion und damit auch die Bahn eines TM-Oberflächenstäubchens; KM steht für Kugelmasse, Poi für Poisson(gleichung), BB für (Welt-)Bremsbeschleunigung, $d.$ für definiert, SF für Skalenfaktor und RZ für Raumzeit.

Theorie	∞ -Def.	Feld	Quelle	Grav.Zentrum	R(t)	Raumzeit	Figur
NM	pot. ∞	Poi	KM	All-Mittelpunkt	R(t) abs. d.	Newton-RZ	Abb. 1
NK	akt. ∞	Poi	KM	bel. Allpunkt	R(t) rel. d.; SF	Newton-RZ	Abb. 2,3
WPT	akt. ∞	P/BB	KM/KS	TM-Ortspunkt	R(t) = 0	N/SRT-RZ	Abb. 4

Nun betrachten wir noch Testmassen und Lichtstrahlen, die das Weltsubstrat, das nur gravitativ wechselwirkt, durchfliegen. Weil in der Kosmologie nur radiale Bewegungskomponenten beobachtet werden können, genügt es radiale TM-Bahnen $r(t)$ mit Startpunkt $r(0) = 0$ zu untersuchen. In der NM geht das für Lichtstrahlen nicht, und in der NK müssen diese Bahnen halb klassisch als Geodäten bzw. Nullgeodäten berechnet werden. Einfach ist es nur in der mit $R = \dot{R} = 0$ statischen WPT, wo Lichtbahnen allein mit der SRT und der Urversion von Einsteins Äquivalenzprinzip [36] berechnet werden können, worauf wir aber erst im Abschnitt 6.3.3 näher eingehen werden.

Theorie	∞ -Def.	Feld	Quelle	Grav.Zentrum	r(t)	Raumzeit	Figur
WPT	akt. ∞	BB	KS	TM-Startpunkt	r(t) rel. d.	SRT-RZ	Abb. 4

Nun rekapitulieren wir kurz den ART-Zugang zur Kosmologie (siehe auch [1], Abschnitt 5) und seinen Bezug zu NK und WPT als weitere Vorbereitung zur WPT-Kosmologie:

4 Die Grundlage des ART-Zuganges zur Kosmologie

Statt auf Schwerfelder bzw. Potentiale wie in der newtonschen Mechanik, der NK und der NKG mit WPT werden in der ART die Schwereeffekte auf die Raumzeitmetrik zurückgeführt:

$$ds^2 = c^2 d\tau_S^2 = g_{ij} dx^i dx^j \quad \text{mit} \quad d\tau_S = \text{Referenzuhreigenzeittakt} \quad (5)$$

Nach ART-Standardgeometrieinterpretation beschreibt dieses Wegelement ds^2 mit symmetrischen g_{ij} , also mit vorerst 10 freien Feldern, die von den hilbert-einsteinschen Feldgleichungen auf 6 reduziert werden, beliebige lokale Gravitationserscheinungen in beliebigen Koordinatensystemen (siehe irgend ein ART-Lehrbuch, z.B. [23, 32, 33, 34, 35]). Die Feldgleichungen zur Bestimmung der g_{ij} treten an die Stelle der aus der newtonschen Mechanik bekannten Poissongleichung, weswegen die g_{ij} in der ART manchmal auch (Einsteins) Gravitationspotentiale genannt werden. Ausgangspunkt einer solchen metrischen Beschreibung der Gravitation war die inertielle, universelle Poincaré-Minkowski-Raumzeit der SRT mit dem (speziellen) Linienelement

$$ds^2 = c^2 d\tau^2 = \eta_{ij} dx^i dx^j = c^2 dt^2 - dx^2 - dy^2 - dz^2 \quad (6)$$

Nach ART ist $\eta_{ij} = \text{diag}(1, -1, -1, -1)$ nur für eine völlig leere Raumzeit ohne Massen und Energieinhalt global zuständig oder dann wieder für alle infinitesimal kleinen Raumzeitbereiche, weil solche Bereiche (schon klassisch nach Newton) immer inertial sind. η ist auch gerade die Tangentialmetrik der ART-Raumzeit, womit die ART-Raumzeit schon ab initio viel Physik beinhaltet, insbesondere die SRT auf „genügend“ kleinen Raumzeitbereichen.

4.1 Standardkosmologie und konforme Kosmologie

Wendet man nun die ART-Gravitationstheorie auf die Kosmologie an (siehe auch [1], Abschnitt 5.2), macht man eine implizite und eine explizite Annahme: Implizit geht man davon aus, dass das All als Ganzes von der Schwerkraft der im Kosmos befindlichen Massen/Energie-Verteilungen beherrscht wird und deswegen durch die ART zu beschreiben ist, und explizit geht man vom Weltpostulat aus, wonach das All auf grössten Skalen isotrop und homogen sein soll. Das schränkt das sehr allgemeine Linienelement aus (5) schon stark ein. Die g_{ij} dürfen dann nicht mehr vom Ort abhängen; sie können aber – wenigstens beim schwachen Weltpostulat – noch von der Zeit abhängen. Es gibt zwei bekannte, formal unterschiedliche, aber äquivalente ART-Kosmologieansätze, um die kosmologische Rotverschiebung so erklären zu können:

1. **Friedmannkosmologie:** Das zugehörige Wegelement für radiale Betrachtungen ($d\phi = d\theta = 0$) in Robertson-Walker-Form, in dem mit $R(t)$ das (Pseudo-)Wirtz-Lemaître-Gesetz $v = \dot{R} = HR$ mit zeitlich variablem Hubble-Faktor $H(t) = \frac{\dot{R}}{R}$ enthalten ist, lautet:

$$ds^2 = c^2 dt^2 - \frac{R(t)^2}{1 - kr^2} dr^2 \quad \text{mit } k = \begin{cases} +1 & \text{sphärische Metrik} \\ 0 & \text{euklidische Metrik} \\ -1 & \text{hyperbolische Metrik} \end{cases} \quad \text{und } R = \text{Skalenfaktor} \quad (7)$$

Im Konkordanzmodell (mit Inflation) der Standardkosmologie nimmt man heute $k = 0$ an:

$$ds^2 = c^2 dt^2 - R(t)^2 dr^2, \quad \text{worum } R(t) \text{ den Zeitverlauf der Expansion beschreibt.}$$

Im Rahmen dieses Modells rührt die kosmische Rotverschiebung von der Raumexpansion her, die im direkt überprüfbar lokalen Limes der bekannten Dopplerverschiebung entspricht. $R(t)$ erhält man aus den ART-Feldgleichungen, die zu den bekannten Friedmann-Gleichungen für $R(t)$ und $H(t) = \frac{\dot{R}}{R}$ führen.

Mit einigen Transformationen und Umbenennungen ($R \rightarrow a$; $t \rightarrow T$; $r \rightarrow R$) kann man zeigen, dass obige Friedmannmetrik für alle k – also nicht nur für $k = 0$ – lokal konform flach ist (siehe z.B. Kapitel 25.4 in [34]). Damit wird eine zweite Klasse möglicher Erklärungsansätze für die kosmische Rotverschiebung im Rahmen metrischer ART-Theorien nahe gelegt:

2. **Konforme Kosmologie** mit zeitabhängigem Wegelement

$$ds^2 = a(T)^2 (c^2 dT^2 - dR^2) \quad \text{mit} \quad v_{\text{Licht}} = \frac{dR}{dT} = c \quad (8)$$

Wenn man annimmt, dass Uhren (und damit auch Längenmasse) altern können – eine Idee, die meines Wissens ursprünglich auf Milne zurückgeht – dann kann man die Rotverschiebung mit dieser Formulierung statt auf Expansion darauf zurückführen, dass z.B. Atomschwingungen in früheren Zeiten langsamer waren als heute, was bedeutet, dass man annehmen muss, dass manche Naturkonstanten zeitlich variabel sind; das öffnet das Tor zu vielen mindestens prinzipiell möglichen Kosmologieansätzen mit zeitlich variablen Naturkonstanten von G bis h bis c bis Solche Ansätze/Interpretationen sind aber nur schwer von der Expansionserklärung zu unterscheiden, weil ein solches All eben nicht zeitlich unveränderlich ist wie das stabil statische WPT-All: Die Rotverschiebung z einer Standardkerze, deren Abstand sich zu uns nicht ändert, müsste im Rahmen einer solchen Theorie z.B. mit der Zeit ähnlich zunehmen wie in einem (beschleunigt) expandierenden Kosmos, während z einer gegenüber uns ruhenden Standardkerze bei Gültigkeit der WPT zeitlich konstant bleiben muss. Zur grundsätzlichen Beurteilung der ART-Kosmologieansätze darf man sich daher mindestens vorerst auf das Konkordanzmodell der Friedmannkosmologie beschränken:

Im Konkordanzmodell genügt es aber nicht, $R(t)$ nur von der zu festen Zeiten „sichtbaren“, auf genügend grossen Skalen mindestens genähert homogen/isotropen Massen/Energie-Verteilung im Kosmos abhängen zu lassen, sondern man muss ad hoc exotische, nicht baryonische, rein hypothetische Materie einführen, um die Beobachtungen im Rahmen der Friedmannkosmologie erklären zu können. Und damit nicht genug, muss man auch noch dunkle (Geister-)Energie postulieren, damit man nur schon die Helligkeits/Rotverschiebungs-Beziehung der Friedmannkosmologie mit den Beobachtungsdaten der Supernovae Ia in Übereinstimmung bringen kann; und das alles (DM und DE) in derartigen Mengen, dass man die „normale“ Materie glatt vergessen kann!

Eine weitere Klasse von heute untersuchten metrischen Kosmologie-Ansätzen, die allerdings das Weltpostulat verletzen, wird durch das Wegelement (8) der konformen Kosmologie nahe gelegt, indem man a nicht von der Zeit T , sondern von der Distanz R abhängen lässt:

- **Konforme Kosmologie** mit distanzabhängigem Wegelement

$$ds^2 = a(R)^2 (c^2 dT^2 - dR^2) \quad \text{mit} \quad v_{\text{Licht}} = \frac{dR}{dT} = c \quad (9)$$

Weil Distanz und Lichtlaufzeit auf kosmischen Distanzen über $v_{\text{Licht}} = \frac{R}{T} = c$ miteinander verbunden sind, kann man z.B. bei der Messung von Rotverschiebungen ferner Galaxien nicht wissen, ob

es sich um einen Zeit- oder einen Distanzeffekt handelt. Deswegen kann man z.B. die beschleunigte Expansion auf eine distanzabhängige Dichteverteilung zurückführen, wie das seit einiger Zeit diskutiert wird [106, 107, 108]. Es ist aber banal, dass man bei Aufgabe der Homogenitätsforderung des Weltpostulats, die im Gegensatz zur Isotropieforderung durch Beobachtungen nicht direkt gestützt werden kann, so ziemlich alles erhalten kann, was man will, weswegen solche Ansätze wenig überzeugen; man beachte aber auch [109], wo die Homogenität aufgrund von Beobachtungen infrage gestellt wird mit dem zusätzlichen Hinweis auf die Unabhängigkeit des Hubble-Gesetzes von der lokalen Dichteänderung mit r , wie dies die WPT – anders als die Standardkosmologie – aber eh erwartet!

Die Ausführungen über die konforme Kosmologie neben der Friedmannkosmologie sind wichtig, um die ganze Breite der ART-basierten Kosmologieansätze einigermaßen überblicken zu können, aber auch, weil wir noch sehen werden, dass die WPT-Kosmologie, wenn man sie formal (schein)metrisch formuliert, genau mit einer solchen konform flachen, distanzabhängigen Metrik (9) formuliert werden kann, ohne das Weltpostulat zu verletzen, denn die WPT-Metrik (31) ist – anders als eine ART-Metrik – testteilchen- bzw. lichtstrahlrelativ definiert; sie ist damit sozusagen eine Horizontmetrik. Vorläufig werden wir uns aber nur noch mit der Standard- bzw. Friedmannkosmologie näher befassen, die uns über den NK-Zugang als Vorbereitung zur WPT dient. Der NK-Zugang lässt besonders leicht erkennen, auf wie schwachen und brüchigen Beinen die Friedmann/Lemaître-Kosmologie und ihre wichtigsten Modelle stehen. Als Vorbereitung gehen wir etwas näher auf die Beziehung zwischen ART und NK ein:

4.2 Beziehung zwischen ART-Kosmologie und NK

Den Kern der ART-Standardkosmologie bilden die Friedmanngleichungen, die ihrerseits aus der Friedmannmetrik und den ART-Feldgleichungen folgen, was man z.B. im Kosmologieteil von „Theoretische Physik“ [23] oder von „Sterne und Weltraum“ [24] nachlesen kann. Die Physik dahinter erkennt man so aber weder leicht noch schnell. Seit über 80 Jahren gibt es aber einen physikalisch viel durchsichtigeren Zugang zu den Friedmanngleichungen für $R(t)$ und $H(t)$: die sogenannte Newtonsche Kosmologie (ich beziehe mich hauptsächlich auf Heckmann [8] und Rebhan [23]). Den Zusammenhang zwischen ART und NK stellt man am besten mit einem Diagramm dar:

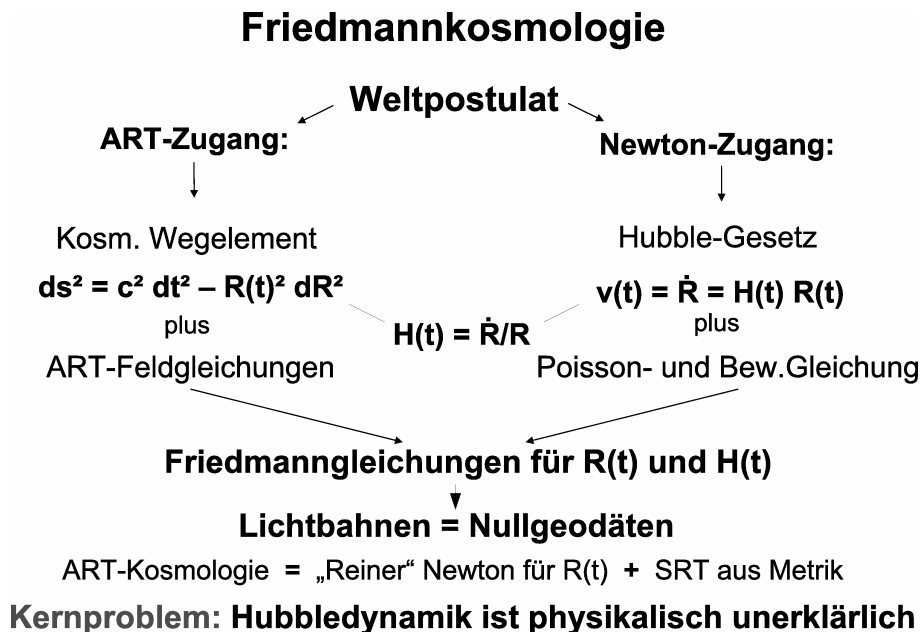


Abbildung 5: Schematische Beziehung zwischen NK und ART (gilt auch für $k \neq 0!$)

Statt dass man – wie in der ART – den Raum selber, was das physikalisch auch immer bedeute, expandieren (oder implodieren) lässt, lässt man in der NK das homogen/isotrope Weltsubstrat (Massen- und Energieverteilung im All), das für Modellierungszwecke idealisiert nur gravitativ wechselwirken möge, im Newton-Raum expandieren; im Falle aktueller Unendlichkeit der Allmodelle erfüllt das Weltsubstrat den

ganzen Newton-Raum, was die Expansion der Unendlichkeit des Raumes wegen aber nicht hindert. Milne und McCrea waren wohl die ersten, die gemerkt hatten, dass man auch mit der NK formal ganz exakt die ART-Friedmann-Gleichungen erhält [9]. Der NK-Zugang zur Kosmologie ist nicht nur viel einfacher, sondern physikalisch auch viel instruktiver, weshalb wir im folgenden Abschnitt 5 die radiale, kosmische Dynamik für die Basismodelle der Standardkosmologie, die durch $R(t)$ beschrieben wird und das seinerseits das kosmische Linienelement in (7) festlegt, aus der NK herleiten. Dies entspricht im Wesentlichen einer grundsätzlich zwar nicht befriedigenden, aber trotzdem sehr erfolgreichen, halb klassischen Vorgehensweise, bei der $R(t)$ mit der NK (fast) klassisch berechnet wird, die Lichtbahnen im Kosmos aber wie in der ART als Nullgeodäten der Friedmann-Raumzeit mit dem aus der NK erhaltenen Skalenfaktor $R(t)$. Weil dieses Vorgehen – mindestens für rein radiale, also nicht tangentielle Betrachtungen (siehe 6.5.2) – die genau gleichen Resultate ergibt, wie wenn man die ganze Rechnung mit der ART machte, belegt dies, dass die ART in der Friedmannkosmologie letztlich „nur“ Newton mit der SRT kombiniert, was Abb. 5 besonders deutlich zeigt. Dieses Diagramm legt nämlich nahe, dass der Newton-Raum in der Kosmologie keineswegs ausgedient hat, und dass der SRT- bzw. Poincaré-Minkowski-Raum mehr über die Lichtausbreitung in einer leeren oder aktuell unendlichen und allsymmetrischen Welt aussagt als über die Geometrie eines leeren oder aktuell unendlichen, homogen materieverfüllten Weltraums. In der ART wird zwar die kosmische Geometrie und damit der (expandierende) Friedmann-Lemaître-Raum durch die homogen/isotrope Massenverteilung, das Weltsubstrat, festgelegt, die Lichtausbreitung wird aber direkt durch die kosmische Raumzeit und nur indirekt durch das Weltsubstrat festgelegt. Das bedeutet, dass der expandierende ART-Raum der Standardkosmologie – den es in der NK mit im Newton-Raum expandierendem Substrat nicht gibt – ein der NM bzw. NK gehorchender (Licht-)Äther ist (siehe 6.5.2)! In der NK ist dieser Lichtäther das newtonisch expandierende Weltsubstrat.

4.3 Beziehung zwischen ART und WPT bzw. NKG

Die fundamentale Gleichung (5) ist – mindestens aus Skeptikersicht – nicht mehr als ein Ansatz für eine geometrische Gravitationstheorie, die ab initio mindestens lokal die Einhaltung der SRT garantiert und über die g_{ij} genügend Freiheiten liefert, um die Theorie an die Beobachtungsdaten anpassen zu können. Es kann aber gar nicht genug betont werden, dass es zwar möglich ist, die Gravitationstheorie (formal) zu geometrisieren, dass es aber keine zwingenden, physikalischen Gründe gibt und geben kann, um sie zu geometrisieren; das wusste schon Poincaré vor über 100 Jahren! Ich gehe noch weiter und glaube, dass die geometrische Beschreibung das physikalische Verständnis aufs Schwerste behindert, und wäre es nur, weil Raum und Zeit (frei nach Kant) angeborene Denkstrukturen sind. Aus WPT- – genauer NKG-Sicht – sind sogar manche der heute benutzten und überprüften Näherungen der ART-Feldgleichungen besser als die ART-Feldgleichungen selbst, in denen die eigentliche Gravitationsphysik steckt. D.h. aber, dass solche Näherungen auch da gültig bleiben werden, wo sie nach ART bereits versagen müssten, wenn sich die WPT bzw. NKG (Neuklassische Gravitation) in den Grundzügen bestätigen wird.

Vor allem auch: Wer glaubt, dass die ART experimentell hervorragend bestätigt sei, täuscht sich. Das war schon zu Zeiten von Einstein so, der das noch wusste, und es ist auch heute noch so. Heute hat allerdings selbst Newton in seinem ureigensten Geltungsbereich bei kleinen Geschwindigkeiten und Schwerkraften zu wanken begonnen, wenn man an die Galaxien- und Zwerggalaxiendynamik denkt, was aber mehr die ART-Feldgleichungen als die geometrische Deutung der Gravitation betrifft. Allerdings gibt es Aspekte, die zur Vorsicht mahnen, das Kind nicht mit dem Wasser auszuschütten: Auch nach ART ist die geometrische Interpretation nicht zwingend, denn es ist möglich die Poincaré-Minkowski-Raumzeit für ein leeres All als den relativistischen Ersatz für die absolute newtonsche Raumzeit anzusehen, auch wenn diese Sicht nicht der üblichen ART-Philosophie entspricht. Das wird besonders deutlich, wenn man die g_{ij} aus (5) etwas umschreibt:

$$g_{ij} = \eta_{ij} + V_{ij}, \quad \text{worin die } V_{ij} \text{ generalisierte Schwerepotentiale sind.} \quad (10)$$

Dies legt eine ART-Interpretation mit einem flachen Hintergrundraum, der Poincaré-Minkowski-Raumzeit, nahe, die der NKG und WPT schon viel näher steht als die übliche rein geometrische Interpretation. Die V_{ij} entsprechen – anders als die g_{ij} – wenigstens in gewissen einfachen Fällen auch ganz direkt dem entsprechenden Newton- bzw. Poissonpotential (man denke an die Beziehung von g_{00} zu einem Newtonpotential V), was das anschauliche, physikalische Verständnis sehr unterstützt. Gleichung (10) ist so etwas wie ein Kippschalter zwischen geometrischer Gravitationstheorie wie in der ART und Feld- bzw. Potentialgravitationstheorie in einem (fast) a priori vorgegebenen Raum wie in NM, NK und NKG:

1. Metrische Gravitationstheorie

Die g_{ij} aus (10) werden als die physikalisch fundamentalen Grössen angesehen, obwohl es für diese Sicht der Dinge keinen physikalisch nachvollziehbaren Beleg gibt. Die V_{ij} erben dann alle Eigenschaften der g_{ij} , die man ihrerseits aus den ART-Feldgleichungen erhält.

2. Feld- oder Potentialtheorie der Gravitation

Die V_{ij} aus (10) werden als die fundamentalen Grössen angesehen, was physikalisch sehr plausibel ist, da dies sowohl in NM wie NK so ist, und auch in andern Sparten von der Elektrodynamik bis zur Quantenmechanik ist es üblich „die Physik“ mit Feldern in einer SRT-Raumzeit zu beschreiben. Die g_{ij} erben dann alle Eigenschaften der V_{ij} , auch die Testmassen- und Lichtstrahlrelativität des Weltpotentials in der WPT. Für die zwei wichtigsten astronomischen Spezialfälle mit statischen Schwerfeldern erhalten wir die V_{ij} mit zugehöriger Metrik über die Äquivalenzraketenbetrachtung:

- In der allsymmetrischen Kosmologie reduzieren sich die V_{ij} auf das Weltpotential mit zugehöriger lichtstrahlrelativer WPT-Metrik (Anhang C.2 und F.4 in [1]).
- In zentralsymmetrischer, lokaler Gravitation reduzieren sich die V_{ij} auf das NM-Punktmassepotential mit absoluter „NKG-Schwarzschildmetrik“¹ (Anhang C.3 und F.4 in [1]).

Damit sind alle gesicherten „ART-Beobachtungen“ bis auf den Thirring-Lense-Effekt und die indirekt nachgewiesenen Gravitationswellen abgedeckt. Der Thirring-Lense-Effekt kann durch ein der Äquivalenzrakete nachempfundenen, quasistatisches Äquivalenzkarussell plausibel gemacht werden, auch wenn ein allgemeiner Formalismus zur Ermittlung der V_{ij} noch fehlt, aber im neuen Anhang F in [1], einer überarbeiteten älteren Arbeit, wird die lokale und kosmische Gravitationstheorie über Einsteins Äquivalenzrakete auf eine neue Basis gestellt, die zur NKG führt. In Analogie zur Elektrodynamik lassen sich auch Gravitationswellen und die Quadrupolformel – in der Gravitation gibt es keine Dipolmomente wie in der Elektrik – ohne Bezug auf die ART-Feldgleichungen plausibilisieren, was ohne grosse Änderungen bestehenden ART-Einführungen in die Thematik entnommen werden kann (siehe z.B. Kapitel 35 in [32], aber auch [41] und Anhang F.4 in [1]).

Schon diese allgemeinen Betrachtungen lassen zwei wichtige, im Prinzip überprüfbare Schlüsse zu:

1. Aus ART-Sicht sind nicht nur Potentialdifferenzen – wie in der übrigen Physik – wesentlich, sondern auch die verallgemeinerten Potentiale selbst, während aus Potential- bzw. NKG-Sicht Potentiale reine Rechengrössen sind, denen keine physikalische Bedeutung zukommt, sondern nur Potentialdifferenzen und Gradienten. Daraus folgt, dass bei Richtigkeit der NKG manche ART-Näherungen besser sind als die ART selbst. Ein im Prinzip überprüfbares Beispiel ist die lokale gravitative Frequenzverschiebung: Nach ART hängt sie nicht nur von der vom Licht durchlaufenen Potentialdifferenz ΔV ab, sondern auch vom Potential V selbst, während sie nach NKG nur von ΔV , aber nicht von V abhängt (siehe Anhang C, speziell C.3 in [1]). In guter Näherung hängt aber auch die ART-Frequenzverschiebung nur von ΔV ab (siehe z.B. Abschnitt 27.4 in [23]), weswegen eine Unterscheidung von ART und NKG mit solchen Messungen bisher noch kaum möglich sein dürfte.
2. Wie wir noch sehen werden, scheint die Helligkeitsabnahme von Standardkerzen ein (fast) direktes Mass für den euklidischen Abstand und nicht etwa den metrischen Abstand in einem Friedmann-Raum auf kosmischen Distanzen im All zu sein, obwohl nach üblicher ART-Interpretation solche Abstände – in einem aus ART-Sicht willkürlich gewählten Hintergrundraum – nicht direkt einer Messung zugänglich sein sollten, weswegen ihnen nach ART keine physikalische Bedeutung zukommt (Box 18.1 in [35]). Schon in der ART-Kosmologie mit „absoluter“ bzw. Friedmannzeit funktioniert dieses Argument aber nicht wirklich. Und wenn sich die WPT-Kosmologie nur schon im Kern bestätigen wird, wird sie die übliche geometrische Interpretation der ART falsifizieren, obwohl auch die WPT-Kosmologie metrisch – wenigstens scheinmetrisch – formuliert werden kann, allerdings mit einer testmassen- bzw. lichtstrahlrelativen Metrik, was bedeutet, dass jede Testmasse und jeder Lichtstrahl seine eigene und doch immer gleiche „Horizont-Weltmetrik“ sieht.

Nach diesen recht grundsätzlichen Betrachtungen wenden wir uns den Basismodellen der Standardkosmologie zu, was uns als Vorbereitung zur Einführung der WPT dient; wer aber möglichst rasch und ohne Umwege die WPT kennen lernen möchte, kann dieses Kapitel überspringen.

¹In die NKG-Schwarzschildmetrik gehen nur Potentialdifferenzen ein, aber nicht die Potentiale selbst.

5 NK-Zugang zu DM-, DE- und Standard-Modell

Wir betrachten hier physikalisch verschieden motivierte Zugänge über die Newtonsche Kosmologie (NK) zu Allmodellen bzw. zu einem durch $R(t)$ definierten kosmischen Wegelement, die uns einerseits die grundsätzliche Problematik der Standardkosmologie näher bringen sollen und die uns andererseits den Zugang zur neuen Kosmologie der Weltpotentialtheorie (hoffentlich) erleichtern werden, was wir mit einigen Quer- bzw. Vorausverweisen auf die WPT in [blauer](#) Farbe unterstützen. Zuerst aber ein paar Worte zur Berechnung von $R(t)$ im Rahmen der NK:

$R(t)$ meint in der NK einen nur **weltpunktrelativ** definierten Radius einer virtuellen Kugel, die einen beliebigen Allpunkt umschliesst (Abb. 2 und 3). Im Innern dieser Kugel befindet sich eine endliche Masse $M = \frac{4\pi}{3}R^3\rho$, die sich aus der Dichte ρ des Alls ergibt. Weil bei Gültigkeit des Weltpostulats das Hubblegesetz – aber eben nur im Sinne eines Postulates – gelten muss, können sich Massenteile beim Expandieren oder Implodieren nicht gegenseitig überholen, was dazu führt, dass M bei einer Expansion oder Implosion obiger virtueller Kugel konstant bleibt, während die Dichte $\rho(t)$ ab- bzw. zunimmt. In der NK kann man nun eine infinitesimal kleine Weltsubstratmasse auf obiger virtueller Kugeloberfläche als Testmasse betrachten und ihre radiale Bahn im Rahmen der bekannten newtonschen Mechanik im Schwerfeld dieser virtuellen Kugel berechnen. Weil sich die Testmasse unter den gemachten Annahmen nur radial bewegen kann, ergibt dies gerade die Gleichung für $R(t)$, den Radius als Funktion der Zeit jeder beliebigen, virtuellen Kugel innerhalb des als ideal homogen angenommenen, aktual unendlichen Allmodells; damit entspricht dieses $R(t)$ der NK bis auf eine geeignete Normierung gerade auch dem Skalenfaktor $R(t)$ in der Friedmannmetrik. Wenn man unsere Kugelmodelle des Kosmos als Kuchen ansieht, dann beschreibt der Skalenfaktor sozusagen das Aufgehen (oder allfällige Schrumpfen) des Kuchens. Einen allgemein gehaltenen, weniger elementaren Zugang zu den Friedmanngleichungen im Rahmen der NK findet man bei Rebhan [23] im Abschnitt 31.1 „Newton-Kosmologie“.

5.1 Theoretisches, auf Gravitation beruhendes DM-Modell für $R(t)$

Obige NK-Stellvertreterkugel (Abbildung 3) verhält sich wie eine endliche „Staubkugel“ mit Masse M , Dichte $\rho(t)$ und Radius $R(t)$, wobei der „Staub“ in der Konkordanzkosmologie in recht guter Näherung nur aus DM besteht: Ein Kugeloberflächenstäubchen wird mit $\frac{GM}{R^2}$ in Richtung Kugelmittle beschleunigt, wenn G die Gravitationskonstante ist (in der WPT mit statischem, aktual unendlichem All ist die Beschleunigung auf ein solches (ruhend)es Stäubchen null ($\ddot{R} = \dot{R} = 0$) und Licht wird mit der konstanten WPT-Weltbeschleunigung Hc „gebremst“ bzw. „ermüdet“):

$$\ddot{R} = -\frac{GM}{R^2} = -\frac{\partial}{\partial r}(V(R)) \quad \text{mit } M = \frac{4\pi}{3}\rho R^3 = \text{konst.} \quad \text{und } V(R) = -\frac{GM}{R} \quad (11)$$

Diese radiale Bewegungsgleichung, die 2. Friedmanngleichung, liefert nicht nur $R(t)$ (und $\dot{R}(t)$), sondern damit auch das (Pseudo-)Wirtz-Lemaître-Gesetz $v(t) = \dot{R}(t) = H(t)R(t)$ bzw. $H(t) = \frac{\dot{R}}{R}$, wenn $R(t)$ und $\dot{R}(t)$ zu einem beliebigen Zeitpunkt t bekannt sind.

Wegen $\ddot{R}\dot{R} = \frac{d}{dt}\left(\frac{\dot{R}^2}{2}\right)$ und $\frac{d}{dR}(V(R))\dot{R} = \frac{d}{dt}(V(R))$ erhält man mit einmal integrieren:

$$\frac{\dot{R}^2}{2} = \frac{GM}{R} + E_\infty \quad \text{bzw.} \quad \dot{R}^2 = \frac{8\pi}{3}G\rho R^2 + 2E_\infty \quad \text{mit der Integrationskonstante } E_\infty \quad (12)$$

Gleichung ((12)b) kann man mit $C = \frac{c^2}{2|E_\infty|}$ multiplizieren. Wenn man danach RC neu R nennt und k mit $k = -\text{sgn}(E_\infty)$ einführt, erhält man die 1. Friedmanngleichung ohne Druck- und Λ -Term:

$$\text{H-Gleichung} \quad H(t)^2 = \left(\frac{\dot{R}}{R}\right)^2 = \frac{8\pi}{3}G\rho(t) - \frac{kc^2}{R^2} = \frac{2GM}{R^3}C^3 - \frac{kc^2}{R^2} \quad (R \rightarrow \infty : H \rightarrow 0) \quad (13)$$

Für grosse R ist E_∞ der dominante Term, wie man ((12)a) entnehmen kann, da M (anders als ρ) konstant ist. E_∞ hat die Bedeutung der kinetischen Energie eines Testteilchens pro Masseneinheit auf der Kugeloberfläche mit $R \rightarrow \infty$ (siehe (12)a), was die Interpretation sehr leicht macht:

1. für $E_\infty > 0$ expandiert die Kugel bis in alle Ewigkeit mit abnehmendem v , aber $v > 0$.
2. für $E_\infty = 0$ expandiert die Kugel bis in alle Ewigkeit, aber für t gegen ∞ nur noch mit $v = 0$

3. für $E_\infty < 0$ expandiert die Kugel bis zu einem maximalen Radius R_{max} , um danach zu kollabieren. In diesem Fall kann man sich auch ein in alle Ewigkeit pulsierendes Kugelmodell der Welt vorstellen.

Die drei Fälle entsprechen in der Standardkosmologie dem hyperbolischen ($k = -1$), euklidischen ($k = 0$) und sphärischen ($k = 1$) Fall. Physikalisch versteht man aber nur im Rahmen der Newtonschen Kosmologie, was wirklich passiert.

Der zweite Fall ist ein besonderer Fall, weil er für $t \rightarrow \infty$ als einziger Fall einem statischen All beliebig nahe kommt; es ist auch der Fall, in dem die Testmasse, unser Stäubchen, auf einer beliebigen virtuellen Kugeloberfläche, genau Fluchtgeschwindigkeit hat. In diesem Fall folgt aus (13) wegen $k = 0$:

$$H(t)^2 = \frac{8\pi}{3} G \rho(t) \quad \text{oder} \quad H(t) = \sqrt{\frac{8\pi}{3} G \rho(t)}$$

Letzteres ist die bekannte Beziehung für die kritische Dichte $\rho_{krit.}$ der ART-Kosmologie, die für alle t gilt, also auch für $t \rightarrow \infty$, weswegen man annehmen darf, dass diese Beziehung auch im Limes eines statischen Alls mit H und $\rho \rightarrow 0$ richtig bleiben wird, was weiter bedeutet, dass die WPT für $\rho \rightarrow 0$ an diesem Fall der Newtonschen oder auch ART-Kosmologie abgeglichen werden kann.

Bevor wir dieses Modell mit den Beobachtungen vergleichen, leiten wir ein NK-Modell für $R(t)$ aus dem durch Beobachtungen nahe gelegten (eigentlichen) Hubblegesetz mit einem konstanten Hubblefaktor H ab. Ein solches Modell wäre im Rahmen des obigen gravitationsdominierten Basismodells allerdings unmöglich, da in diesem Modell H nicht konstant sein kann, weil die Gravitation zu einer Verlangsamung der Expansion führt und H deshalb im Laufe der Zeit kleiner werden muss. Darum wird unser neues Modell eine echte, allerdings nur auf Extrapolationsheuristik und physikalischer Intuition beruhende Alternative zum Basismodell sein:

5.2 Heuristisches, auf Hubbleexpansion beruhendes DE-Modell für $R(t)$

Das eigentliche Hubblegesetz ($v = H r \quad \forall r$) mit konstantem H führt zur Hubble-Beschleunigung

$$\mathbf{a}_H = \ddot{r} \frac{\mathbf{r}}{r} = \frac{dv}{dr} \dot{r} \frac{\mathbf{r}}{r} = H v \frac{\mathbf{r}}{r} = H^2 r \frac{\mathbf{r}}{r} \quad \text{mit „Hubble-Potential“} \quad V_H = -\frac{H^2}{2} r^2 \quad (14)$$

Setzt man nun die auf Weltsubstratteilchen bzw. Stäubchen, die sich auf der NK-Stellvertreterkugeloberfläche bei $r = R$ befinden, antigravitativ wirkende Hubblebeschleunigung $Hv = H^2 R$ an Stelle der Gravitationsbeschleunigung $-\frac{GM}{R^2}$ in (11) ein, erhält man das De Sitter-Modell der Kosmologie, wenn man H^2 in $\frac{\Lambda c^2}{3}$ umschreibt, was zulässig ist, wenn Λ, c und H wie hier konstant sind ($\mathbf{a}_H = H\mathbf{v}$ bzw. für Licht $\mathbf{a}_H = H\mathbf{c}$ entspricht bis auf das Vorzeichen gerade der WPT-Weltbremsbeschleunigung, weswegen dieses Wirtz-Hubblemodell [17] des Kosmos im Sinne des Äquivalenzprinzips zu gleichen Bahnen von Testteilchen und Licht im All führen muss wie obiges DM-Modell mit kosmischer WPT-Gravitation, mindestens bei (speziell) relativistisch korrekter Berechnung der Lichttrajektorien wie in der WPT; so gesehen ist die Hubble-Expansion nur noch ein Trugbild bzw. ein nützlicher Rechentrick zur Ermittlung kosmischer Lichtbahnen):

$$\ddot{R} = H^2 R = \frac{\Lambda c^2}{3} R = -\frac{\partial}{\partial R} (V(R)) \quad \text{mit} \quad V(R) = -\frac{\Lambda c^2}{6} R^2 \quad (15)$$

Einmal integrieren wie bei (11) ergibt:

$$\frac{\dot{R}^2}{2} = \frac{\Lambda c^2}{6} R^2 + E_\infty \quad \text{oder} \quad \dot{R}^2 = \frac{\Lambda c^2}{3} R^2 + 2 E_\infty \quad (16)$$

Gleichung ((16)b) kann man mit $\frac{c^2}{2|E_\infty|}$ multiplizieren. Wenn man danach $\frac{R c}{\sqrt{2|E_\infty|}}$ neu R nennt und k mit $k = -sgn(E_\infty)$ einführt, erhält man die Friedmanngleichung ohne Druck- und Massenterm:

$$1. \text{ Friedmanngleichung ohne Druck- und Massenterm} \quad H(t)^2 = \left(\frac{\dot{R}}{R}\right)^2 = -\frac{kc^2}{R^2} + \frac{\Lambda c^2}{3}$$

Verlangt man - wie wir hier - ein konstantes H , muss man die Integrationskonstante $E_\infty = k = 0$ setzen:

$$1. \text{ Friedmanngleichung (de Sitter mit } k=0) \quad H^2 = \left(\frac{\dot{R}}{R}\right)^2 = \frac{\Lambda c^2}{3} = \text{Konstant} \quad (17)$$

Das heisst aber, dass im De Sitter-Modell die kosmologische Konstante Λ auf H zurückgeführt werden kann, mindestens bei dem von uns gewählten Zugang zur De Sitter-Kosmologie über das eigentliche Wirtz-Lemaître-Gesetz [17] mit konstantem H . Der Zusammenhang zwischen H und Λ über (17) entspricht auch ungefähr dem aus der Konkordanzkosmologie für $H(t = \text{heute})$ (und nicht nur für t und $R \rightarrow \infty$) erhaltenen Zusammenhang, der aus Sicht der Friedmannkosmologie – anders als aus WPT-Sicht – auf einem Zufall beruht. In der Konkordanzkosmologie gilt (17) trotz $k = 0$ nur ungefähr, weil neben der Λ - bzw. DE-Beschleunigung auch noch die „normale“ (DM-)Schwerebeschleunigung auftritt, die erst für $R \rightarrow \infty$ bzw. $\rho \rightarrow 0$ verschwindet (20).

Im nächsten Abschnitt vergleichen wir die beiden bisher behandelten Zugänge zur Kosmologie:

5.3 Vergleich des Gravitations- mit dem Antigravitationsmodell

Der Hauptunterschied zwischen obigem Gravitations- und Antigravitationsmodell besteht darin, dass H im ersten Fall durch die Anfangsbedingungen bestimmt wird und damit ein völlig freier Parameter ist, während H bzw. Λ im zweiten Fall eine kosmische Antigravitationsbeschleunigung festlegt und damit seinerseits aus einer physikalischen Theorie dieser Antigravitation ableitbar sein müsste, wenn es denn eine solche Theorie gäbe ...

Oder anders rum: Der Gravitationsansatz beruht auf der vermeintlich gut bekannten Physik der antiexpansiv wirkenden kosmischen Gravitation, und der Antigravitationsansatz beruht auf dem Hubblegesetz, das einerseits das schwache oder gar starke Weltpostulat nahe legt und andererseits eine beschleunigte Expansion erwarten lässt, wie sie seit über zehn Jahren von den Beobachtungsdaten an Supernovae Ia im Rahmen von Standardauswertungen auch gefordert wird.

Wesentlich ist noch: Beide Modelle besitzen – wenigstens für $k = 0$ – nur einen mehr oder weniger freien Parameter, die Hubblekonstante $H(t = \text{heute})$. Das reicht aber nicht, um die Beobachtungsdaten im Rahmen obiger beiden Modelle quantitativ hinreichend genau zu beschreiben, obwohl beide Modelle für eine grobe qualitative Beschreibung eines expandierenden Alls grundsätzlich geeignet sind. **In der WPT sind die beiden Modelle im Sinne des Äquivalenzprinzips gleichwertig und führen nicht nur zu gleichen, sondern auch zu korrekten Ergebnissen für kosmische Lichtbahnen, obwohl H in der WPT durch ρ gegeben ist, das grössenordnungsmässig schon bekannt ist.**

Nun betrachten wir zuerst obige Modelle einzeln und danach noch die Grundmängel der NK:

1. Das DM-, Basis- oder Gravitationsmodell

- Die im Gravitationsmodell benützte Schwerebeschleunigung $\frac{GM}{R^2}$ (11) erfüllt die in der Kosmologie angenommene Allsymmetrie nur bei zusätzlicher Postulierung der Hubblekinematik des Alls, ohne die physikalisch begründen zu können.
- Das Modell kann zudem weder die Supernova Ia-Daten hinreichend gut beschreiben, noch erhält man die von der Standardkosmologie (mit Inflation) geforderte, ungefähre Euklidizität des Alls, ohne sie wie die Hubblekinematik einfach zu postulieren.

2. Das DE-, Hubble- oder Antigravitationsmodell

- Im DE-Modell kann man die expansiv wirkende De Sitter-Beschleunigung $Hv = H^2R = \frac{\Lambda c^2}{3}R$ nicht auf wenigstens lokal bekannte und bewährte Physik zurückführen, was eine zwingende Forderung an alle ernst zu nehmenden physikalischen Modelle ist.
- Andererseits wurde die im DE-Modell benützte Hubble-Beschleunigung seit 15 Jahren vor allem aufgrund von Supernova Ia-Messungen im Wesentlichen bestätigt.
- Die Energiedichte, die man Λ zuordnen kann, ist konstant, also zeit- und $R(t)$ -unabhängig, was völlig unverständlich ist, wenn diese Dichte etwas mit der gravitativ wirkenden Energiedichte im All zu tun haben soll, die die kosmische Raumgeometrie (sphärisch, hyperbolisch oder euklidisch) bestimmt. Eine konstante Energiedichte passt nur zu einem statischen All. Darum ist Λ bzw. die beschleunigte Expansion ein starker Hinweis auf ein statisches Weltall.

Die ganz fundamentalen Kardinalmängel von NK und ART-Kosmologie:

1. In guter Näherung haben wir heute eine reine DM- und DE-Kosmologie ohne reale Basis.

2. Die MOND-Artigkeit der Galaxiendynamik falsifiziert ART und Newton in seinem ureigensten Geltungsbereich mit grosser Gewissheit ab galaktischen bis zu kosmischen Skalen.
3. In einem aktual unendlichen, allsymmetrischen (NK-)All – anders als in einem nur potential unendlichen All – lassen sich weder ART-Feldgleichungen noch Newton-Poisson begründen.
4. In die NK – ohne ART-Nullgeodäten für Licht (und Druckterm) – geht die SRT nirgends ein.

Um in der ART-Standardkosmologie trotz alledem ein taugliches Modell zu erhalten, kann man einfach die obigen beiden Modelle mit der Gravitationsbeschleunigung $-\frac{GM}{R^2}$ und der Hubblebeschleunigung $\frac{\Lambda c^2}{3}R$ kombinieren, indem man die Verknüpfung zwischen H^2 und Λ über $H^2 = \frac{\Lambda c^2}{3}$ im Antigravitations- bzw. DE-Modell auflöst. Aus Standardsicht gibt es nämlich eine solche Verknüpfung – ausser für $R \rightarrow \infty$ – nicht, da Einstein 1917 Λ nicht aus dem noch unbekanntem Hubblegesetz abgeleitet hatte. Er hatte es als eine Ad-hoc-Antigravitationsbeschleunigung eingeführt, die das Zusammenstürzen eines endlichen oder potential unendlichen Vollkugelmodells des Alls aufgrund der Schwerkraft verhindern sollte. So kann die Standardkosmologie die beschleunigte Expansion – sobald $\frac{\Lambda c^2}{3}R$ betragsmässig $\frac{-GM}{R^2}$ überwiegt – „erklären“ und hat mit Λ gleich noch einen zusätzlichen freien Parameter gewonnen. Mit dem weiteren Ad-hoc-Parameter bzw. der Ad-hoc-Parameterfunktion dunkler, nicht baryonischer Materie kann die Standardkosmologie die Beobachtungsdaten korrekt beschreiben, was natürlich auch mit beliebig vielen andern Ad-hoc-Annahmen möglich wäre. Im nächsten Abschnitt behandeln wir die radiale Dynamik dieses (leicht vereinfachten) heutigen Standardmodells der Kosmologie mit dem Friedmannwegelement (7), indem wir $R(t)$ mittels der NK herleiten, was das Modell erst physikalisch verständlich macht.

5.4 Das Standard- oder (DM+DE)-Modell der Kosmologie für R(t)

Die totale kosmische Beschleunigung ist im Rahmen der Standardkosmologie in NK-Formulierung die Summe aus der newtonschen Gravitationsbeschleunigung $-\frac{GM}{R^2}$, die anziehend wirkt, und der Hubblebeschleunigung $H v = H^2 R$ aus (14), die abstossend wirkt. Weil Λ in der Standardkosmologie im Allgemeinen ein von H völlig unabhängiger, freier Parameter ist, ersetzen wir H^2 in $H^2 R$ durch $\frac{\Lambda c^2}{3}$ mit konstantem Λ . Aus (11), der 2. Friedmanngleichung des Basismodells, wird damit:

$$\ddot{R} = -\frac{GM}{R^2} + \frac{\Lambda c^2}{3}R = -\frac{\partial}{\partial R}(V(R)) \quad \text{mit} \quad V(R) = -\frac{GM}{R} - \frac{\Lambda c^2}{6}R^2 \quad (18)$$

Einmal integrieren wie bei (11) ergibt:

$$\frac{\dot{R}^2}{2} = \frac{GM}{R} + \frac{\Lambda c^2}{6}R^2 + E_\infty \quad \text{oder} \quad \dot{R}^2 = \frac{8\pi}{3}G\rho R^2 + \frac{\Lambda c^2}{3}R^2 + 2E_\infty \quad (19)$$

(19)b kann man mit $\frac{c^2}{2|E_\infty|}$ multiplizieren. Wenn man danach $\frac{Rc}{\sqrt{2|E_\infty|}}$ neu R nennt und k mit $k = -\text{sgn}(E_\infty)$ einführt, erhält man die Friedmanngleichung mit Λ -, aber ohne Druckterm, den wir einfachheits- und übersichtlichkeitshalber bis auf eine (gleich folgende) Ausnahme immer weglassen:

$$\text{Friedmanngleichung mit } \Lambda\text{-Term} \quad H(t)^2 = \left(\frac{\dot{R}}{R}\right)^2 = \frac{8\pi}{3}G\rho - \frac{kc^2}{R^2} + \frac{\Lambda c^2}{3} \quad (20)$$

Ordnet man nun Λ ein ideal homogen isotropes Substrat zu analog zum Staubmassensubstrat im DM-Modell, muss man – anders als in 5.1 – auch die träge Masse der Bewegungsenergie, die für den Druck verantwortlich ist, berücksichtigen. Aus dem 1. Hauptsatz der Theormodynamik $dE = dM c^2 = d(\rho V)c^2 = -p dV$ erhält man, wenn man beide Seiten nach der Zeit t ableitet: $\dot{\rho} = -\frac{\dot{V}}{V}(\rho + \frac{p}{c^2}) = -\frac{3\dot{R}}{R}(\rho + \frac{p}{c^2})$. Leitet man noch (12)b nach t ab, folgt: $2\dot{R}\ddot{R} = \frac{8\pi}{3}G(\dot{\rho}R^2 + 2\rho R\dot{R})$ und daraus mit $\dot{\rho}$ für ein speziell relativistisches DM-Weltsubstrat mit Dichte ρ und Druck p :

$$\frac{\ddot{R}}{R} = -\frac{4\pi}{3}G\left(\rho + \frac{3p}{c^2}\right) \quad \text{und für ein DE-Substrat mit } \rho_\Lambda \text{ und } p_\Lambda: \quad \frac{\ddot{R}}{R} = -\frac{4\pi}{3}G\left(\rho_\Lambda + \frac{3p_\Lambda}{c^2}\right)$$

Weil für ein reines DE-Substrat (mit $M = 0$) wegen (18)a auch noch $\frac{\ddot{R}}{R} = \frac{\Lambda c^2}{3}$ gelten muss, erhält man formal $p_\Lambda = -c^2 \rho_\Lambda$, wenn man beachtet, dass die Gleichung (19)b, die der hier schon benützten Gleichung

(12)b entspricht, für die kosmologische Konstante Λ die Dichte $\rho_\Lambda = \frac{c^2}{8\pi G}\Lambda$ ergibt. Weil Λ positiv ist, da wir oben verlangten, dass für „genügend“ grosse R $\Lambda = \frac{3H^2}{c^2}$ sein solle, ist auch ρ_Λ positiv; das ergibt sich auch aus der Gleichung (20), wie es sein muss. Dieser Einschub über das eigentlich nur formal – aber nicht physikalisch – verständliche DE-Substrat soll vor allem zeigen, dass man es auch im Rahmen der NK behandeln kann, mindestens wenn man auch in der NK von der Äquivalenz zwischen träger Masse und Energie Gebrauch macht; die ART braucht man aber nicht (siehe auch Abschnitt 4.2.6 in [25]).

Gleichung ((19)a) zeigt schliesslich, dass für grosse R Λ dominiert und die Integrationskonstante E_∞ keine Rolle mehr spielt. D.h. k ist dann nicht mehr von 0 unterscheidbar; das ist gerade der bekannte „**Inflationstrick**“, der den Raum zwar nicht flach macht, aber der den Einfluss von E_∞ bzw. einer allfälligen Krümmung k beliebig klein macht; physikalisch verständlicher: Durch die Inflation werden die Anfangsbedingungen (E_∞) überdeckt bzw. versteckt. E_∞ entspricht der kinetischen Energie pro Masseneinheit eines Testteilchens auf der virtuellen Kugeloberfläche für $R \rightarrow \infty$ ohne Λ -Term; für „genügend“ kleine R hat es darum immer noch die gleiche Bedeutung wie beim Fall ohne kosmologische Konstante, wo (noch) $E_{\text{Pot. Grav.}}(R) + E_{\text{kin.}}(R) = E_\infty$ gilt.

In der Kosmologie benützt man oft relative Dichten Ω_M und Ω_Λ an Stelle von ρ_M und ρ_Λ :

$$\Omega_M = \frac{\rho_M}{\rho_{\text{krit.}}} \quad \text{und} \quad \Omega_\Lambda = \frac{\rho_\Lambda}{\rho_{\text{krit.}}} \quad \text{mit} \quad \rho_{\text{krit.}} = \frac{3H^2}{8\pi G} \quad \text{und} \quad \Omega_M = \Omega_{M_{\text{Baryonen}}} + \Omega_{M_{\text{DM}}} \quad (21)$$

Entsprechend kann man auch für den Krümmungsparameter k eine solche relative Dichte Ω_k definieren. Dann erhält man aus der Gleichung ((20)) nach Division durch H^2 die bekannte Gleichung:

$$1 = \Omega_M + \Omega_k + \Omega_\Lambda \quad \text{und für Inflations- und andere Modelle mit } k = 0 : \quad \Omega_M + \Omega_\Lambda = 1 \quad (22)$$

Etwas Aufpassen muss man beim Vorzeichen von Ω_k , weil es entgegengesetzt zum Vorzeichen von k definiert ist. Dies ist auch der Moment, die freien Parameter des Standardmodells aufzuzählen, die mit dem einzigen leicht freien Parameter ρ der WPT zu vergleichen sind:

Die freien Parameter der Standardkosmologie: Obige Gleichung reduziert die scheinbar fünf freien Parameter der Standardkosmologie (H_0 , $\Omega_{M_{\text{tot.}}}$, $\Omega_{M_{\text{DM}}}$, Ω_k und Ω_Λ) auf vier; Die Krümmung muss in einem Inflationsmodell (fast) null sein, was einem (fast) euklidischen Raum entspricht, weswegen man manchmal Ω_k nicht zu den freien Parametern zählt. Die üblichen übrigen drei Parameter A_s , n_s und τ (siehe 6.7.1 Punkte 4. und 5. und [25]) über die spekulative Frühzeit der Expansion ($z \gtrsim 10$), die es in der WPT eh nicht gibt, haben wir hier weggelassen, genau wie die Energiedichte der Strahlung $\Omega_{\text{Strahlung}}$, die nur im frühen Urknall wichtig ist.

Zusatzbemerkung (für Experten): Die (18) entsprechende Poissongleichung mit kosmologischer Konstante $\Delta V + \Lambda c^2 = 4\pi G \rho$ ist nicht mit der „Neumann-Gleichung“ $\Delta V + \Lambda c^2 V = 4\pi G \rho$ zu verwechseln, die zu einem Exponential- oder Neumann-Yukawa-Potential führt; Einstein selbst hatte – für den allgemeinen Fall fälschlicherweise – die Neumanngleichung als Motivation zur Einführung von Λ angegeben [37]. Treder hat aber gezeigt, dass unter gewissen – in der Kosmologie durchaus sinnvollen – Annahmen die beiden Ansätze äquivalent sind [38].

Beurteilung des Standard-Friedmann-Lemaître-Modells der Kosmologie:

1. Vor allem wenn Λ eine freie Funktion der Zeit sein darf und das Weltsubstrat nicht baryonische, exotische Anteile enthalten darf, ist das Modell kaum noch falsifizierbar. Darum ist es nach üblichen Kriterien kein wissenschaftliches Modell, sondern nur noch eine mathematische Spielerei ohne jeden Erklärungswert für das Verständnis des real existierenden Alls.
2. Die Ad-hoc-Annahme der dunklen Energie bzw. von Λ kann im Rahmen der Standardkosmologie weder verstanden noch plausibel gemacht werden, da der Versuch, sie auf die Vakuumenergie zurückzuführen, bisher kläglich gescheitert ist.
3. Die Dichteverteilung der exotischen, dunklen Materie in Galaxien wird heute in der Galaxiendynamik durch die NFW-Funktion beschrieben, die man aber nicht versteht und letztlich nur durch Probieren gefunden hat, obwohl eine solche – hoffentlich universelle – Verteilung aus der Theorie folgen, allermindestens aber physikalisch plausibel sein sollte; dass man noch immer probiert, soll beispielhaft eine neue Arbeit zeigen [83].

4. Immer wenn das jeweilige Standardmodell bisher durch Beobachtungen falsifiziert wurde, wurden einfach neue Ad-hoc-Annahmen bzw. neue freie Parameter oder gar Parameterfunktionen eingeführt, bis die bekannte, „normale“ Materie und Energie im Weltall auf einen vernachlässigbaren Anteil im tiefen Prozentbereich schrumpfte!

Wir haben die Standardkosmologie so ausführlich abgehandelt, um einerseits auch nicht auf dem Gebiete der Kosmologie tätigen Wissenschaftlern den Zugang zu erleichtern und um andererseits deutlich und allgemein nachvollziehbar aufzuzeigen, wie wenig Fundiertes hinter der Standardkosmologie steckt; auf die Aspekte mit der HS werden wir erst im Abschnitt 6.7 etwas näher eingehen.

Im folgenden Abschnitt versuche ich einen tabellarischen Überblick über unseren wohl etwas ungewohnten Zugang zur Standardkosmologie zu geben, der den Weg zur stabil statischen WPT-Kosmologie schon deutlich erkennen lässt:

5.5 Konkordanz- und labil statisches NK-Modell in Rück- und Ausschau

Genähert besteht das Weltsubstrat in der Standard- bzw. Friedmann/Lemaître-Kosmologie nur aus DM und DE, weswegen es sich ganz einfach aus einem Gravitations- bzw. DM- und einem Antigravitations- bzw. DE-Modell zusammensetzen lässt, wenn H und Λ unabhängige Parameter sind. Dies wird im ersten Teil der folgenden Tabelle zusammengefasst. Mit $k = 0$ erhält man aus dem Standard- das euklidische Konkordanzmodell, das im zweiten Teil der Tabelle zusammengefasst wird. Dass im Konkordanzmodell $\frac{\Lambda c^2}{3} \sim H^2 \sim \frac{8\pi}{3} G \rho$ gelten muss, ist schon ein starker Hinweis auf ein statisches All:

NK-Modelle	Gravitationsmodell (DM-Modell)	Hubblemodell (DE-Modell)	Standardmodell (DM + DE-Modell)
2. Friedmanngleichung	$\ddot{R} = -\mathbf{a}_G$	$\ddot{R} = \mathbf{a}_H$	$\ddot{R} = -\mathbf{a}_G + \mathbf{a}_H$
1. Friedmanngleichung	$H^2 = \frac{8\pi}{3} G \rho(t) - \frac{kc^2}{R^2}$	$H^2 = \frac{\Lambda c^2}{3}$	$H^2 = \frac{8\pi}{3} G \rho - \frac{kc^2}{R^2} + \frac{\Lambda c^2}{3}$
\mathbf{a}_G (Urknallmodelle)	$\frac{G M}{R^2} \frac{\mathbf{R}}{R}, M = konst.$	0	$\frac{G M}{R^2} \frac{\mathbf{R}}{R} (= \frac{4\pi}{3} G \rho(t) \mathbf{R})$
\mathbf{a}_H	0	$H \mathbf{v} = H^2 \mathbf{R}$	$\frac{\Lambda c^2}{3} \mathbf{R}$
Beachte: Mit $\mathbf{a}_H = \mathbf{a}_G$ ist Einsteinäquivalenz für das Gravitations- und Hubblemodell möglich, falls ρ konstant ist, was einem statischen All entspricht, und man $H^2 = \frac{\Lambda c^2}{3} = \frac{4\pi}{3} G \rho$ setzt: ein starker Hinweis schon in der NK auf ein mindestens „einsteinstatistisches“ All! Es ist neben Einstein- aber auch „ H^2 -Äquivalenz“ (H^2 in beiden Modellen gleich) nötig:			
k im Standardmodell	-1: $v >$ Fluchtgeschw. 0: $v =$ Fluchtgeschw. +1: $v <$ Fluchtgeschw.	0 0 0	keine H^2 -Äquivalenz H^2 -Äquivalenz möglich keine H^2 -Äquivalenz
k im Konkordanzmodell	0	0	H^2 -Äquivalenz möglich
$k = 0$ weist auf echte Statik hin und ermöglicht ein (labil) statisches NK-Einstein-All:			
2. Friedmanngleichung	$\ddot{R} = -\mathbf{a}_G$	$\ddot{R} = \mathbf{a}_H$	$\ddot{R} = -\mathbf{a}_G + \mathbf{a}_H = 0$
1. Friedmanngleichung	$H^2 = \frac{4\pi}{3} G \rho$	$H^2 = \frac{\Lambda c^2}{3}$	$H^2 = \frac{4\pi}{3} G \rho + \frac{\Lambda c^2}{3} = \frac{8\pi}{3} G \rho$
\mathbf{a}_G (Statische Modelle)	$\frac{4\pi}{3} G \rho \mathbf{R}, \rho = konst.$	0	$\frac{4\pi}{3} G \rho \mathbf{R} (= \frac{G M(R)}{R^2} \frac{\mathbf{R}}{R})$
\mathbf{a}_H	0	$\frac{\Lambda c^2}{3} \mathbf{R}$	$\frac{4\pi}{3} G \rho \mathbf{R} (= \frac{\Lambda c^2}{3} \mathbf{R})$

Für das nicht relativistische NK- und das dazu formal völlig äquivalente ART-Modell des Alls (Abb. 5) ist bei konstantem Λ allerdings nur eine labil statische Lösung möglich, ausser man postuliert ein stabil statisches All, indem man $v = \dot{R} = 0$ verlangt, was physikalisch kaum absurder ist als das Postulat der Wirtz-Lemaître-Expansion mit $v = \dot{R} = H R$.

Diese Problematik löst erst die (speziell) relativistische WPT sauber und elegant, in der das DM-Modell zum stabil statischen WPT-Modell ohne DM mutiert und das DE-Modell zum dazu exakt einstein- und H^2 -äquivalenten reinen Rechenmodell ohne DE mit nur noch einem einzigen leicht freien Parameter, der mittleren Weltalldichte ρ .

6 Die Weltpotentialtheorie (WPT)

Übliche, endliche, potential und sogar aktual unendliche, homogen/isotrope Vollkugelmodelle des Kosmos sind nicht stabil statisch, weil man sich in NK (und ART) Allsubstrattestteilchen oder Allsubstratstäubchen immer auf der Oberfläche einer realen oder virtuellen, homogenen Kugel denken kann (Abbildungen 1 und 3), also auf einem Potentialabhang und nicht in einem Potentialminimum. Erst für das Vollkugel-Horizontmodell der WPT (Abb. 4) mit aktual unendlicher Kugelschale ist das anders:

6.1 Das testmassenrelative WPT-Horizontmodell des Kosmos

Das Weltall kann man sich schon in der NK als eine „Vollkugel“ homogener Dichte ρ mit aktual unendlicher Kugelschale vorstellen (Abbildung 3). Für dieses Modell gilt das Weltpostulat, demgemäss das All auf grössten Skalen homogen und isotrop sein soll. Diese Symmetrie nennen wir Allsymmetrie, unter der alle Allpunkte völlig gleichwertig und ununterscheidbar sein müssen. Deswegen sind alle Allpunkte in einem solchen All auch völlig gleichwertige Schwerezentren. Das führt aber zum **Neumannparadoxon der Kosmologie**: Im Allgemeinen erhält man so nämlich am Orte eines Testteilchens widersprüchliche Schwerkräfte je nach Wahl des Schwerezentrum, worauf vor allem Carl Neumann seit etwa 1870 immer wieder hinwies (siehe z.B. [39, 40]). Es gibt zwei ganz verschiedene Ansätze, die es erlauben dieses Paradoxon aufzulösen:

1. **Der NK-Ansatz mit physikalisch unbeobachtbarem Schwerezentrum:** Als Schwerezentrum kann nach NK – aber nur dank postulierter Hubble-Kinematik des Allsubstrats! – jeder beliebige Allpunkt willkürlich gewählt werden, da die Friedmanngleichungen für R und H , die die kosmische Dynamik bestimmen, in diesem kinematischen Spezialfall nicht von der Schwerpunktwahl abhängen: Dass ein Modell mit universellem Skalenfaktor R unabhängig von der Wahl eines Schwerezentrum ist, sieht man sogar ohne jede Rechnung.
2. **Der WPT-Ansatz mit testmassenrelativem Horizontkugel-Schwerezentrum:** Wenn es möglich sein sollte, einen der Allpunkte als Schwerezentrum physikalisch auszuzeichnen, ohne die Allsymmetrie des Allsubstrats zu brechen, dann entginge man banalerweise auch dem Neumannparadoxon. Für den Kosmos allein ist dies zwar nicht möglich, für das „All plus Testmasse“ ist dies aber sehr wohl möglich, weil der momentane Aufenthaltspunkt einer Testmasse immer genau einen Allpunkt auszeichnet, ohne deswegen die verlangte Allsymmetrie stärker zu brechen, als es nötig ist, um überhaupt nicht triviale, überprüfbare Physik betreiben zu können: Die kosmischen Schwerefelder geben sich nämlich erst durch ihre Auswirkungen auf Testmassenbahnen physikalisch zu erkennen.

Der momentane Aufenthaltspunkt einer Testmasse kann allerdings mangels Platz für eine Schwerefeldquelle nur effektives Schwerezentrum sein. Die physikalische Feldquelle ist die dank Allsymmetrie überall gleich erscheinende, isotrope Kugelschale, die in der WPT – anders als in NK und ART – die kosmische Gravitation bewirkt. Den Innenraum dieser Kugelschale bildet das wenigstens prinzipiell bis zum Horizont beobachtbare lokale Universum um jede beliebige Testmasse. Den Horizont bilden in einem homogenen, unendlichen All sich überlappende Galaxien mit durch Lichtstreuung verschmierten und vergrösserten Sternscheiben, hinter die man banalerweise nicht sehen kann; die lokale Kugel um den momentanen Aufenthaltspunkt bis zum Horizont nennen wir Horizontkugel. Der WPT-Horizont entspricht der letzten Streufläche der Urknallmodelle. Mittelpunkt der Horizontkugel – aber auch effektives Schwerezentrum der von der Kugelschale induzierten kosmischen Bremskraft – ist immer der momentane Aufenthaltspunkt einer betrachteten Testmasse.

D.h. jede Testmasse hat darum im Allgemeinen ihr eigenes (momentanes) Schwerezentrum, was bedeutet, dass Gravitationsfelder und entsprechende Potentiale oder (Schein-)Metriken nur noch testteilchen- bzw. lichtstrahlrelativ definiert sind. Zur Verdeutlichung stellen wir das NK-Sellvertreterkugelmodell und das WPT-Horizontkugelmodell des Universums einander gegenüber, damit man die wichtigsten Unterschiede der beiden Allmodelle leichter sehen kann; wir betrachten dazu einerseits als Testmassen Weltsubstratstäubchen, die im Substrat mitschwimmen und darum mindestens lokal ruhen und andererseits Testmassen (oder Lichtstrahlen), die das Weltsubstrat durchqueren und darum schon lokal gegenüber dem Substrat bewegt sind, wobei wir einfachheitshalber annehmen, dass Testmassen und Licht nur gravitativ mit dem Weltsubstrat wechselwirken. Wir unterscheiden weiter relevante (in der WPT) und irrelevante

Kugelschalen (in NM und NK/ART), was sich aber nur auf ihre gravitative Wirkung auf das Kugellinnere beziehen soll. Aus der Betrachtung von Weltsubstratstäubchen kann man nun die Dynamik der Weltmodelle $R(t)$, soweit sie nicht schon definitorisch festgelegt ist, ableiten, und die Betrachtung von das Weltsubstrat durchfliegenden Testmassen oder Lichtstrahlen ergibt deren kosmische Trajektorien $r(t)$:

Im Weltsubstrat (lokal) ruhende Testmassen (Weltsubstratstäubchen)

Expandierende NK-Stellvertreterkugel
mit gravitativ irrelevanter Kugelschale
Lokal ruhende Stäubchen expandieren mit.

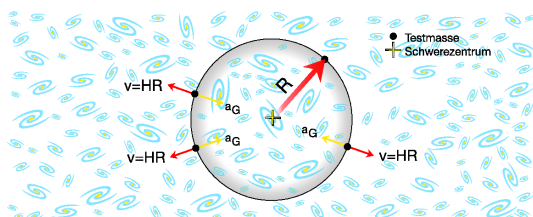


Abbildung 6: R ist Abstand Schwerzentrum (SZ)-Testmasse (TM). SZ ist beliebiger Allpunkt, während eine ruhende TM mit $r = R$ Teil der virtuellen NK-Kugeloberfläche ist und darum zur Kugelmittle gezogen wird. Ein solches All kann wegen $\ddot{R} = -a_G (+a_H) = -\frac{GM}{R^2} + (\frac{\Delta c^2}{3}R)$ nicht (stabil) statisch sein. Schwerequelle ist die zeitlich konstante Kugelmasse $M = \frac{4\pi}{3}R(t)^3 \rho(t)$, die die TM-Oberflächenstäubchen anzieht.

Statisches WPT-Horizontkugelmodell
mit gravitativ relevanter Kugelschale
Lokal ruhende Stäubchen ruhen auch global.

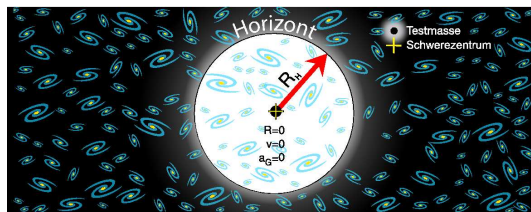


Abbildung 7: $R = SZ \rightarrow TM = v = \dot{R} = \ddot{R} = 0$
 $R_H = \text{Horizontradius um Testmasse (Chéseaux-Olbers)}$. Schwerzentrum ist der momentane Aufenthaltsort jeder bel. TM mit $r = 0$, die immer auch Mitte der Horizontkugel ist. Sie ruht im SZ, der Kugelmittle, kräftefrei. Solch ein All ist mit $R = \dot{R} = \ddot{R} = 0$ für alle Weltstäubchen (mindestens labil) statisch. Quelle der kosmischen WPT-Gravitation ist die aktuell unendliche Horizontkugelschale mit Dichte ρ des überall isotropen Alls:

Testmassen, die das homogene Weltsubstrat durchfliegen

Nach NK heisst lokal bewegt nicht mit dem Hubble-Strom schwimmen. Das ist des Neumannparadoxons wegen aber keine wohl definierte Situation, weil für im Weltsubstrat bewegte Körper das Hubblegesetz nicht gilt. Deswegen muss man in der NK Testkörper- und Lichtbahnen halb klassisch als ART-Geodäten berechnen.

Nach WPT sind lokale und absolute Bewegung identisch. Wir nehmen hier das WPT-Basisgesetz vorweg: Auf (im Weltsubstrat) bewegte Testmassen wirkt eine kosmische, gravitative Bremskraft, die (auf genügend grossen Skalen) banalerweise ein stabil statisches All erzwingt und zur kosmischen Rotverschiebung und Zeitdilatation führt.

Nachdem schon diese einfachen, mehr qualitativen Betrachtungen ausgehend vom Weltpostulat (auf genügend grossen Skalen) in der WPT zu einem stabil statischen All führen, ohne dass man dies postulieren müsste, reichen wir nun etwas vertieftere Begründungen nach, insbesondere zur gravitativen, kosmischen Weltbremskraft auf Testmassen (und Lichtstrahlen):

6.1.1 Horizontmodell mit momentanem Aufenthaltsort als Schwerzentrum

Die WPT verlangt für das kosmische Gravitationsgesetz schon für sich allein Allsymmetrie und nicht erst in Verbindung mit der postulierten, kosmischen (Hubble-)Kinematik wie in NK und ART, die sich zudem physikalisch nicht begründen lässt. D.h. wir gehen letztlich gleich vor wie Kepler, als er das (lokale) Schwerkraftgesetz für Himmelskörper (und Steine) erstmals noch etwas umständlich und nicht ohne Abschweifungen bedachte, nur dass wir es einfacher haben als Kepler, da Allsymmetrie stärker und einschränkender ist als (lokale) Zentralsymmetrie, weswegen Kepler noch mit Blick auf das Licht von einer Vorwegnahme des Gaussatzes Gebrauch machen musste, um die Abstandsabhängigkeit (vom Gravitationszentrum) der Schwerkraft – mindestens fast a priori – zu finden; die Zentralsymmetrie allein konnte ihm dabei nicht helfen. Die lokalen ART-Feldgleichungen und die Poissongleichung, die letztlich nur höchst raffinierte Verfeinerungen von Keplers alten Überlegungen sind, müssen darum bei Allsymmetrie aufgegeben werden, denn anders als nur bei Zentralsymmetrie muss unter Allsymmetrie das Schwerfeld (beliebigen Testmassen) überall isotrop und homogen erscheinen, aber auch die Lichtausbreitung auf kosmischen Distanzen darf das Weltpostulat nicht verletzen. Das erreicht man in der WPT folgendermassen:

1. **Überall Isotropie:** Der jeweilige Aufenthaltspunkt einer Testmasse ist effektives, testmassenrelatives Schwerezentrum. Die „wahre“ Schwerequelle ist dabei die aktual unendliche Kugelschale, die in einem aktual unendlich angenommenen All (einer Testmasse oder einem Lichtstrahl) überall isotrop und exakt gleich erscheint. Überall Isotropie ist damit auch für nicht homogene Kraftgesetze garantiert, weil das für eine Testmasse relevante kosmische Schwerefeld mit zugehörigem (Horizont-)Weltpotential überall gleich ist, wo auch immer sie sich befindet. Darum ist Homogenität für das Schwerefeld noch extra zu fordern, wenn das Weltpostulat gelten soll, was die zulässigen r-Abhängigkeiten des Schwerepotentials stark einschränkt:
2. **Homogenität:** Potentialdifferenzen (zwischen gleichen Radialabständen) und Gradienten (Gravitationskräften) müssen – anders als das unbeobachtbare und damit unphysikalische Potential – nicht nur isotrop, sondern auch homogen sein: Bei einem Potenzansatz mit r^n -proportionalen Termen für das Potential kommen darum nur die Werte 0 und 1 für n infrage, denn bei anderen Werten von n würden Potentialdifferenzen (zwischen gleichen Radialabständen) und Gradienten r-abhängig und damit inhomogen, was bei physikalisch beobachtbaren Grössen unzulässig ist. $n = 0$ steht für ein leeres All mit konstantem Potential und $n = 1$ für ein reales, nicht leeres All mit r-proportionalem Potential.
3. **Isotrope Lichtausbreitung** heisst, dass die Lichtgeschwindigkeit richtungsunabhängig ist; das ist genau wie in der SRT, wo dies Voraussetzung für die Poincaré-Einstein-Uhrensynchronisation ist; praktisch durchführbar ist diese Zweiweg-Synchronisation über kosmische Distanzen aber ganz grundsätzlich nicht, sondern nur eine (rechnerische) Einweg-Synchronisation mit ankommendem Licht. Im Abschnitt 6.3.4 werden wir davon Gebrauch machen.
4. **Die Homogenität der Lichtausbreitung** verlangt eine konstante, r-unabhängige Lichtgeschwindigkeit c , wieder ganz wie in der SRT, aber anders als in der ART mit lokalen Schwerefeldern, aber wieder gleich wie in konform flachen Kosmologiemodellen. Daraus ergibt sich, dass zur WPT-Kosmologie in (schein-)metrischer Formulierung eine konform flache Metrik besonders gut passt (siehe [1], Anhang C.2).

Diese grundsätzlichen Betrachtungen sind noch zu vertiefen:

1. **Die Isotropieforderung** allein lässt in der WPT bei einem Potenzansatz mit r^n -Termen für das Weltpotential nur $n = 1$ zu, wenn man im Allgemeinen eine von null verschiedene kosmische Schwerkraft auf Testmassen zulassen will, denn für Werte von $n > 1$ würde die Schwerkraft im momentanen Aufenthaltspunkt der Testmasse ($r = 0$) immer verschwinden, was aber aus Stetigkeitsgründen im Allgemeinen nicht zu erwarten ist, wenn man das aktual unendliche Allmodell in Gedanken aus einem endlichen oder potential unendlichen Modell homogener Dichte ρ hervorgehen lässt. Und Werte mit $n < 0$ wären nur bei einer Punktmasse in $r = 0$ zu erwarten, was in einem homogenen Weltsubstrat mit endlicher Dichte ρ nicht möglich ist. Die r-Proportionalität des Weltpotentials in der WPT hat aber auch ihre Tücken:
2. **Das Gradientenproblem im Ursprung:** Der Gradient eines r-proportionalen Potentials ist für $r = 0$, im momentanen Aufenthaltspunkt einer Testmasse, nicht regulär definiert (mehr im folgenden Punkt 4). Das ist anders als in einem Allmodell der NK, wo das Potential proportional zu r^2 ist und der Gradient deswegen für $r = 0$ verschwindet.
3. **Die Lösung des Gradientenproblems:** Im Schwerezentrum wirken auch nach WPT auf ruhende Testmassen keine Schwerekräfte, sondern nur auf relativ zum Weltsubstrat bewegte Massen, denn erst das Verlassen des Schwerezentrums durch eine vorher im Schwerezentrum ruhende Testmasse, führt zu einer Kraft, die sich **immer** wie eine **Bremskraft** verhält, weil nach WPT der momentane Aufenthaltspunkt, von dem sich eine Testmasse nur radial entfernen kann, auch effektives Schwerezentrum ist. Diese kosmische Bremskraft erzwingt in der WPT ein stabil statisches All.
4. **Der formale Weg zur Weltbremskraft:** Unser Ansatz für das Weltpotential V lautet:

$$V(r) = k f r, \quad \text{wobei } k \text{ eine Konstante und } f \text{ eine Funktion von Testmassengrössen ist.} \quad (23)$$

Ohne Symmetriebruch darf $V(r)$ von Testmassengrössen wie der Geschwindigkeit v abhängen. Aus $V(r)$ folgt die gravitative Weltbeschleunigung \mathbf{a}_{Welt} auf eine Testmasse, die sich von ihrem momentanen Aufenthaltspunkt um $d\mathbf{r}$ entfernt (siehe auch [1], Anhang A.3):

$$\mathbf{a}_{\text{Welt}} = -\mathbf{grad} V(r) = -\frac{\partial V(r)}{\partial r} \frac{d\mathbf{r}}{dr} = -k f \frac{d\mathbf{r}}{dr}, \quad \text{was für } dr = 0 \text{ singulär ist.}$$

Die Singularität kann man mit einem v -abhängigen Faktor $f(\frac{v}{c}) = f(\beta)$ beheben, so dass \mathbf{a}_{Welt} für im Gravitationszentrum ruhende Testmassen verschwindet, wie es sein muss:

$$\mathbf{a}_{\text{Welt}} = -k f(\beta) \frac{d\mathbf{r}}{dr} = -k f(\beta) \frac{\mathbf{v}}{v} \quad \text{mit } f(0) = 0, f(> 0) > 0 \text{ und } f(1) = 1$$

\mathbf{v} ist die momentane Geschwindigkeit $\mathbf{v}_{\text{mom.}} = \frac{d\mathbf{r}}{dt}$, weswegen $\frac{d\mathbf{r}}{dr} = \frac{\mathbf{v}}{v}$ gilt. Mit einem physikalisch plausiblen, stetig monoton steigenden $f(\beta)$ mit $f(0) = 0$ und $f(1) = 1$ folgt:

$$\mathbf{a}_{\text{Welt}} = -k f(\beta) \frac{\mathbf{v}}{v} \quad \text{mit } f(0) = 0 \text{ und } f(1) = 1 \quad \text{bzw. mit } f = 1 \quad \mathbf{a}_{\text{WeltLicht}} = -k \frac{\mathbf{c}}{c} \quad (24)$$

Mit $k = Hc$ (siehe unten 6.3.1) und dem Einfachstansatz $f(\beta) = \beta$, der durch das Hubblegesetz für kleine Geschwindigkeiten über das in der WPT grundlegende Äquivalenzprinzip sehr gut belegt ist, folgen für Testmassen und Licht die gravitativen Weltbeschleunigungen:

$$\mathbf{a}_{\text{WeltTest}} = -H \mathbf{v} \quad \text{und} \quad \mathbf{a}_{\text{WeltLicht}} = -H \mathbf{c} \quad (25)$$

Man beachte: Diese Weltbeschleunigungen sind auch im momentanen Aufenthaltspunkt und für ruhende Testmassen wohl definiert! Aus $\mathbf{a}_{\text{WeltTest}}$ folgt sofort das stabil statische WPT-All und aus $\mathbf{a}_{\text{WeltLicht}}$ die kosmische Rotverschiebung und der beobachtete Zeitlupeneffekt – z.B. bei Supernovaxplosionen – ganz ohne Expansion des Alls, wie wir noch zeigen werden.

Die Grenzen der bisherigen Betrachtungen in NK und WPT

Schnell bewegte Testmassen oder Licht, die das NK-All durchfliegen, lassen sich im Rahmen der nicht relativistischen NK nicht behandeln. Halbklassisch kann man aber Testmassenbahnen und Lichtbahnen als Geodäten in der kosmischen ART-Raumzeit mit Friedmannmetrik und Skalenfaktor R beschreiben, wie dies Abbildung 5 schematisch zeigt.

Bis hierher fehlt noch eine (speziell) relativistische Behandlung des WPT-Allmodells. Weiter zeichnet eine Testmasse nicht nur ihren momentanen Aufenthaltspunkt im All aus, sondern letztlich alle Punkte, die sie schon durchlaufen hat, weshalb es egal sein muss, welchen dieser Punkte man als effektives Schwerezentrum wählt, was noch zu zeigen ist:

6.1.2 Horizontmodell mit realem oder virtuellem Startpunkt als Schwerezentrum

Testmassen oder Lichtstrahlen zeichnen die von ihnen durchlaufenen Punkte, die Testmassen- und Lichttrajektorien, aus, insbesondere ihren momentanen Aufenthaltspunkt, der sich wie ein effektives Schwerezentrum verhält, in dem Testmassen zwar kräftefrei ruhen können, das sie aber nur mit Energieaufwand verlassen können. Weil man jeden beliebigen momentanen Aufenthaltspunkt einer Testmasse als Startpunkt ansehen darf, lässt sich die Bewegung einer Testmasse zwischen Start (z.B. Licht- oder Teilchenstrahlquelle) und Ziel (z.B. Teleskop oder Teilchendetektor) auch „integral“ formulieren, was vor allem bei der korrekten Behandlung von Lichtstrahlen wichtig ist ([1], Abschnitt 4). Das in der WPT „nur“ testteilchen-, lichtstrahl- oder eben **startpunktrelativ** definierte Potential gibt über die Potentialdifferenz zwischen Start und Ziel an, wie viel Energie ein Testteilchen oder Lichtstrahl vom Start bis zum Ziel verliert. Wie wir schon wissen, hängt die Potentialdifferenz aufgrund der Allsymmetrie linear vom Abstand zwischen Start und Ziel ab, weswegen Testmassen- und Lichtbahnen nicht von der Wahl des Startpunktes auf dem schon durchlaufenen Teil der Trajektorien abhängen, wie es in einer konsistenten Theorie sein muss. Man vergesse nicht: Die (Brems-)Kraft verschwindet im (effektiven) Schwerezentrum für $r = 0$ – anders als in newtonscher Mechanik und NK – im Allgemeinen nicht, sondern nur dann, wenn die Testmasse relativ zum Weltsubstrat ruht. Weiter ist zu beachten: Mit $\mathbf{r}(t)$ beschreiben wir in der WPT Testteilchen- und Lichtbahnen ab ihren Startpunkten ($r = 0$ und $t = 0$) in einem stabil statischen All, während $R(t)$ in der NK die Expansion beliebiger – auch potential unendlicher – virtueller Vollkugeln im aktual unendlichen All beschreibt; in der WPT ist $R(t)$ banalerweise konstant.

Nach WPT definiert das Weltsubstrat ein absolutes Ruhesystem, was nur in einem aktual unendlichen und stabil statischen All einfach möglich ist; dieses Schlupfloch für eine absolute Raumzeit hatten die alten Relativisten von Mach bis Lang nicht, mindestens nicht ausreichend tief bedacht.

6.2 Die Lösung des Gordischen Knotens der Standardkosmologie

Die WPT löst den Gordischen Knoten der NK- und ART-Standardkosmologie zwischen Gravitation (DM) und Antigravitation (DE), indem sie DM- und DE-Modell mittels des „Fahrstuhl/Raketen-Äquivalenzprinzips“ ([36]) unter einen Hut bringt und so mit „normaler“ Materie ohne DM und DE auskommt; DE wird ein Trugbild „müden“ Lichts. Dazu muss man im DM-Basismodell 5.1 die Schwerebeschleunigung auf Testmassen $-\frac{G M}{R^2}$ durch die WPT-Weltbremsbeschleunigung $a_{\text{Welt}} = -Hv = -\sqrt{\frac{8\pi}{3}} G \rho v$ (25a und 26) ersetzen, was bei regulären Anfangsbedingungen ein statisches All mit konstantem Skalenfaktor $R(t) = 1$ und – nach halb klassischer NK-Art – konstanter Lichtgeschwindigkeit $\frac{dr}{dt} = c$ ohne kosmische Rotverschiebung und Zeitdilatation ergibt. Lichtbahnen werden in der WPT aber nicht mehr halb klassisch als ART-Geodäten wie in der NK berechnet. Weil die Weltbremsbeschleunigung auf Licht konstant Hc ist (25b), kann man Lichtbahnen speziell relativistisch berechnen, denn das DE-Hubblemodell 5.2 mit konstanter Beschleunigung Hc ist exakt einsteinäquivalent zum DM-Basismodell 5.1 mit konstantem WPT-Schwerefeld $-Hc$. Die Äquivalenzraketenrechnung 6.3.3 ergibt nun (über Rindler- (30) und WPT-Metrik (31) bzw. (32)) die richtige, kosmische Rotverschiebung samt Zeitdehnung als Gravitationseffekt. Dieses einfache, stabil statische, speziell relativistische WPT-Modell des Alls mit einem einzigen, nur leicht freien Parameter, der mittleren Alldichte ρ , beschreibt die bisherigen Beobachtungen korrekt.

6.2.1 Die Hauptinhalte und Resultate der WPT im Überblick

1. **Die „wahre“, physikalische WPT-Raumzeit** entspricht einer absoluten SRT-Ruheraumzeit, in der die HS isotrop erscheint und ferne Galaxien ruhen und die darum nicht zu allen relativ zu ihr mit beliebigem v gleichförmig bewegten Systemen mit gegenseitiger Längenkontraktion und Zeitdehnung wie in der SRT äquivalent sein kann, sondern „nur noch“ zu allen um eine beliebige Distanz R entfernten Systemen mit gegenseitiger Zeit- und Längendilatation (siehe auch [1], Anhang E), die den Fundamentalsystemen in der Standardkosmologie mit $H \rightarrow 0$ entsprechen.
2. **Weltpotential und kosmische Bremsbeschleunigung:** Unter Allsymmetrie tritt die Gravitation als kosmische Bremsbeschleunigung Hv auf, wobei v die Geschwindigkeit einer Testmasse gegenüber dem Weltsubstrat ist (25a). Für Licht ist die Bremsbeschleunigung konstant Hc (25b) mit zugehörigem r -proportionalem Weltpotential $V(r) = Hc r$ für einen Lichtstrahl mit $r = 0$ beim realen oder virtuellen Strahlbeginn. Die Bremsbeschleunigung Hv erzwingt auf kosmischen Skalen ein stabil statisches All, und die für Licht konstante, gravitative Weltbeschleunigung $-Hc$ führt zur kosmischen Rotverschiebung und Zeitdilatation.
3. **Rotverschiebung und Zeitdilatation:** Es gibt zwei Berechnungsmethoden:
 - (a) **Halbklassisch durch Lichtermüdung im kosmischen Schwerefeld $-Hc$** erhält man die infinitesimale Rotverschiebung $-\frac{d\nu}{\nu_S} = \frac{d\lambda}{\lambda_S} = dz = \frac{dV}{c^2} = \frac{Hc dr}{c^2}$ (27) aus der vom Licht durchlaufenen, infinitesimalen Weltpotentialdifferenz $Hc dr$; S steht für Sender und E für Empfänger. Weil die inverse Lichtfrequenz ein (Eigen-)Zeitmass ist, erhält man so auch die gravitative Zeitdilatation $\frac{d\tau_E}{d\tau_S} = 1 + z$ (29), die den Zeitlupeneffekt erklärt, mit dem man ferne Supernovaxplosionen im Teleskop ablaufen sieht. Integration von $d\tau_S = \frac{d\tau_E}{1+z} = \frac{1}{H} \frac{dz}{1+z}$ ergibt die Eigenlichtlaufzeit τ_S als Funktion von z , die die Lichtbahn im kosmischen Schwerefeld (bzw. im (Äquivalenz-)Raketensystem) beschreibt; z ist – anders als r – ein auch auf kosmischen Skalen direkt beobachtbares Abstandsmass dank der Anwesenheit des konstanten, kosmischen Schwerefeldes.
 - (b) **Mit der „Äquivalenzraketenrechnung“** kann man eine konstante Schwerebeschleunigung im Rahmen der SRT – ohne Rückgriff auf die ART – behandeln, denn nach Einsteins originalem Äquivalenzprinzip [36] entspricht eine Lichtbahn in einem konstanten Feld mit Schwerebeschleunigung $-Hc$ exakt einer Lichtbahn in einer mit $+Hc$ konstant beschleunigten Rakete in einem globalen Inertialsystem. In einem solchen Raketensystem erhält man – allerdings nicht ganz einfach – wieder unsere obigen Resultate für Rotverschiebung, Zeitdilatation und die Lichtbahn $\tau_S(z)$ im Raketensystem (siehe weiter unten 6.3.3 und 6.3.4).
4. **Die scheinbare Helligkeit von Standardkerzen** kann man aus der Länge der Lichtbahn im globalen, inertialen Weltruhesystem der WPT erhalten (6.3.5) und damit auch die theoretische **WPT-Helligkeits-Rotverschiebungs-Beziehung $m(z)$** , die die Beobachtungsdaten im Rahmen der Messgenauigkeiten korrekt beschreibt (6.4). Die Lichtbahn als Funktion von z im Absolutsystem

$r(z) = ct(z)$ erhält man mit der „Äquivalenzraketenrechnung“ aus der Lichtbahn im Raketen- oder Schwerefeldsystem $\tau_{\text{Licht}}(z) \equiv \tau_S(z)$ (6.3.4), wenn man die Raketenbahn im Absolutsystem kennt, die sich ihrerseits aus der hyperbolischen Raketengleichung der SRT ergibt (siehe Abschnitt (6.3.5)). Eine solche noch etwas saloppe Rechnung gab es schon Ende Dezember 2005 in [3], und in [1] gibt es seit Ende 2008 eine (schein-)metrische Rechnung mit gleichem Resultat.

5. **Der scheinbare Winkel eines Standardmasstables** ist ein Mass für den euklidischen Abstand im globalen, inertialen Weltruhesystem der WPT, der ziemlich einfach direkt gemessen werden kann. Schwierig ist es aber, die zugehörige absolute Grösse der Standardlänge, z.B. den Radius R einer Galaxienscheibe, aus der absoluten Leuchtkraft und der Galaxienart zu bestimmen; insbesondere ist diese Grösse modellabhängig (6.5.3).

Weil in globalen, euklidischen Welpolarkoordinaten in recht guter Näherung das WPT-Hubble-Gesetz $cz = Hr$ für $r \leq 1$ und $c(1+z) = 2Hr$ für $r \geq 1$ gilt, sollte der von einem Standardgalaxienscheibenradius R aufgespannte Winkel $\alpha(z) = \frac{R}{r}$ etwa mit z abnehmen. Weil es schon lange starke Beobachtungshinweise gibt, dass sich $\alpha(z)$, die **WPT-Winkelgrössen-Rotverschiebungs-Beziehung** (6.5), tatsächlich gerade etwa wie $1/z$ verhält, kann die WPT die Winkel- z -Beziehung der Beobachtungsdaten ab initio weit besser als die Standardkosmologie beschreiben (6.6).

6. **Die Hintergrundstrahlung** ist nachthermalisiertes, rotverschobenes Sternenlicht vom Horizont, der aus sich überlappenden Galaxien mit durch Streuung vergrösserten/verschmierten Sternscheiben besteht. Die WPT kann alle „klassischen“ Einwände [104, 105] gegen diese teilweise alte, vermeintlich widerlegte HS-Erklärung entkräften (6.7).
7. **Die Hubblekonstante ist proportional zur Wurzel aus der Dichte ρ des Weltalls:** Weil die Quelle der kosmischen Gravitation die aktual unendliche Kugelschale mit Dichte $\rho_\infty = \rho$ ist und lokale Massen-Energieverteilungen in Strenge keinen (direkten) Einfluss auf die kosmische Gravitation haben, muss man für $\rho \rightarrow 0$ wieder das rein gravitative, euklidische und für $t \rightarrow \infty$ statische (und darum auch relativistisch gültige) NK-DM-Basismodell für $R(t)$ erhalten, aus dem sich die Hubblekonstante H als Funktion von ρ ergibt (5.1):

$$H^2 = \frac{8\pi}{3} G \rho \quad \text{oder} \quad H = \sqrt{\frac{8\pi}{3} G \rho} \quad (26)$$

Diese Punkte stellen den Kerninhalt der WPT-Kosmologie mit nur einem einzigen leicht freien Parameter, der mittleren Alldichte ρ , dar, die etwa grössenordnungsmässig mit der „grosslokalen“ Dichte übereinstimmen sollte und das auch tut. Es gibt aber weitere erwähnenswerte Punkte:

6.2.2 Weitere Resultate der WPT-Kosmologie

1. Die antigravitative De Sitter-Beschleunigung in (15) im DE-Hubblemodell entspricht im Wesentlichen – mindestens bis auf einen Faktor der Grössenordnung 1 – gerade der von der dunklen Energie im Standardmodell in Konkurrenz zur Massenanziehung verursachten Expansionsbeschleunigung zur Zeit $t = \text{heute}$. Das ergibt bei bekannter Lemaitre-Hubblekonstante H aus (17) mit $\Lambda = \frac{3H^2}{c^2}$ einen sehr guten Schätzwert für die kosmologische Konstante.
2. Die totale (DM+DE)-Beschleunigung im Konkordanzmodell für $t = \text{heute}$ muss bei Richtigkeit der WPT und insbesondere des originalen Äquivalenzprinzips von Einstein gerade der Weltbeschleunigung Hc für Licht entsprechen. Und weil für Licht nach WPT $r = ct$ bzw. $c = r/t$ gilt, ist nach WPT $H = 1/t$, wobei t in WPT-Interpretation die Zeit ist, seit der Lichtstrahl bei $r = 0$ emittiert wurde, während es in Standardkosmologieinterpretation die Zeit seit dem Urknall ist, weswegen zu erwarten ist, dass – bei Gültigkeit der WPT – bei Datenanpassungen mittels der Standardkosmologie $1/H_0$ gerade etwa als die Zeit seit dem Urknall herauskommen sollte, was auch tatsächlich so ist. Aus Sicht der Standardtheorie muss dieses Faktum als Zufall abgetan werden (siehe z.B. [66] und [67]). Analog verlangt die Statik der WPT nach einer euklidischen Expansionskosmologie, wie sie die Konkordanzkosmologie (mit Inflation) schon lange annimmt bzw. annehmen muss.
3. Über das originale Äquivalenzprinzip lässt sich die WPT-Kosmologie auch (schein-)metrisch formulieren, was den Vergleich mit der von Haus aus metrischen Standardkosmologie erleichtert und es auch erlaubt, die NKG-Schwarzschildmetrik, die nur von Potentialdifferenzen ΔV , aber nicht von den Potentialen V selbst abhängt (für einen unendlich fernen Beobachter gilt aber $\Delta V = -V$), ganz ohne ART-Feldgleichungen physikalisch herzuleiten (siehe Anhang C.3 und F.4 in [1]).

Nun leiten wir die besonders wichtige, kosmische Helligkeits/Rotverschiebungs-Beziehung her:

6.3 Die theoretische WPT-Helligkeits-Rotverschiebungsbeziehung

Die Herleitung der WPT-Helligkeits-z-Beziehung aus den Grundannahmen der WPT ist relativ komplex. Schematisch sieht der Weg vom Weltpostulat zu dieser Beziehung folgendermassen aus (nach NKG (Anhang F in [1]) ist die Rindlermetrik aber ein unnötiger Zwischenschritt zur WPT-Metrik):

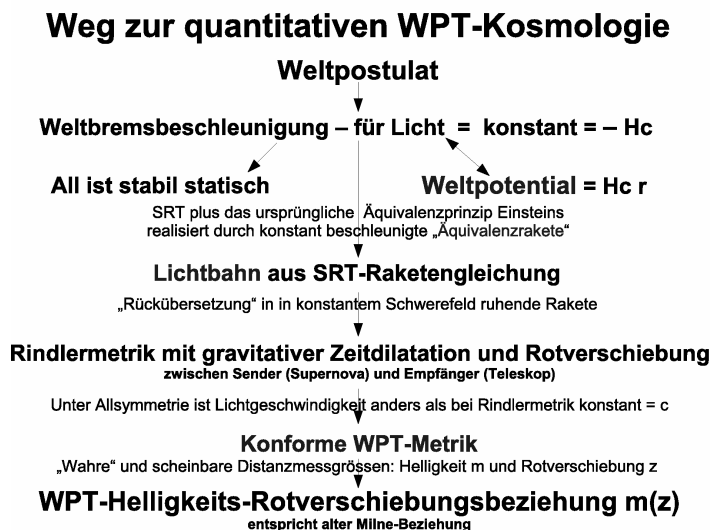


Abbildung 8: Die Schritte vom Weltpostulat zu quantitativ überprüfbareren Resultaten

Weil die kosmische Rotverschiebung ein Effekt grosser Skalen ist, darf man sich auf den Grenzfall vernachlässigbarer, lokaler Feldstärken beschränken. In wenigen Rechenschritten kann man dann das Wirtz-Lemaître-Gesetz für „kleine“ r aus der gravitativen Rotverschiebung im Weltpotential für Licht $V(r) = k r$ herleiten samt dem Proportionalitätsfaktor k; etwas aufwendiger ist die Berechnung der kosmologischen Helligkeits/Rotverschiebungs-Beziehung für beliebig grosse z:

6.3.1 Die gravitative Frequenzverschiebung in einem konstanten Schwerfeld

Die gravitative Frequenzverschiebung wollen wir – weil instruktiv und sehr einfach – zuerst halbklassisch mittels des Äquivalenzprinzips zwischen Energie und träger Masse herleiten, bevor wir den fundamentalen Zugang über die Äquivalenzrakete skizzieren:

Der Licht- bzw. Photonenergie $E = h\nu$ nach Planck (1899) und Einstein (1905) kann man nach Poincaré (1900) und wieder Einstein (1905) eine träge Masse $m_{\text{träg}} = \frac{E}{c^2} = \frac{h\nu}{c^2}$ zuordnen, womit man den infinitesimalen Energieverlust oder Gewinn dE von (monochromatischem) Licht mit der (im Allgemeinen wegabhängigen) Frequenz $\nu(r)$ in einem Gravitationsfeld sofort angeben kann, wenn man die vom Licht durchlaufene Potentialdifferenz $dV(r)$ kennt (ein positives dV führt zu einem Energieverlust, und in der WPT-Kosmologie gilt zudem für Licht $dV = k dr = Hc dr$):

$$dE = h d\nu = -m_{\text{träg}}(r) dV(r) = -\frac{h\nu(r)}{c^2} dV(r)$$

Daraus folgt mit $a(r) = -\frac{dV(r)}{dr}$ bzw. $dV(r) = -a(r) dr$ und mit

$$dz(r) = \frac{d\lambda}{\lambda(r)} = -\frac{d\nu}{\nu(r)} \left(\text{denn } z \equiv \Delta z \equiv \frac{\lambda_E - \lambda_S}{\lambda_S} \equiv \frac{\Delta\lambda}{\lambda_S} = \frac{\nu_S - \nu_E}{\nu_E} = -\frac{\Delta\nu}{\nu_S + \Delta\nu} \right) : \quad (27)$$

$$\frac{dE}{E(r)} = \frac{d\nu}{\nu(r)} = -dz(r) = -\frac{dV(r)}{c^2} = \frac{a(r)}{c^2} dr \quad \text{bzw.} \quad dz(r) = \frac{dV(r)}{c^2} = \frac{k}{c^2} dr = \frac{H}{c} dr$$

Ruhende Uhren laufen darum „in Wahrheit“ – wie das mindestens eine der einfachsten möglichen ART-Interpretationen anders sieht – überall gleich schnell, denn Lichtsignale bzw. kurze monochromatische Lichtstrahlen, die selber auch Uhren sind und überhaupt erst Vergleiche weit entfernter Uhren zulassen, verlieren beim Überwinden einer Potentialdifferenz Energie und werden darum „röter“. D.h. man misst so nicht die Frequenz ν_S des (realen oder virtuellen) Senders, sondern die Frequenz ν_E des auf dem Wege zum Empfänger „müde“ gewordenen Lichtes; fällt aber Licht in einem Potentialfeld, gewinnt es Energie und wird „blauer“. Wesentlich ist darum nicht das Potential selbst – wie in der ART – sondern nur die Potentialdifferenz, die vom Licht durchlaufen wird.

Für kleine r (im Turm- oder Raketensystem) folgt aus (27) – wegen $V(r) = k r$ für Licht – $a(r) = -k$ und daraus $z = \frac{k}{c^2} r$. Weil im Rahmen der Dopplerinterpretation weiter $cz = v(r) = Hr$ für „kleine“ r gilt, haben wir das bekannte Hubble-Gesetz für kleine v und r mittels der gravitativen Rotverschiebung gefunden, wenn man $k = Hc$ setzt.

Weiter folgt aus (27) durch Integration von $\frac{d\nu}{\nu(r)} = -\frac{H}{c} dr$ für den Eigenweg bzw. die Eigenzeit einer Lichtstrahluhr, eines kurzen, monochromatischen Lichtstrahls, vom Sender (S) bei $r = 0$ bis zum Empfänger (E) bei r (siehe auch (34)):

$$\ln\left(\frac{\nu_S}{\nu_E}\right) = \ln\left(\frac{\lambda_E}{\lambda_S}\right) = \frac{H}{c} r = \ln\left(\frac{\lambda_S + \Delta\lambda}{\lambda_S}\right) = \ln\left(1 + \frac{\Delta\lambda}{\lambda_S}\right) = \ln(1+z) \quad \text{bzw.} \quad r = \frac{c}{H} \ln(1+z)$$

6.3.2 Die gravitative Zeitdilatation in einem konstanten Schwerfeld

Die gravitative Zeitdilatation kann man nun auch sofort angeben, denn ein monochromatischer Lichtstrahl stellt über seine inverse Frequenz eine Uhr dar:

Dann ergibt sich aus dem Frequenzverhältnis von (scheinbarer) Senderfrequenz und Empfängerfrequenz die Zeitdehnung $\frac{d\tau_S}{d\tau_E}$ von Ereignissen beim Sender, die man im Empfängerteleskop sieht:

$$\frac{d\tau_S}{d\tau_E} = \frac{\nu_E}{\nu_S} \quad \text{mit} \quad d\tau_S = \text{Sendereigenzeittakt} \quad \text{und} \quad d\tau_E = \text{Empfängereigenzeittakt} \quad (28)$$

Mit $z \equiv \frac{\lambda_E - \lambda_S}{\lambda_S} = \frac{\nu_S}{\nu_E} - 1$ erhält man so sofort den an Supernovaxplosionen beobachteten, z -abhängigen Zeitlupeneffekt:

$$\frac{d\tau_E}{d\tau_S} = 1 + z \quad (29)$$

D.h. im Teleskop betrachtet, dauert eine Explosion $(1+z)$ mal so lange wie am Orte der Supernova.

6.3.3 Die Äquivalenzraketenherleitung von Frequenzverschiebung und Zeitdilatation

Die Äquivalenzraketenherleitung skizzieren wir hier nur: In der SRT kann man Lichtbahnen in einem (konstanten) Schwerfeld (z.B. in einem Turm auf der Erde) nicht berechnen. Aber nach Einsteins originalem Äquivalenzprinzip erhält man in einem konstant beschleunigten Bezugssystem (z.B. einer konstant beschleunigten Rakete) die genau gleichen Lichtbahnen, und Lichtbahnen in einer solchen Äquivalenzrakete kann man mit der SRT berechnen, und damit auch die gravitative Frequenzverschiebung und Zeitdilatation von Licht (Anhang C.1 in [1]). Bei dieser fundamentalen, allein auf SRT und Äquivalenzprinzip beruhenden Herleitung, erscheint nicht die Rotverschiebung, sondern die gravitative Zeitdilatation $\frac{d\tau_S}{d\tau_E}$ als primärer Effekt, den man mit $\frac{d\zeta}{d\tau_S} = 0$ z.B. aus dem ds^2 der Rindlermetrik erhält; siehe dazu Gleichung 25 aus Anhang C.1 in [1], aber auch Anhang F, wo die Rolle der Rindlermetrik relativiert wird.

$$ds^2 = c^2 d\tau_S^2 = \left(1 + \frac{\zeta}{R_H}\right)^2 c^2 d\tau_E^2 - d\zeta^2 \quad \text{mit} \quad \frac{d\tau_S}{d\tau_E} = 1 + \frac{\zeta}{R_H} \quad \text{und} \quad \frac{d\zeta_L}{d\tau_E} = c \left(1 + \frac{\zeta}{R_H}\right) \quad (30)$$

ζ ist die Vertikalkoordinate im Raketensystem mit Nullpunkt beim Empfänger an der Spitze ([1], Anfang Anhang C.1), und R_H ist als $R_H = \frac{c}{H}$ definiert. Für kosmisch/allsymmetrische Belange ist die Lichtgeschwindigkeit aber definitionsgemäss $\frac{d\zeta_L}{d\tau_E} = c$ (andere Definitionen wären grundsätzlich möglich), was man – ohne $\frac{d\tau_S}{d\tau_E}$ zu ändern – erreicht, indem man $g_{\zeta\zeta} = g_{00}$ setzt ([1], Anhang C.2 und F.4). Damit erhält

man das konform flache, kosmologische WPT-Wegelement, wenn man noch ζ durch $r = -\zeta$ mit $r = 0$ beim Sender ersetzt:

$$ds^2 = c^2 d\tau_S^2 = \left(1 - \frac{r}{R_H}\right)^2 (c^2 d\tau_E^2 - dr^2) \quad \text{mit} \quad \frac{d\tau_S}{d\tau_E} = \frac{\nu_E}{\nu_S} = 1 - \frac{r}{R_H} \quad \text{und} \quad \frac{dr_L}{d\tau_E} = c \quad (31)$$

Dieses Wegelement erfüllt das Weltpostulat nur, weil r lichtstrahlrelativ definiert ist! Weil die auch lichtstrahlrelative WPT-Potentialdifferenz $\Delta V(r) = V(r) - V(0) = k r = H c r$ ist, entspricht dies:

$$ds^2 = c^2 d\tau_S^2 = \left(1 - \frac{\Delta V(r)}{c^2}\right)^2 (c^2 d\tau_E^2 - dr^2) \quad \text{mit} \quad \frac{d\tau_S}{d\tau_E} = \frac{\nu_E}{\nu_S} = 1 - \frac{\Delta V(r)}{c^2} \quad (32)$$

Damit folgt für $d\nu = \nu_E - \nu_S$ bzw. $\nu_E = \nu_S + d\nu$ und $dz = -\frac{d\nu}{\nu_S}$ mit infinitesimalen dz , $d\nu$ und dV :

$$\frac{\nu_E}{\nu_S} = \frac{\nu_S + d\nu}{\nu_S} = 1 + \frac{d\nu}{\nu_S} = 1 - \frac{dV(r)}{c^2} \quad \text{und daraus} \quad -\frac{d\nu}{\nu_S} = dz = \frac{dV(r)}{c^2} = \frac{Hc}{c^2} dr$$

Die letzte Beziehung entspricht mit $\nu_S = \nu(r)$ der dz -Beziehung in (27), die damit bestätigt ist.

6.3.4 Die kosmische Lichtbahn im Turm- und dazu äquivalenten Raketensystem

Weil man kosmische Abstände r nicht direkt messen kann, sondern nur die Rotverschiebung z (und Helligkeit m), die ein Mass für r in der Standardkosmologie und in der WPT ist, suchen wir nicht $r(t)$, sondern $z(t)$. Dazu gehen wir von der Gleichung für dz mit $a(r) = -k = -Hc$ in (27) aus:

$$dz = -\frac{a(r)}{c^2} dr = H \frac{dr}{c} = H d\tau_E, \quad \text{denn für Licht gilt lokal/infinitesimal} \quad \frac{dr}{d\tau_E} = c \quad (33)$$

Mit $d\tau_S = d\tau_E/(1+z)$ aus (29) und $d\tau_E = dz/H$ aus (33) kann man $\tau_S(z)$ ausrechnen. $d\tau_S$ und $d\tau_E$ haben hier aber zwei unterschiedliche Bedeutungen: Einerseits meinen sie infinitesimale Zeitmasse und andererseits meinen sie einen infinitesimalen Zeitschritt des Lichtstrahls auf dem Wege vom Sender zum Empfänger; infinitesimal kleine Zeitmasse können auch als infinitesimale Zeitschritte dienen wie bei der Differentialgleichung $d\tau_S = 1/(1+z) dz/H$. Darin entspricht dz nämlich der infinitesimalen z -Änderung, wenn das Licht während einer infinitesimal kurzen Zeitspanne $d\tau_S$ die infinitesimal kleine Potentialdifferenz $dV = Hc dr$ durchläuft. Damit erhält man durch Integration über τ_S und z die mit einer Lichtstrahluhr gemessene, physikalisch wesentliche (Eigen-)Lichtlaufzeit τ_S vom Sender zum Empfänger, wenn die bekannte, totale Frequenzverschiebung zwischen Sender und Empfänger z beträgt. Weil Licht bei Allsymmetrie in umgekehrter Richtung gleich viel Zeit braucht, kann man vom Empfänger zum Sender, von $z = 0$ bis z , integrieren:

$$d\tau_S = d\tau_E/(1+z) = 1/(1+z) dz/H \quad \text{und daraus} \quad \tau_S(z) = \ln(1+z)/H \quad (34)$$

τ_S erhält man damit aus z in Zeitintervallen $d\tau_E$ der Empfängeruhr, weswegen man $\tau_E = \tau_S$ aus (34) setzen darf. Dies entspricht einer rechnerischen Einweg-Zeitsynchronisation von τ_E mittels der Eigenlichtlaufzeit τ_S von beim Empfänger E vom Sender S ankommendem Licht, wenn die Lichtstrahluhr bei Emission (und gleichzeitigem Äquivalenzraketenstart) mit $\tau_S = 0$ ($= \tau_E = t$) startet; über kosmische Distanzen ist ganz grundsätzlich keine technisch ausführbare Zweiweg-Uhrensynchronisation möglich.

6.3.5 Scheinbare Helligkeit und kosmische Lichtbahn im inertialen Weltruhsystem

Messen kann man neben z auch die mit dem Abstand abnehmende, scheinbare Helligkeit m einer Lichtquelle, die ein von z unabhängiges Mass für den Quellenabstand ist: Wenn man nämlich Rotverschiebung und Zeitdilatation, die einen Teil der Helligkeitsabnahme verursachen, herausrechnet, dann sollte die so korrigierte Helligkeit ein direktes Mass für den rein geometrischen Lichtlaufweg sein. Nach ART-Geometrieinterpretation ist dies der metrische Abstand ([24], Seite 493), während es in der WPT der euklidische Abstand der Lichtbahn im inertialen Poincaré-Minkowski-Ruhsystem des Weltalls ist, in dem die Lichtquelle annahmegemäss ruht. Dies ist in einem Inertialsystem gerade die Lichtlaufdistanz D_{LL} . D.h. aber, dass nach WPT Distanzen im inertialen Weltruhsystem über die Helligkeit von Standardkerzen praktisch direkt gemessen werden können, was der (dogmatischen) ART-Geometrieinterpretation ihre

Basis nimmt. Um D_{LL} als Funktion von z zu erhalten, muss man noch wissen, wie lange ein Lichtstrahl ab Emission bis zur Absorption im Teleskopdetektor im inertialen Weltruhsystem unterwegs ist.

Die hyperbolische Raketengleichung hilft weiter, denn das Beobachterteleskop befindet sich annahmegemäss an der Spitze einer Rakete, die bei der Emission eines Lichtstrahls auf der im Weltsystem ruhend angenommenen Startrampe gleichzeitig mit dem Strahl die Startrampe mit der konstanten Beschleunigung Hc verlässt. Da man die Eigenzeitdauer $\tau_E(z) = \tau_S(z)$ aus (34) (mit gesetzten $\tau_S = t = \tau_E = 0$ bei Lichtemission und Raketenstart) kennt, braucht man sie nur noch in die Raketenformel für $t(\tau_E)$ (siehe z.B. [23], Seite 841) einzusetzen:

$$t(z) = \frac{1}{H} \sinh(H\tau_E) = \frac{1}{H} \sinh(\ln(1+z)) \text{ und daraus } D_{LL} = \frac{c}{H} \sinh(\ln(1+z)) \quad (35)$$

D_{LL} ist hier die kosmische Lichtlauf- und Helligkeitsdistanz, die formal genau der metrischen Distanz D_r für ein leeres, hyperbolisches All der Standardkosmologie mit $(\Omega_M, \Omega_\Lambda) = (0, 0)$ entspricht (siehe z.B. [24], Seite 493), das seinerseits wieder Milnes altem SRT-Modell von 1932 (siehe z.B. Abschnitt 31.2 in [23] und Milnes kurze Originalveröffentlichung [10, 11]) entspricht; weiter gilt in der WPT – anders als im leeren, hyperbolischen Friedmanmodell – $H = \sqrt{\frac{8\pi}{3} G \rho}$ (26), wenn G die Gravitationskonstante und ρ die Dichte des Allsubstrats bzw. der aktuell unendlich angenommenen Kugelschale ist. ρ ist zwar prinzipiell nicht direkt messbar, aber aus physikalischer Plausibilität darf man erwarten/hoffen, dass die mittlere Alldichte ρ grössenordnungsmässig etwa der Dichte ρ_0 auf den grössten der Beobachtung noch zugänglichen, aber schon einigermaßen homogen/isotropen Skalen entspricht; genau dies ist tatsächlich auch der Fall, was natürlich schon lange auffiel, ohne dass man das aber bisher hätte erklären können.

D_{LL} ist zwar auch nicht direkt messbar, aber mit der absoluten Strahlungsleistung L und der Strahlungsstromdichte S_{mess} beim Empfänger ist die photometrische Distanz $D_L = \sqrt{\frac{L}{4\pi S_{\text{mess}}}}$ (siehe auch 6.5.1, speziell (40)). S_{mess} ist ein Mass für die scheinbare, bolometrische Helligkeit m_{bol} , die man – allerdings immer noch nicht ganz direkt – messen kann. Bei Kenntnis von L und damit auch der absoluten Helligkeit M – z.B. bei idealen Standardkerzen – erhält man daraus die „wahre“ bzw. durch Rotverschiebung und Zeitdilatation unverfälschte Distanz D_{LL} , wenn man beachtet, dass $D_{LL} = \frac{D_L}{1+z}$ gilt, weil S_{mess} durch Rotverschiebung und Zeitdilatation um je einen Faktor $1+z$ geschwächt wird, weswegen das unkorrigierte D_L die wahre Distanz ferner Lichtquellen überschätzt. Alle weiteren für quantitative Theorievergleiche mit Beobachtungsdaten sehr wichtigen Zusammenhänge zwischen $D_{LL}(\equiv D_l)$, D_L , m_{bol} und M werden im Abschnitt 5.1.4. in [2] ausführlich dargestellt und erklärt; siehe aber auch 6.5.1 in der vorliegenden Arbeit. Der wichtigste Zusammenhang für einen einfachen Vergleich von theoretischen Kosmosmodellen mit Beobachtungen ist die Helligkeits-Rotverschiebungsbeziehung $m(z)$, die wir im nächsten Abschnitt mit Messdaten von Supernovae Ia vergleichen werden.

6.4 Supernovae und die WPT-Helligkeits-Rotverschiebungsbeziehung

Um die theoretische Helligkeits/Rotverschiebungsbeziehung der WPT mit Beobachtungen zu vergleichen, braucht man Standardkerzen, deren absolute Helligkeit einigermaßen bekannt ist. Die besten auf kosmischen Distanzen bekannten Standardkerzen sind Supernovae Ia. Seit einigen Jahren gibt es für solche Supernovae ziemlich zuverlässige Daten bis zu z grösser als 1. Ich hatte die WPT-Theoriekurve erstmals im Dezember 2005 mit den Daten von solchen Supernovae verglichen und erhielt eine ähnlich gute Übereinstimmung wie mit der Theoriekurve des Konkordanzmodells der Standardkosmologie. Grundlage des Vergleichs waren die Supernova-Messdaten aus [42]; die Kernresultate dieses Vergleiches sind auch heute noch nicht überholt, auch wenn heute deutlich mehr Daten vorliegen.

Die Vergleichsabbildungen auf der nächsten Seite 9 und 10 sind Figur 4 auf Seite 11 dieser Referenz nachempfunden. Die gestrichelte Kurve entspricht dem Einstein-de Sitter-Modell, einem euklidischen Modell mit $(\Omega_M, \Omega_\Lambda) = (1, 0)$ ohne kosmologische Konstante, wie in der zitierten Arbeit; an diese Kurve können die Messdaten nicht befriedigend angepasst werden – auch dann nicht, wenn man daran denkt, dass die absolute Helligkeit der Supernovae Ia nicht modellunabhängig genau bekannt ist – weshalb Ω_Λ , die kosmologische Konstante, im Rahmen des (euklidischen) Konkordanzmodelles nicht 0 sein kann, wenn man die Beobachtungsdaten korrekt beschreiben will. D.h. aber, dass das Konkordanzmodell des Kosmos – mindestens seit einigen Milliarden Jahren – beschleunigt expandiert, während diese beschleunigte Expansion aus Sicht der WPT nur ein Trugbild müden bzw. gravitativ rotverschobenen Lichtes ist.

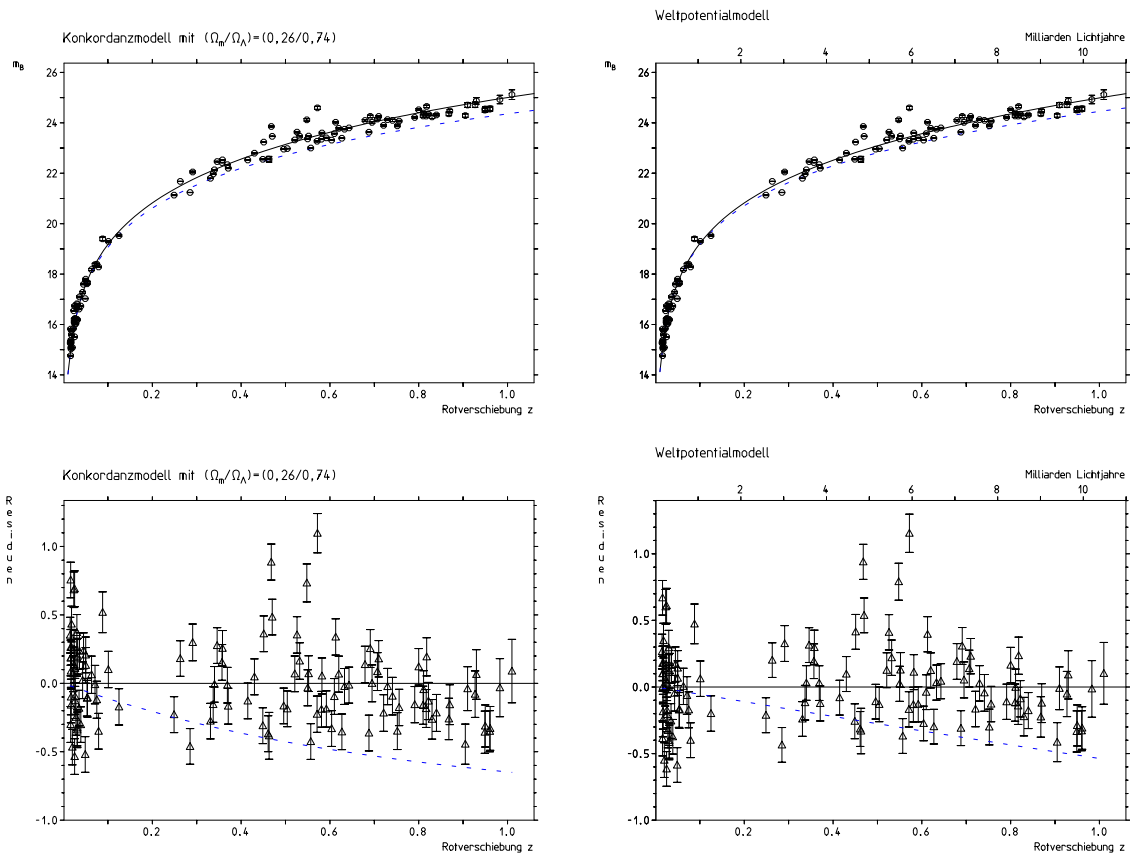


Abbildung 9: Vergleich ohne heuristische Korrektur der absoluten Helligkeiten: Nach dieser Auswertung ist das Weltpotentialmodell dem Standardmodell für ein flaches All völlig gleichwertig trotz des zusätzlichen Parameters des Konkordanzmodells. m_B ist im Wesentlichen die scheinbare Grösse.

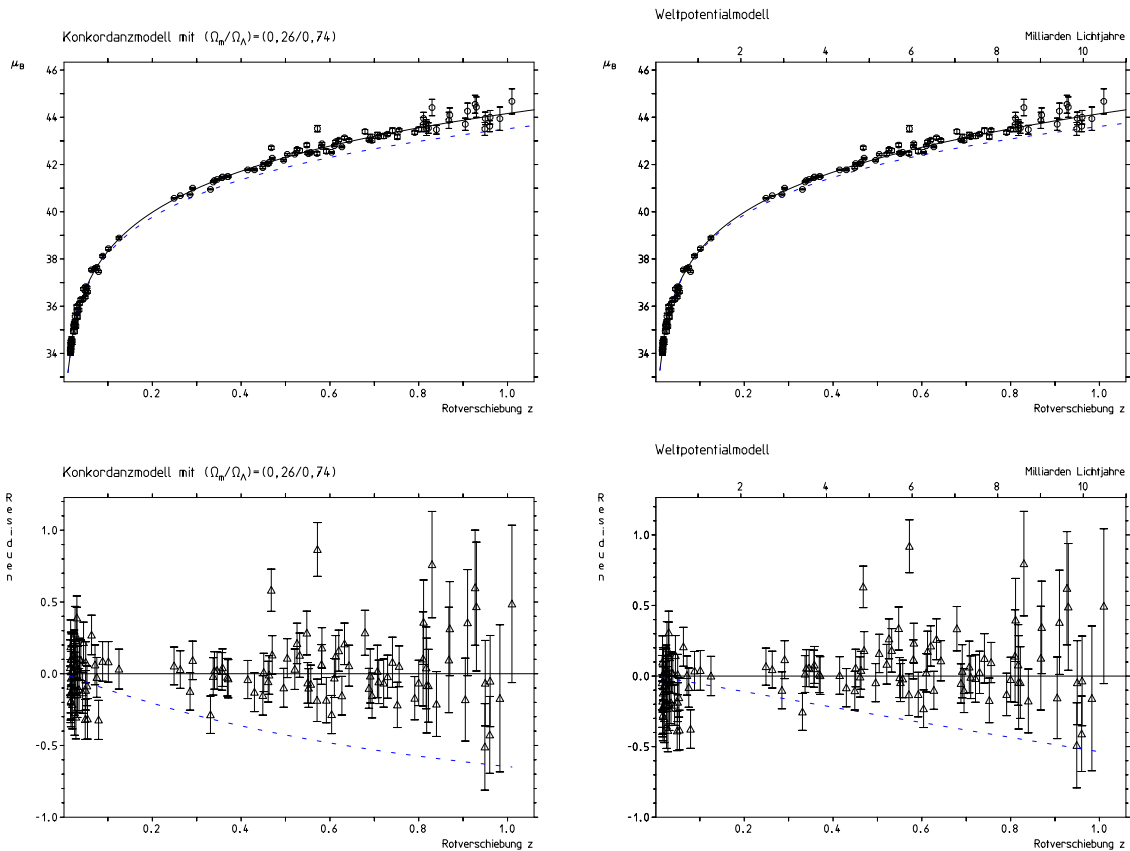


Abbildung 10: Vergleich mit heuristischer Korrektur der absoluten Helligkeiten: In dieser Auswertung, die heuristische Einflüsse der absoluten Helligkeit der Supernovae Ia auf die Explosionsgeschwindigkeit und die Farbe berücksichtigt, sieht die Situation – vor allem bei ganz kleinen z – für das Konkordanzmodell etwas besser aus als für die WPT. 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 vollständigshalber beibehalten, nicht zuletzt darum, weil sie ein Hinweis auf noch unverstandene systematische Effekte sein könnten.

Die Theoriekurve der Weltpotentialtheorie entspricht gerade derjenigen der Standardkosmologie für ein leeres, hyperbolisches All mit $(\Omega_M, \Omega_\Lambda) = (0, 0)$, das aber kein gutes Modell ist, da das Weltall ja nicht leer ist. Dieses Modell entspricht auch gerade Milnes SRT-Modell von 1932 (Abschnitt 31.2 in [23] und [10]), von dem bekannt ist, dass es Supernova-Beobachtungsdaten – anders als Winkelmessdaten von Galaxien! – innerhalb der statistischen und systematischen Unsicherheiten korrekt beschreiben kann, ohne dass man bisher verstand, warum das so ist. Zudem ist H in diesem Modell ein völlig freier Parameter, während nach WPT $H = \sqrt{\frac{8\pi}{3} G \rho}$ gilt, wenn ρ die Dichte des aktual unendlichen, homogenen Weltalls ist (6).

Die Abbildungen 9 (ohne heuristische Korrekturen) und 10 (mit heuristischen Korrekturen) zeigen, dass man die Beobachtungsdaten mit dem Weltpotentialmodell korrekt beschreiben kann; weitere Messdatenvergleiche, auch für höhere z , findet man im Abschnitt 5.2 in [2].

Die linken beiden Figuren der Abbildung 10 entsprechen bis auf die beiden „Ausreisser“ genau der Figur 4 auf Seite 11 der am Anfang genannten Referenz [42], die eine sehr sorgfältige Messdatenauswertung erkennen lässt. Die Datentabellen 8 und 9 dieser Referenz habe ich hier benützt. Für die bezüglich des Streck- und Blaueffektes unkorrigierten Vergleichsdaten ging ich von m^*_B aus und für die korrigierten von μ_B . m^*_B ist im Wesentlichen die scheinbare Grösse, und μ_B der Distanzmodul. m^*_B und μ_B werden auf den Seiten 9 und 10 der Referenz [42] ausführlich erklärt. Die unteren beiden Bilder der beiden Abbildungen zeigen die Abweichungen der Beobachtungspunkte von den beiden Theoriekurven.

Auch eine Messdatenzusammenstellung von Adam G. Riess u.a. mit höheren z ist mit der WPT-Theoriekurve mit $\chi^2 = 164$ bei 184 Datensätzen verträglich ([43], Tabelle 4, Seite 50).

Neuere Messdatenauswertungen findet man in [44, 50, 48] und [49], die sich aber mit Ausnahme der ersten zwei nicht mehr allein mit Supernovaauswertungen befassen, sondern mit Kombinationen solcher Auswertungen mit HS-Daten und akustischen Oszillationen [46, 47]. In [49] findet man eine schöne Graphik der Helligkeits- z -Beziehung auf Seite 15 mit den wichtigsten Messdaten aus verschiedenen Quellen. Für die WPT ist aber Figur 3 auf Seite 53 von [48] wichtiger, weil sie – wie ähnlich auch Fig. 1 auf Seite 5 in [30] mit zugehörigem Kommentar – den grob falschen Eindruck erweckt, dass die Supernovadaten ein leeres, hyperbolisches Modell ausschliessen, was den WPT-Ansatz falsifizierte. Man kann aber sofort sehen, dass Messdaten und Λ CDM-Modellwerte optimal aneinander angepasst wurden. Zur Beurteilung des WPT-Modelles, das bezüglich der Helligkeits- z -Beziehung einem leeren Standardmodell entspricht, müsste man aber Mess- und WPT-Modellwerte aneinander anpassen, wie ich dies im Falle des Astier-, aber auch des Riess-Datensatzes schon längst getan hatte; in den Abbildungen 9 und 10 sind darum die Λ CDM- und WPT-Auswertungen zum leichten Vergleich immer direkt nebeneinander. Das ist nötig, weil man die absolute Helligkeit der Supernovae Ia nur bis auf eine (natürlich nicht beliebig grosse) additive Konstante kennt (siehe [2], Abschnitt 5.1.4, speziell ab Gleichung 30); auch die Hubblekonstante ist im Allgemeinen modellabhängig. Es kann also keine Rede davon sein, dass das WPT-Modell durch die Supernovadaten ausgeschlossen wird, wie mit Supernovamessdatenauswertungen wenig Vertraute aus der untern Graphik von Fig. 3 zwingend schliessen müssen. Dass die WPT aber etwas Probleme mit den „heuristisch“ – mit der Phillips-Beziehung – korrigierten Messdaten bei kleinen z hat, sieht man schon in unserer „altherwürdigen“ Abb. 10 mit den Auswertungen der Astier-Daten. Die „unkorrigierten“ Astier-Daten (Abb. 9) konnten aber genau so gut mit der WPT wie mit Λ CDM erklärt werden; das χ^2 war bei der WPT sogar ein kleines Bisschen besser, was Zweifel an der rein heuristischen und physikalisch unverstandenen Korrektur weckt, die durch neuere Messdaten noch verstärkt werden. Auch Riess u.a. geben in [43] (Tabelle 4, Seite 50) ein sehr gutes χ^2 für ein leeres Standardmodell und damit auch für die WPT an; eine neuere Arbeit [45] kritisiert generell die Evidenz vieler älterer Auswertungen selbst bezüglich der beschleunigten Expansion, und weitere Zweifel im Zusammenhang mit systematischen Fehlern findet man in [51, 52, 53]. Schon lange ist aber bekannt, dass man die Supernovadaten erstaunlich gut mit dem alten Milne-Modell beschreiben kann, ohne dass man dies – ohne Kenntnis der WPT – hätte verstehen können, weshalb in letzter Zeit Arbeiten erschienen, die auch darum ein hoch spekulatives neues Weltmodell mit einem symmetrischen Materie/Antimaterie-Weltsubstrat, das einem leeren All entspräche, vorschlagen [79, 80, 81]. Die Autoren übersehen aber, dass das Milne-Modell nur in Bezug auf die Supernovabeobachtungen erfolgreich ist, aber bei der Winkel-Rotverschiebungsbeziehung von (rechnerischen) Standardgalaxien – mindestens nach üblicher metrischer ART-Interpretation – versagt (6.6).

Zusammenfassend ergibt sich, dass die WPT die Supernova Ia-Beobachtungsdaten ähnlich gut beschreiben kann wie das Konkordanzmodell mit Dunkler Materie und Energie, obwohl sie über keinen einzigen völlig freien Parameter verfügt. Der leicht freie Parameter $\rho = \frac{3}{8\pi G} H^2$ – aus H bestimmt – passt zudem auf etwa ein bis zwei Grössenordnungen zur einigermaßen bekannten Dichte ρ_0 auf den grössten messtechnisch noch erfassbaren und schon recht gut homogen/isotropen Skalen, was schon lange auffiel, ohne dass man dies aber bisher hätte erklären können.

6.5 Die theoretische WPT-Winkel-Rotverschiebungsbeziehung

Weil die Winkel-Rotverschiebungsbeziehung weniger bekannt ist als die Helligkeits-z-Beziehung, geben wir zuerst einen Überblick über die Definitionen von Winkel- und Helligkeitsentfernungen mittels Messgrößen und ihre Berechnung in Standard- und WPT-Kosmologie:

6.5.1 Winkel- und Helligkeitsentfernungen in der ART- und WPT-Kosmologie

Die (scheinbare!) Winkelentfernung D_W eines Standardmassstabes d ist modellunabhängig

$$D_W \equiv \frac{d}{\alpha}, \quad (36)$$

wenn α der gemessene, von d aufgespannte Winkel ist und d senkrecht auf der Sichtlinie liegt. Das ist gerade die Beziehung zwischen Entfernung und Winkelgröße eines Massstabes d in der euklidischen Geometrie und im Newtonraum der klassischen Physik, die in nicht euklidischen Geometrien im Allgemeinen nicht mehr gilt. Aber auch in klassischer Physik liefert nicht jede Messmethode diese Beziehung „unverfälscht“; man denke z.B. bei Lichtmessungen an ein brechendes Medium zwischen Massstab und Beobachter. In einem solchen Falle kann es gerade in der Kosmologie alles andere als trivial sein das brechende Medium richtig zu erkennen und zu berücksichtigen. Zuerst zeigen wir aber die übliche formal/geometrische Herleitung theoretischer Distanzen in metrischen (ART-)Modellen, bevor wir dies im Abschnitt 6.5.2 auch noch ganz anschaulich erklären werden:

Grundlagen kosmischer Distanzbestimmungen in metrischen Expansionsmodellen:

Schon fast grundsätzlich kommen für kosmische Entfernungsmessungen nur Licht- und andere elektromagnetische Strahlen in Frage, die unsere Teleskope aus der Tiefe des Alls erreichen. Man trifft dabei folgende Annahmen:

1. Die kosmische Raumzeit wird metrisch wie in (5) bzw. (7) beschrieben. Das entspricht einer Extrapolation des bisher erfolgreichen ART-Vorgehens auf lokalen Skalen auf den Kosmos als Ganzes. Eine wirklich gute Begründung für die angenommene, fundamentale, physikalische Bedeutung einer solchen Metrik gibt es aber nicht einmal auf lokalen Skalen.
2. Das Weltsubstrat sei ideal homogen/isotrop, wechselwirke nur gravitativ und gehorche wegen der Raumexpansion der Hubblekinematik. Dies ist für Modellierungszwecke gut begründet.
3. Die allgemeinste Metrik mit darin schon enthaltener Hubblekinematik eines homogen/isotropen bzw. allsymmetrischen Alls, wie es vom Weltpostulat verlangt wird, lautet:

$$ds^2 = c^2 dt^2 - R^2(t) [d\chi^2 + r^2(d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2)] \quad \text{mit} \quad (37)$$

$$r = \begin{cases} \sin \chi & (0 \leq \chi \leq \pi) \\ \chi & (0 \leq \chi \leq \infty) \\ \sinh \chi & (0 \leq \chi \leq \infty) \end{cases} \quad \text{wenn } k = \begin{cases} +1 & \text{(sphärische Metrik)} \\ 0 & \text{(euklidische Metrik)} \\ -1 & \text{(hyperbolische Metrik)} \end{cases}$$

In der Standardkosmologie mit Inflation ist der Raum (mindestens fast) euklidisch und die Krümmungskonstante k darum von null ununterscheidbar, weswegen in den heute favorisierten, kosmologischen Modellen $r = \chi$ ist.

4. Elementarbestandteile des Weltsubstrats (z.B. Galaxien oder ganze Galaxienhaufen) bewegen sich auf zeitartigen Geodäten, d.h. man betrachtet sie im Sinne der ART als frei fallend. Das ist eine ziemlich zwingende Folge der vorangehenden Annahmen.
5. Lichtstrahlen bewegen sich auf lichtartigen oder Nullgeodäten obiger Weltmetrik. Diese Annahme ist sozusagen der Kern eines (ART-)metrischen Modells und erlaubt uns Distanzmessungen auf die Metrik (37) zurückzuführen.

Formale Herleitung der Helligkeits- und Winkeldistanz metrischer ART-Modelle: Lichtstrahlen, die uns aus den Tiefen des Alls erreichen, erreichen uns auf radialen Bahnen, wobei man meist den Lichtempfänger bzw. Beobachter als Nullpunkt eines mitbewegten Fundamentalsystems annimmt. Darum

darf man $d\phi$ und $d\theta$ in (37) null setzen. Dann ergibt sich der zeitunabhängige χ -Abstand von Lichtsender (z.B. einer Supernova) und Empfänger auf einer Nullgeodäten aus $ds = 0$ in (37) zu $\chi = c \int_{t_S}^{t_E} \frac{dt}{R(t)}$. Möchte man nun die der Expansion wegen zeitabhängige, radiale Entfernung $D_\chi(t)$ zur Zeit t wissen, muss man die χ -Distanz noch mit dem Skalenfaktor $R(t)$ multiplizieren. Wenn wir die Sendezeit t_S und die Empfangszeit t_E nennen und weiter $R_0 \equiv R(t_0)$ und $R_S \equiv R(t_S)$ sei, dann erhalten wir für die radiale Entfernung D_χ zum Zeitpunkt des Lichtempfangs t_E , wenn man noch bedenkt, dass $R(t) = \frac{R_0}{1+z}$ ist:

$$D_\chi = R_0 \chi = R_0 c \int_{t_S}^{t_E} \frac{dt}{R(t)} \stackrel{x=\frac{R(t)}{R_0}}{=} c \int_{x_S}^1 \frac{dx}{\dot{x} x} \stackrel{x=\frac{1}{1+z}}{=} c \int_0^z \frac{dz}{\dot{z} (1+z)} \quad (38)$$

Damit kann man nun die radiale oder Geodätendistanz zwischen Lichtsender und Empfänger mindestens numerisch ausrechnen, da R und \dot{R} und damit auch x und \dot{x} aus den Friedmanngleichungen erhalten werden können; die Friedmanngleichungen des Standardmodells findet man im Abschnitt 5.4. Aus der Gleichung (37) für r erhält man bei bekanntem χ bzw. D_χ auch die sogenannte metrische Distanz $D_r = R_0 r$, die in der Kosmologie ein direkteres Mass für die Helligkeits- und Winkel-Entfernung ist als D_χ und die man als die wahre, theoretische Distanz in (ART-)metrischen Theorien ansehen kann. Der Abb. 6.8 in [24] auf Seite 464 kann man ganz anschaulich die geometrische Bedeutung der Friedmann- oder radialen Koordinate χ und der metrischen Koordinate r entnehmen (in der Konkordanzkosmologie mit $k = 0$ und damit auch $r = \chi$ braucht man aber radiale und metrische Koordinaten nicht zu unterscheiden). Abb. 6.8 veranschaulicht die zweidimensionale sphärische Metrik am Beispiel einer im dreidimensionalen, euklidischen Raum eingebetteten Kugeloberfläche. Es gibt vor allem zwei gebräuchliche Methoden neben der z -Messung, um auch sehr grosse kosmische Entfernungen zu bestimmen:

1. Aus **der scheinbaren Helligkeit oder Grösse einer Lichtquelle m** kann man mindestens im Prinzip die Entfernung ausrechnen, wenn man die Leuchtkraft bzw. die abgestrahlte Gesamtleistung L der Lichtquelle im beobachteten Spektralbereich kennt und die Quelle isotrop strahlt. Physikalische Messgrösse ist der gemessene Strahlungsfluss S beim Beobachter. Der Zusammenhang zwischen m -Differenzen und S -Verhältnissen (m und Vergleichs- m_0 bzw. S und Vergleichs- S_0) ist $m - m_0 = -2,5 \log\left(\frac{S}{S_0}\right)$ bzw. $m = -2,5 \log(S) + C$; C ergibt sich dann aus definitorisch festgelegten m von Standardsternen. D.h. bei einem um 5 grösseren m als m_0 ist S 100 mal schwächer als S_0 ; eine Zunahme um eine Grössenklasse entspricht also einer Abnahme von S um $\sqrt[5]{100} = 10^{0.4}$. Man unterscheidet heute viele m , meist nach Spektralbereichen. Besonders wichtig ist das nicht einfach zu ermittelnde bolometrische m_{bol} , das für den Gesamtfluss steht und damit einfach mit der ausgestrahlten Gesamtleistung L einer Quelle zusammenhängt. Damit kann man schreiben:

$$m_{bol} = -2.5 \log(S) + C \stackrel{(40)}{=} -2.5 \log\left(\frac{L}{D_L^2}\right) + C' = -2,5 \log(L) + 5 \log(D_L) + C'' \quad (39)$$

D_L ist die Helligkeitsdistanz. Für $D_L = 10 pc$ ist m_{bol} die absolute Grösse $M = -2,5 \log(L) + C''$, und damit gilt $m_{bol} \stackrel{\text{Def.}}{=} M + 5 \log\left(\frac{D_L}{10 pc}\right) = M + 5 \log\left(\frac{D_L}{1 GL_j}\right) + 40 \approx M + 5 \log\left(\frac{D_L}{1 GL_j}\right) + 39,5$. In einem idealen, klassischen, leeren Newtonall gilt für L ($S_{mess} \equiv S$):

$$L = 4\pi D_L^2 S_{mess} \quad \text{und daraus} \quad D_L \equiv \sqrt{\frac{L}{4\pi S_{mess}}} = (1+z) D_r \quad (40)$$

Die Helligkeits- oder photometrische Entfernung D_L ist eine geschichtlich begründete, aber leicht irreführende Entfernungsdefinition, denn der beim Beobachter gemessene Strahlungsfluss wird bei kosmischen Distanzen sowohl durch die kosmische Rotverschiebung wie durch die kosmische Zeitdehnung um je einen Faktor $(1+z)$ geschwächt. D_L entspricht darum nicht der „wahren“, metrischen Entfernung D_r , sondern $(1+z) D_r$.

2. Aus **dem Winkeldurchmesser α einer Lichtquelle** kann man ihre Entfernung bestimmen, wenn man ihren vor Ort gemessenen Durchmesser d kennt. Den Durchmesser d erhält man aber bei bekanntem α und mit $R(t) = \frac{R_0}{1+z}$ auch aus dem metrischen Modell:

$$d = R(t_S) r \alpha = \frac{R_0 r}{1+z} \alpha \equiv D_W \alpha \quad \text{und daraus} \quad D_W = \frac{R_0 r}{1+z} = \frac{D_r}{1+z} \quad (41)$$

$R(t_S) r \alpha$ ist die von d aus Sicht des Beobachters zur Emissionszeit aufgespannte Bogenlänge senkrecht zur Sichtlinie. Während der die „wahre“, metrische Entfernung D_r verfälschende Faktor $(1+z)$

in (40) physikalisch leicht verständlich ist, ist der Grund für den Faktor $\frac{1}{1+z}$ bei D_W physikalisch nicht so leicht erkennbar; geometrisch ist $\frac{R_0 r}{1+z}$ einfach der Abstand des Standardmassstabes d vom Beobachter zur Zeit der Lichtemission, als die Entfernung zwischen Sender und Empfänger noch kleiner war. Mittels dieser D_W -Entfernung erhält man die nach Standardkosmologie richtige, mindestens im Prinzip modellunabhängig nachmessbare Beziehung zwischen Winkelmessungen $\alpha(z) = \frac{d}{R_0 r}(1+z)$ von Standardmassstäben und z , was bedeutet, dass für genügend grosse z die scheinbare Winkelgrösse eines tangentialen Standardmassstabes wieder zunehmen sollte. Dies wird allerdings nicht beobachtet, worauf wir weiter unten im Abschnitt 6.6 noch ausführlich eingehen werden. Aber schon zuvor werden wir uns im Abschnitt 6.5.2 der physikalischen Ursache des $\frac{1}{1+z}$ -Faktors zuwenden, die darin liegt, dass alle metrischen Expansionsmodelle letztlich Lichtäthermodelle sind.

Aus D_L in (40) und D_W in (41) erhält man die oft benützte Beziehung zwischen D_L und D_W der metrischen Expansionsmodelle:

$$D_L = (z + 1)^2 D_W \quad (42)$$

Für $D_W = \frac{D_r}{1+z}$ und daraus mit 42 auch D_L geben wir zum späteren Gebrauch eine Gleichung für alle etwas bekannteren Expansionsmodelle an, die man numerisch berechnen kann, wenn man die kosmologischen Parameter kennt:

$$D_W = \frac{c}{H_0(1+z)\sqrt{|w|}} F \left(\sqrt{|w|} \int_0^z \frac{dz'}{\sqrt{\Omega_c(1+z')^4 + \Omega_M(1+z')^3 + \Omega_k(1+z')^2 + \Omega_\Lambda(1+z')^{3(1+w)}}} \right)$$

mit $F(x) = \begin{cases} \sin(x) & \text{und } w = \Omega_k \\ x & \text{und } w = 1 \\ \sinh(x) & \text{und } w = \Omega_k \end{cases}$ wenn $\begin{cases} \Omega_k > 0 & \text{(sphärische Metrik)} \\ \Omega_k = 0 & \text{(euklidische Metrik)} \\ \Omega_k < 0 & \text{(hyperbolische Metrik)} \end{cases}$ (43)

Mit w wird die Zustandsgleichung der dunklen Energie als $p_\Lambda = w \rho_\Lambda$ parametrisiert; in der Konkordanzkosmologie ist $w = -1$. Der Parameter Ω_c (siehe [88], Seite 6 mit weiterem Verweis) erlaubt es, auch quasistatische Expansionsmodelle mit kontinuierlicher Materieentstehung mit dem üblichen Friedmann-Formalismus zu behandeln. Weiter muss noch gelten (siehe auch (21) und (22)):

$$\Omega_M + \Omega_k + \Omega_\Lambda + \Omega_c = 1 \quad \text{bzw.} \quad \Omega_k = 1 - \Omega_M - \Omega_\Lambda - \Omega_c \quad \text{mit} \quad \Omega_M = \Omega_{M_{\text{Baryonen}}} + \Omega_{M_{\text{DM}}}$$

Obwohl wir nun für D_W und damit auch für D_L ein numerisch lösbares Integral kennen, wäre es trotzdem angenehm, wenn man so wichtige Grössen auch analytisch berechnen könnte. Im Fall ohne kosmologische Konstante Λ ist dies mit den analytischen Mattig-Formeln von 1958 möglich (siehe z.B. Abschnitt 6.3.6, Punkt 4 in [24]), und neuerdings konnten die flachen Modelle mit von null verschiedener kosmologischer Konstante Λ , die die Standardkosmologie mit Inflation abdecken, immerhin auf das gut bekannte elliptische Integral 1. Art zurückgeführt werden [95]. Für ein völlig leeres und darum hyperbolisches Friedmann-All, das dem bekannten SRT-All von Milne entspricht, erhält man mit den Mattig-Formeln folgende einfache Gleichung für die metrische Entfernung:

$$D_{r_{\text{leer}}} = \frac{c}{H} \sinh(\ln(1+z)) \quad (44)$$

Damit und mit $D_L = (1+z) D_r$ erhält man für ein leeres Standardmodell genau die gleiche photometrische Helligkeitsentfernung D_L wie in der WPT ($D_r = D_{LL}$ kennen wir schon aus (35)):

$$D_L = \frac{c}{H} (1+z) \sinh(\ln(1+z))$$

Das ist darum eine interessante Information, weil man schon lange weiss, dass das Milne-Modell die Helligkeits-Rotverschiebungsbeziehung erstaunlich gut erklären kann; warum das so ist, kann man aber ohne Kenntnis der WPT nicht verstehen. Für die Winkelentfernung erhält man in der WPT aber nicht $D_W = \frac{c}{H} \frac{\sinh(\ln(1+z))}{1+z}$ wie in der ART-Standardkosmologie mit Expansion, denn – weil der WPT-Kosmos statisch ist und deshalb zeit- und z -unabhängig – gilt $D_W = D_{LL} = \frac{c}{H} \sinh(\ln(1+z))$, wenn D_{LL} die „wahre“ Lichtlaufzeitentfernung im WPT-Weltruhsystem ist. D_{LL} entspricht in der WPT gerade der Winkelentfernung D_W , da D_W durch die gravitative Rotverschiebung und Zeitdilatation – anders als D_L

– in statischen Allmodellen nicht „verfälscht“ wird. Für D_W und den von einem Standardmassstab d aufgespannten Winkel α bei der Rotverschiebung z erhält man in der WPT:

$$D_W \equiv \frac{d}{\alpha} = D_{LL} = \frac{c}{H} \sinh(\ln(1+z)) \quad \text{und damit} \quad \alpha = \frac{H}{c} \frac{d}{\sinh(\ln(1+z))} \quad (45)$$

Ausser in einer kleinen Umgebung von $z = 1$ kann man $\sinh(\ln(1+z))$ sehr gut durch z und $(1+z)/2$ annähern (die maximale Abweichung liegt bei $z = 1$ und beträgt 25%):

$$\sinh(\ln(1+z)) \approx \begin{cases} z & \text{für } \begin{cases} 0 \leq z \leq 1 \\ z \geq 1 \end{cases} \\ \frac{1+z}{2} & \end{cases} \quad (46)$$

Damit entspricht (45)a mit $D_W = r$ gerade etwa dem Hubble-Gesetz $cz = Hr$ für $r \leq 1$ und $c(1+z) = 2Hr$ für $r \geq 1$ mit konstantem H , wenn r die polare, absolute Weltkoordinate der WPT mit $r = 0$ beim Empfänger bzw. Beobachter bedeutet. Dieses r gibt in der WPT die „wahre“ Entfernung im euklidischen WPT-Raum an. D.h. aber auch, dass der scheinbare Winkel α , unter dem ein Standardmassstab erscheint, nach WPT etwa proportional mit z abnehmen sollte, wie dies viele Beobachtungen schon längst nahe legten, wobei für grosse z ($z \gg 1$) die Proportionalitätskonstante gerade doppelt so gross wie für kleine ($z \ll 1$) ist.

6.5.2 ART-Raumexpansion oder NK-Expansion des Weltsubstrats im Raum?

Während man die z -Abhängigkeit des Strahlungsflusses und damit auch der scheinbaren Helligkeit von Standardkerzen in ART-Expansionsmodellen beim Beobachter anschaulich sehr gut versteht, ist dies beim scheinbaren, theoretischen Winkel von Standardmassstäben nicht so, weil dieser bei Expansionsmodellen auch bei angenommenem euklidischem Raum bei genügend grossen z wieder zunimmt. Eine leicht nachvollziehbare physikalische Erklärung erhält man aber, wenn man daran denkt, dass man in der ART-Kosmologie mit dem expandierenden Raum einen Lichtäther eingeführt hat, der Lichtstrahlpulse einerseits einzeln radial dehnt, was zur kosmischen Rotverschiebung und Zeitdilatation führt und andererseits den Öffnungswinkel eines abgestrahlten Lichtkegels abstandunabhängig konstant lässt; der Öffnungswinkel wird durch die Grösse des Standardmassstabes zur Emissionszeit des Lichtkegels, dessen Spitze beim Beobachter liegt, und durch den Abstand des Standardmassstabes vom Beobachter bei der Emission definiert (36), was dazu führt, dass der scheinbare, gemessene Winkel eines Standardmassstabes bei „genügend“ grossen z mit z bzw. mit der Expansion seit Lichtemission wieder zunimmt, obwohl Standardmassstäbe nicht mitexpandieren. Damit verhält sich der kosmische ART-Raum ganz wie ein „klassischer“ Äther, der das Licht mitführt, auch wenn man es heute vorzieht, zu sagen, dass sich das Licht auf Nullgeodäten der kosmischen Raumzeit bewege. Die Eigenschaften dieses Äthers bzw. dieser Raumzeit werden durch die g_{ij} der ART-Metrik beschrieben. Insofern kann man noch nicht einmal sagen, dass es sich um einen unstofflichen Äther handle, da die g_{ij} über die ART-Feldgleichungen aus der Massen-Energieverteilung des Kosmos hergeleitet werden. Interessant ist auch noch folgender Aspekt: Mit einer hyperbolischen Raumgeometrie kann man bezüglich der beschriebenen „Verfälschung“ von scheinbaren Winkelgrössen den gleichen Effekt erzielen wie mit einem expandierenden Lichtäther bei euklidischer Geometrie. Und die beste Veranschaulichung einer solchen euklidischen ART-Kosmologie ist der bekannte, aufgehende Rosinenkuchen. Darin entspricht der Teig dem expandierenden Raum bzw. Äther, während die Rosinen wie die Galaxien ihre Grösse nicht ändern; für den Teig ist Newton und nicht die (S)RT zuständig, was aus dem Erfolge der NK folgt (Abb. 5), aber auch daraus, dass die Geschwindigkeiten von Teigteilchen bzw. Galaxien relativ zueinander nicht durch c begrenzt sind.

Dadurch, dass man in der halb klassischen NK Lichtbahnen wie in der ART sozusagen definitionsgemäss als Nullgeodäten berechnet, wird sie auch eine Lichtäthertheorie. Das passt aber nur bedingt zum physikalischen Ansatz der NK, weil man in der NK das Weltsubstrat ganz klassisch im Newtonraum expandieren lässt. Aus NK-Sicht gibt es drei sich aufdrängende Ansätze:

1. **Der Ätheransatz** besagt, dass das Weltsubstrat der kosmische Lichtäther ist. Es ist aber unverständlich, dass ein solcher Äther auch auf „kleinen“, noch nicht wirklich homogen/isotropen Skalen die radialen Beobachtungen richtig beschreiben kann. Dieses Problem hat die ART-Kosmologie in abgeschwächter Form auch; in abgeschwächter Form, weil Raum/Lichtäther und Weltsubstrat in der ART nur über die Feldgleichungen miteinander verbunden sind.

2. **Der Newton- oder SRT-Raum-Ansatz** besagt, dass sich das Licht im euklidischen Raum, in dem das Weltsubstrat expandiert, vom Weltsubstrat unbeeinflusst ausbreitet. Rotverschiebung und Zeitdehnung sind dann auf den longitudinalen Dopplereffekt und die kosmische Gravitation zurückzuführen, was quantitativ allerdings auf Probleme führt, die erst von der WPT gelöst werden konnten. Eine expansionsbedingte „Verfälschung“ von scheinbaren Winkelgrößen wie in Äthermodellen gibt es bei diesem Ansatz aber nicht, genau so wenig wie in anderen statischen Modellen.
3. **Der Mischansatz für einen Weltsubstratäther nur auf „grossen“ Skalen** besagt, dass sich das Weltsubstrat erst auf „genügend“ grossen, kosmischen Skalen wie ein Lichtäther verhält, etwa so wie sich z.B. fließendes Wasser für Licht wie ein (lokaler) Äther verhält, wenn man an den Fizeau-Versuch denkt. Ein analoger Effekt ist auch in unendlich ausgedehnten, statischen Modellen auf genügend grossen Skalen zu erwarten, weil es dann immer eine Distanz gibt, ab der man die Wechselwirkung elektromagnetischer Strahlung mit Materie, insbesondere mit freien Elektronen nicht mehr vernachlässigen darf; zu Lichtmitführungseffekten kann es in einem statischen All aber nicht kommen. D.h. der sich physikalisch besonders stark aufdrängende Mischansatz führt in der NK mit expandierendem Weltsubstrat, wenigstens ab genügend grossen Skalen, wie in der ART zu einer „Verfälschung“ der scheinbaren Winkelgrößen, was in statischen Modellen nicht geschieht.

6.5.3 Die Aufbereitung von Winkel-Messdaten in WPT- und Vergleichskosmologien

Der Vergleich mit den Beobachtungen von $\alpha(z)$ ist schwieriger als von $m(z)$ bzw. $S(z)$, weil es nach heutigem Kenntnisstand keine gleich guten Standardlängen wie Standardkerzen (Supernovae Ia) gibt; denn Auswahleffekte und vor allem (Welt-)Alters- und Entwicklungseffekte – mindestens aus Urknallmodellsicht – spielen eine grössere Rolle als bei Helligkeitsmessungen von Supernovae. Vor allem muss man aber in der Regel von Objekten, die als Standardmassstäbe (z.B. Radien von Galaxienscheiben) infrage kommen, als Größenindikator die absolute Helligkeit kennen, die aus der scheinbaren Helligkeit bestimmt wird; diese Rechnung hängt vom benützten kosmologischen Modell ab, weswegen man im Allgemeinen modellunabhängig keine Kenntnisse über die absolute Grösse von Standardmassstäben, in unserem Falle von Galaxien, hat. Auch ist der Rechengang, bis man einfach mit der Theorie zu vergleichende Messgrößen von Standardgalaxienscheibenradien erhält, recht komplex und damit natürlich auch fehleranfällig:

1. **Leistungsbestimmung einer Galaxie aus dem Strahlungsfluss S:** Man kann die absolute Leuchtkraft (Leistung) L bzw. die absolute Grösse M der Galaxie aufgrund der scheinbaren Grösse m bzw. des gemessenen Strahlungsflusses S und der gemessenen Rotverschiebung z aus dem Helligkeitsabstand $D_L(z)$ der Galaxie bestimmen (40):

$$L = 4\pi S D_L^2$$

Weil D_L ausser für sehr kleine Abstände nicht direkt gemessen werden kann, muss es aus z berechnet werden, und diese Rechnung ist modellabhängig. In der Standardkosmologie ist $D_L = (1+z)^2 D_W$ mit D_W aus (43), und nach WPT ist $D_L = (1+z) D_W = (1+z) D_{LL} = \frac{c}{H} (1+z) \sinh(\ln(1+z))$ (die Begründung dafür findet man im Textabsatz direkt vor (45)) und damit

$$L = 4\pi S (1+z)^{2\mu} D_W^2 \quad \text{mit } \mu = 1 \text{ (WPT) bzw. } \mu = 2 \text{ (Standardkosmologie)} \quad (47)$$

2. **Radiusbestimmung einer Galaxie aus ihrer Leuchtkraft L:** Wenigstens im statistischen Mittel darf man annehmen, dass Galaxien etwa gleicher Art und mit gleicher absoluter Leuchtkraft etwa gleich gross sein werden. In unserer näheren Umgebung bis etwa $z = 0,1$ lässt sich dies recht gut untersuchen, weil man da einerseits sehr viele Galaxien gut kennt und andererseits die aus z ermittelten Abstände auch noch nicht stark modellabhängig sind (Abb. 12); es gilt da nämlich $D_L \sim D_W \sim D_{LL}$, weswegen bei der Ermittlung der Galaxienscheibenradien R aus der scheinbaren Grösse m bzw. dem Strahlungsfluss S und z keine Extrapolationen in den Bereich starker Modellabhängigkeit von Winkel- und Leuchtkraftentfernung als Funktionen von z nötig sind. Darum kann man den mittleren Radius R einer Galaxienscheibe aus dem lokal bekannten Zusammenhang zwischen absoluter Helligkeit L bzw. absoluter Grösse M und Radius R (und weiteren Parametern) bestimmen [87], wenn man annimmt, dass dieser Zusammenhang unabhängig von z und universell gültig ist. In diesem Sinne kann man bei bekanntem Zusammenhang zwischen L und R eine Galaxienscheibe bei Kenntnis von L als Standardmassstab verwenden. Wir lehnen uns hier an das Vorgehen von Martín López-Corredoira in [88] an, beschränken uns aber auf die grundsätzlichen Aspekte und übergehen alle mehr praktisch/experimentellen Aspekte: Ausgangspunkt sind

die Gleichungen (14) und (15) in [87], die den lokalen Zusammenhang von R und M mittels einiger an Beobachtungsdaten angepasster, freier Parameter für frühe (Ellipsen) und späte Galaxien (Spiralen) beschreiben; Figur 6 in [87] zeigt diesen recht einfachen, aber rein heuristischen Zusammenhang. Damit kann man R aus M erhalten, wenn man noch n_S , den Sérsic-Profilparameter der Oberflächenhelligkeit (siehe z.B. [87], Seite 980) kennt bzw. wenn man weiss, ob es sich um eine frühe oder späte Galaxie handelt. López-Corredoira schreibt aber die Gleichungen (14) und (15) für die zwei verschiedenen R-M-Zusammenhänge bzw. Kurven aus obiger Figur 6 in [87] mittels (39) etwas um zur Doppelgleichung (4) in [88]:

$$R(L) = \begin{cases} A_0 L^{0.65} \\ B_0 L^{0.26} (1 + B_1 L)^{0.25} \end{cases} \quad \text{für } \begin{cases} n_S > 2.5 \text{ (Frühe Galaxien)} \\ n_S < 2.5 \text{ (Späte Galaxien)} \end{cases} \quad kpc \quad (48)$$

Damit erhält man R aus der Leuchtkraft L in Einheiten von $10^{10}L_\odot$ statt aus der absoluten Grösse M einer Galaxie, wenn man die Parameter A_0, B_0, B_1 und n_S kennt.

3. **Die Parameterbestimmung für die R-L-Gleichung (48) für verschiedene Modelle:** Für das Standardmodell mit $H_0 = 70$ km/s/Mpc, $\Omega_M = 0,3$ und $\Omega_\Lambda = 0,7$ in unserer lokalen Umgebung bei $z \sim 0,1$ konnten in [88] im Wesentlichen die Angaben und Resultate aus der Tabelle 1 (Zeile zu Figur 6) in [87] auf Seite 984 nach einer Umrechnung direkt übernommen werden: $A_0 = 1,91, B_0 = 2,63$ und $B_1 = 0,692$

Die A_0 -Umrechnung in andere Modelle für frühe Galaxien ist einfach, weil nach (48) im Mittel $A_0 = \frac{R}{L^{0.65}}$ sein muss, mindestens, wenn man darauf verzichtet die R-M bzw. R-L-Ausgleichsrechnung für jedes Modell getrennt durchzuführen und weiter den Exponenten $q = 0,65$ für alle Modelle fest hält. Für andere Modelle n (n = 0 steht für das Standardmodell) muss man dann das Verhältnis $V_n = \frac{A_{0n}}{A_{00}}$ für $z = 0,1$ bilden, woraus man den Parameter $A_{0n} = V_n A_{00}$ für das kosmologische Modell n erhält; Für A_{0n} gilt (mit $q = 0,65$):

$$A_{0n} = \frac{R_n}{L_n^q} = \frac{\alpha D_{Wn}}{4\pi S D_{Ln}^{2q}} = \frac{\alpha D_{Wn}}{4\pi S (z+1)^{\mu_n 2q} D_{Wn}^{2q}} \quad \text{mit } D_{Ln} = (z+1)^{\mu_n} D_{Wn} \quad (49)$$

Daraus erhält man für V_n (α und S (bzw. m) sind modellunabhängig erhaltene Messgrößen der betrachteten Galaxien, und D_{Wn} und μ_n findet man weiter unten in (54) und (55)):

$$V_n = \frac{A_{0n}}{A_{00}} = (1+z)^{(\mu_0 - \mu_n) 2q} \left(\frac{D_{W0}}{D_{Wn}} \right)^{2q-1} \quad (50)$$

Die entsprechenden Rechnungen für B_0 und B_1 , mit denen man den L-R-Zusammenhang für Spiralgalaxien beschreiben kann, sind zwar etwas komplizierter als die vorgeführte Berechnung von A_0 , tragen aber nichts Neues zum Verständnis bei, weswegen wir sie hier nicht vorführen; auch werden wir B_0 und B_1 im Folgenden nicht brauchen. Die Ergebnisse dieser Rechnungen für verschiedene statische und Expansionsmodelle sind aber in [88] auf Seite 10 tabellarisch zusammengefasst. Für die WPT erhält man $A_{05} = 2,12$.

4. **Die theoretische Winkel-Rotverschiebungsbeziehung $\alpha(z) \equiv \frac{R(L)}{D_W(z)}$** der WPT erhält man nun für beliebige z aus R und $D_W(z) = D_{LL}(z)$, wenn R ein möglichst weit hin sichtbarer Standardmassstab ist:

$$\alpha(z) = \frac{R}{D_{LL}} = \frac{H}{c} \frac{R}{\sinh(\ln(1+z))} \approx \begin{cases} \frac{H}{c} \frac{R}{z} \\ \frac{2H}{c} \frac{R}{1+z} \end{cases} = \begin{cases} \frac{R}{R_H} \frac{1}{z} \\ \frac{R}{R_H} \frac{2}{1+z} \end{cases} \quad \text{für } \begin{cases} 0 \leq z \leq 1 \\ z \geq 1 \end{cases} \quad (51)$$

Damit ist $\alpha(z)$ nach WPT in guter Näherung proportional zu $\frac{1}{z}$, wie das auch die Beobachtungen schon lange nahe legen. Galaxien sind wohl die besten und vor allem auch überall in grosser Zahl vorhandenen Standardmassstäbe. Ihre absolute Grösse R kann aber nur mittels (48) und $L \equiv 4\pi S D_L^2$ aus der scheinbaren Grösse m bzw. dem Strahlungsfluss S bestimmt werden, weshalb wir (51) etwas umschreiben und für frühe Galaxien mit $R = A_0 L^{0.65}$ auf verschiedene Modelle n verallgemeinern (statt 0,65 schreiben wir q):

$$\alpha(z)_n = \frac{R_n}{D_{Wn}} = \frac{A_{0n} L^q}{D_{Wn}} = \frac{A_{0n} (4\pi S D_{Ln}^2)^q}{D_{Wn}} = A_{0n} (4\pi S)^q (1+z)^{2\mu_n q} D_{Wn}^{2q-1} \quad (52)$$

Für alle hier untersuchten Allmodelle kann man nämlich $D_{L_n} = (1+z)^{\mu_n} D_{W_n}$ schreiben. Im Falle der WPT folgt daraus mit $\mu = 1$ und $n = 5$

$$\alpha(z)_5 = \frac{R_5}{D_{W_5}} = \frac{H}{c} \frac{A_{05} L^q}{\sinh(\ln(1+z))} = A_{05} (4\pi S)^q (1+z)^{2q} \left(\frac{c}{H} \sinh(\ln(1+z)) \right)^{2q-1} \quad (53)$$

Wir werden hier neben dem WPT-Modell 5 nur vier Modelle, die man schon in [88] findet, näher betrachten: das Konkordanzmodell mit $(\Omega_M, \Omega_\Lambda) = (0.3, 0.7)$, ein quasistatisches Modell mit kontinuierlicher Materieerzeugung mit $(\Omega_M, \Omega_\Lambda, \Omega_c) = (1.27, -0.09, -0.18)$, ein rein heuristisches Hubble-Modell und das „klassische“ Mhdlichtmodell; das Hubble-Modell erfüllt sozusagen per definitionem das lineare Hubble-Gesetz mit $cz = H_0 D_W$ für alle, also nicht nur für kleine D_W . Für alle diese Modelle geben wir nun D_W und D_L explizit an:

$$D_W(z) = \begin{cases} (43) \\ (43) \\ \frac{c}{H_0} z \\ \frac{c}{H_0} \ln(1+z) \\ \frac{c}{H_0} \sinh(\ln(1+z)) \end{cases} \quad \text{mit} \quad \begin{cases} (\Omega_M, \Omega_k, \Omega_\Lambda, \Omega_c) = (0.3, 0, 0.7, 0) & (\Lambda\text{CDM}) \\ (") = (1.27, 0, -0.09, -0.18) & (\text{Quasistatik}) \\ \text{keine } \Omega\text{-Parameter} & (\text{Hubble}) \\ \text{keine } \Omega\text{-Parameter} & (\text{Mhdlicht}) \\ \text{keine } \Omega\text{-Parameter} & (\text{WPT}) \end{cases} \quad (54)$$

D_L erhält man für alle obigen Modelle aus D_W :

$$D_L(z) = (1+z)^\mu D_W(z) \quad \text{mit} \quad \begin{cases} \mu = 2 & (\Lambda\text{CDM}) \\ \mu = 2 & (\text{Quasistatik}) \\ \mu = \frac{1}{2} & (\text{Hubble}) \\ \mu = \frac{1}{2} & (\text{Mhdlicht}) \\ \mu = 1 & (\text{WPT}) \end{cases} \quad (55)$$

Ausser im Falle der WPT ist H_0 ein freier Parameter, während man in der WPT $H \equiv H_0$ aus der mittleren Alldichte ρ , die nach WPT konstant ist, erhält: $H = \sqrt{\frac{8\pi}{3} G \rho}$. ρ ist zwar grundsätzlich nicht direkt messbar, es sollte aber etwa der mittleren Dichte auf grossen, schon etwa homogenen Skalen entsprechen, was es auch tut und schon immer auffiel.

Bei bekannter (Standard-)Galaxiengrösse R_{norm} erhält man mit den Gleichungen (54) und (55) für D_{W_n} und D_{L_n} die theoretische Winkel-Rotverschiebungsbeziehung aus

$$\alpha_n(z) = \frac{R_{\text{norm}_n}}{D_{W_n}} \quad \text{mit} \quad R_{\text{norm}_n} = A_{0_n} \quad (56)$$

Wir haben hier angenommen, dass der Zusammenhang zwischen absoluter Leuchtkraft L und geometrischer Grösse R einer Galaxie ganz universell dem lokal bei $z \sim 0, 1$ bestimmten Zusammenhang (48) entsprechen solle. Dann erhält man nämlich R_{norm_n} aus (48), wenn man für die Leuchtkraft L die Standardleuchtkraft von $10^{10} L_\odot$ einsetzt:

$$R_{\text{norm}_n} = A_{0_n} \quad (57)$$

5. Die gemessene Winkel-Rotverschiebungsbeziehung $\alpha(z)$:

Die aus (52) und (54) erhaltenen theoretischen Winkel- z -Beziehungen für verschiedene Modelle n sind nun mit möglichst direkten Messwerten zu vergleichen: Was auf den ersten Blick sehr einfach scheint (Winkel kann man einfach messen), ist es aber nicht, weil die Streuung der Winkelgrösse von Galaxien enorm gross ist und weswegen obige Beziehung (48) nur im Mittel gilt. Darum führte López-Corredoira einen äquivalenten Winkel α_* ein (siehe Seite 4 in [88]), der den direkt gemessenen Aufspannwinkel α einer Galaxie auf eine äquivalente, elliptische Galaxie mit der Normleuchtkraft $L_{\text{norm}} = 10^{10} L_\odot$ umrechnet. Die Umrechnung geschieht mit der Normierungsgleichung (2) für die schon in [88] (Figur 1) benutzten Messwerte von Galaxienwinkeln und liefert daraus die äquivalenten Winkel α_* :

$$\alpha_{*n}(z) = \alpha \frac{R_{\text{norm}_n}}{R_n(z)} = \alpha_{*0} \frac{R_{\text{norm}_n}}{R_{*n}(z)} \quad \text{mit} \quad R_0 \text{ aus (48) und } R_{*n} = \text{äquiv. Galaxiengrösse} \quad (58)$$

In Gleichung (58b) haben wir angenommen, dass man die äquivalenten Winkel α_{*0} für das ΛCDM -Modell bereits kennt, die wir der Figur 1 auf Seite 10 von [88], die auf [87] beruht, entnehmen können

(siehe auch Abb. 13). Weil α_* einer äquivalenten, frühen bzw. elliptischen Galaxie entspricht, ist der dem Modell n zugehörige, äquivalente Radius $R_{*n}(z)$

$$R_{*n} = A_{0n} L_{*n}^q = A_{0n} 4\pi S_{*0} D_{L_n}^{2q} = A_{0n} 4\pi S_{*0} (1+z)^{2q\mu_n} D_{W_n}^{2q} \quad (59)$$

Der zu α_{*0} gehörige äquivalente Strahlungsfluss $S_{*0}(z)$ folgt aus (57), (58)b und (59):

$$\frac{R_{\text{norm}_0}}{R_{*0}(z)} = \frac{1}{4\pi S_{*0}(z) D_{L_0}^{2q}} = 1 \quad \text{bzw.} \quad S_{*0}(z) = \frac{1}{4\pi D_{L_0}^{2q}}$$

Nun kann man die $\alpha_{*0}(z)$ mit (58), $\alpha_{*n} = \frac{\alpha_{*n}}{\alpha_{*0}} \alpha_{*0} = V_{\alpha_{*n}} \alpha_{*0}$ und (59) auf ein anderes Modell n umrechnen, wobei sich S_{*0} herauskürzt:

$$V_{\alpha_{*n}} = \frac{R_{\text{norm}_n}}{R_{*n}} \frac{R_{*0}}{R_{\text{norm}_0}} = \frac{A_{0n}}{A_{00}} \frac{A_{00}}{A_{0n}} \left(\frac{D_{L_0}}{D_{L_n}} \right)^{2q} = (1+z)^{2q(\mu_0 - \mu_n)} \left(\frac{D_{W_0}}{D_{W_n}} \right)^{2q} \quad (60)$$

Die mit (60) erhaltenen äquivalenten Galaxienwinkel $\alpha_{*n} = V_{\alpha_{*n}} \alpha_{*0}$ kann man nun mit den theoretischen Winkel- z -Beziehungen $\alpha_n(z) \equiv \frac{R_{\text{norm}_n}}{D_{W_n}}$ (56) für die verschiedenen Modelle vergleichen. Das ist anschaulicher und durchsichtiger, als wenn man eine Ausgleichsrechnung machen würde, die direkt von den Rohdaten ausgeht, auch wenn es weniger genau ist, was aber im Rahmen unseres Grobvergleichs verschiedener Modelle und angesichts der doch recht grossen Unsicherheiten bei der Bestimmung der Winkel- z -Beziehung aus Beobachtungen sicher unerheblich ist.

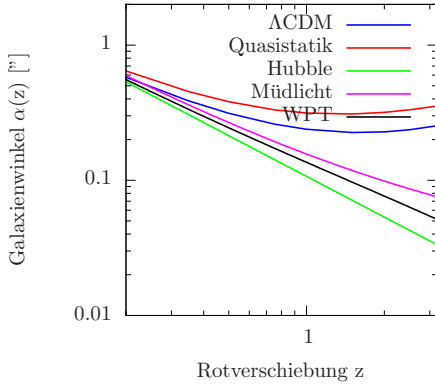
6.6 Galaxien und die WPT-Winkel-Rotverschiebungsbeziehung

Einen guten Überblick über die Winkelbeobachtungen von Galaxien mit vielen Referenzen gibt [88]. Beim Vergleich der WPT mit andern Theorien lehnen wir uns an diese Arbeit an. Wir vergleichen die WPT mit vier anderen Kosmologien, die schon in [88] behandelt wurden:

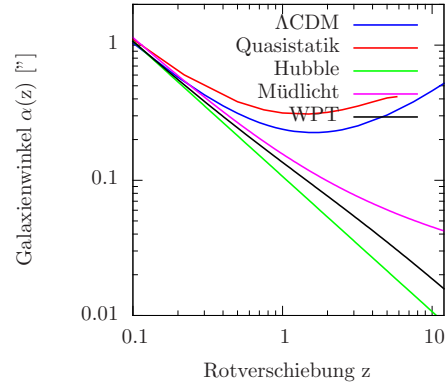
1. **Λ CDM-Modell** mit $(\Omega_M, \Omega_\Lambda) = (0.3, 0.7)$. Es handelt sich um ein euklidisches Inflationsmodell.
2. **Quasistatisches Modell** mit $(\Omega_M, \Omega_\Lambda, \Omega_c) = (1.27, -0.09, -0.18)$. Es handelt sich um ein euklidisches Expansionsmodell mit permanenter Materieerzeugung, die durch Ω_c (siehe [88], Seite 6) beschrieben wird.
3. **Statisches Hubble-Modell**, das das Wirtz-Hubble-Gesetz per definitionem für die Winkeldistanz $D_W = r$ mit $cz = H_0 r$ exakt erfüllt. Es drängt sich rein heuristisch auf, weil es schon lange starke Hinweise gibt, dass der von einem Standardmassstab aufgespannte, scheinbare Winkel als Funktion von z etwa wie $1/z$ abnimmt.
4. **„Klassisches“ Mūdlicht-Modell**, das von einem früher nicht befriedigend erkläraren Energieverlust des Lichtes über kosmische Distanzen $\frac{dE}{dr} = -\frac{H_0}{c} E$ ohne zugehörige Zeitdehnung ausgeht; es stammt meines Wissens von Nernst [72, 73].
5. **Das WPT-Modell** ist das erste Mūdlichtmodell mit physikalisch gut begründeter, gravitativer Rotverschiebung $\frac{dE}{E} = -\frac{H}{c} dr$ (27) **und** Zeitdehnung $\frac{d\tau_E}{d\tau_S} = \frac{v_S}{v_E} = \frac{E_S}{E_E} = 1 + z$ (29).

Die theoretischen Winkel- z -Beziehungen erhält man aus $\alpha_n(z) \equiv \frac{R_{\text{norm}_n}(z)}{D_{W_n}(z)} = \frac{A_{0n}(z)}{D_{W_n}(z)}$ (siehe (56)); D_{W_n} findet man für alle hier betrachteten Modelle in (54). Die folgenden beiden Figuren zeigen die theoretischen $\alpha_n(z)$ einerseits für den z -Bereich $0,2 \leq z \leq 3,2$, aus dem die aus [88] übernommenen, aufbereiteten Beobachtungsdaten stammen, und andererseits für den Bereich $0,1 \leq z \leq 12$, der bis zu den fernsten, heute (mit viel Glück) gerade noch erfassbaren Galaxien reicht [91]. Abb. 12 zeigt auch, dass die Modellunterschiede für $z \sim 0,1$ schon recht klein sind. Sofort fallen hier auch zwei sehr unterschiedliche Kurvenscharen auf, nämlich die Kurven für die Expansionsmodelle, bei denen die scheinbaren Winkel nach einem Minimum wegen der oben besprochenen Mitführung des Lichtes durch den expandierenden „ART-Äther“ wieder zunehmen und die Kurven für die statischen Modelle, die kein solches Verhalten zeigen, zu denen auch das WPT-Modell gehört. Das quasistatische Modell ist ein Sonderfall, weil Rotverschiebungen nur bis etwa $z = 6$ möglich sind; deswegen und nicht nur deswegen scheidet es als ernst zu nehmendes Allmodell aus, ähnlich wie die hier vorgestellten statischen Modelle mit Ausnahme der WPT nicht ernst genommen werden können, weil sie den Zeitlupeneffekt bei Supernovaexplosionen nicht erklären können und weil ihnen eine physikalisch nachvollziehbare Begründung fehlt.

Theor. Winkel-Rotverschiebungsbeziehungen

Abbildung 11: Winkel-z-Beziehungen für $z \leq 3.2$

Theor. Winkel-Rotverschiebungsbeziehungen

Abbildung 12: Winkel-z-Beziehungen für $z \leq 12$

Der Vergleich mit den Beobachtungsdaten ist nicht ganz einfach und vor allem nicht modellunabhängig, wie wir oben sahen, weswegen man die obigen Kurven nicht direkt mit den Messdaten vergleichen kann. In den zwei folgenden Bildern tragen wir darum die für die einzelnen Modelle aufbereiteten äquivalenten Messwinkel auf, die einer elliptischen Normgalaxie mit 10^{10} Sonnenleuchtkräften entsprechen; die äquivalenten $\alpha_*(z)$ für das Λ CDM-Modell (Abb. 13) haben wir Figur 1 auf Seite 10 in [88] entnommen², die auf Daten aus [87] beruhen, und die entsprechenden Werte für die andern Modelle folgen daraus mit dem Umrechnungsfaktor $V_{\alpha_* n}$ aus (60). Wir werden noch sehen, dass bei den angegebenen Fehlerbalken keines der Modelle die Messdaten statistisch befriedigend erklären kann, was aber mindestens teilweise daran liegt, dass die angegebenen Standardabweichungen die Messgenauigkeit überschätzen.

Messwinkel von Normgalaxien

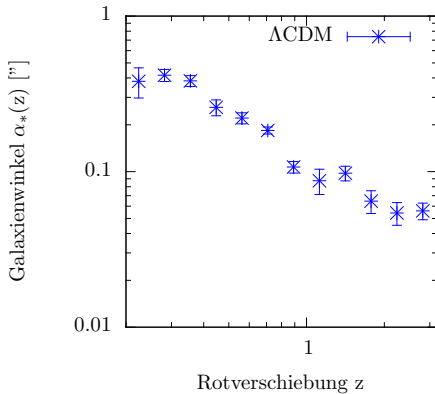


Abbildung 13: Äquivalente Winkel aus Fig. 1 in [88]

Modellangepasste Messpunkte

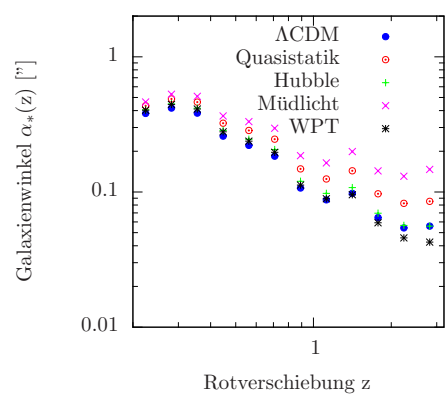


Abbildung 14: Modellangepasste, äquivalente Winkel

Abb. 14 kann man nun sofort entnehmen, dass die Modellabhängigkeit der aufbereiteten äquivalenten Galaxienwinkel vor allem bei etwas grösseren z wesentlich ist und nicht vernachlässigt werden darf. In den nächsten vier Bildern auf der nächsten Seite stellen wir darum alle Theoriekurven (mit Ausnahme des quasistatischen Modells) einzeln „ihren“ Beobachtungsdaten gegenüber.

Die Diskussion der Modell-Messvergleichsbilder auf der nächsten Seite ergibt sofort, dass nur das Λ CDM-Modell – stellvertretend für alle Expansionsmodelle – die Beobachtungen offensichtlich nicht erklären kann. Das WPT-Modell schneidet am besten ab, was in Abb. 19 quantifiziert wird. Wenn man allerdings bedenkt, dass die statischen Modelle mit Ausnahme der WPT mehr heuristische Ausgleichsansätze als Theorien sind, wird man die Theoriekurven dieser Ansätze in doppelt logarithmischer Darstellung gegen die Messpunkte vertikal leicht verschieben dürfen, um die Übereinstimmung zwischen Modellen und Messungen zu verbessern und um zu sehen, wie viel das brächte. Das Λ CDM-Modell könnte man auch so nicht retten, ganz abgesehen davon, dass so grosse Verschiebungen sicher unzulässig sind.

²Die genauen Zahlenwerte aus [88] hat mir freundlicherweise Martín López-Corredoira mitgeteilt; kleinen Differenzen zwischen meinen und wenigen seiner Resultate (siehe z.B. mein Bild 17 und das ihm entsprechende 6. Bild aus Fig. 2 in [88]) ging ich nicht weiter nach, da es mir hier nicht um Feinheiten, sondern um die Grundlagen geht.

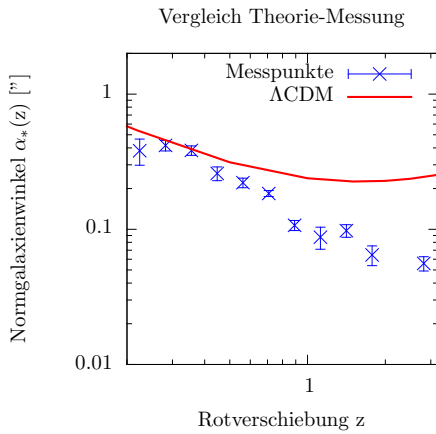


Abbildung 15: Λ CDM-Modell-Messvergleich

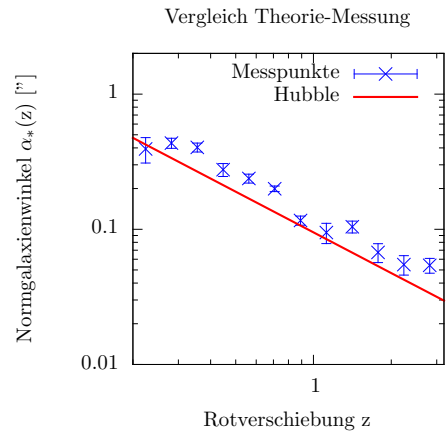


Abbildung 16: Hubble-Modell-Messvergleich

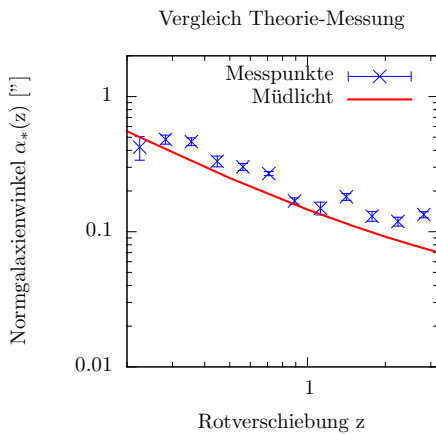


Abbildung 17: Muedlicht-Modell-Messvergleich

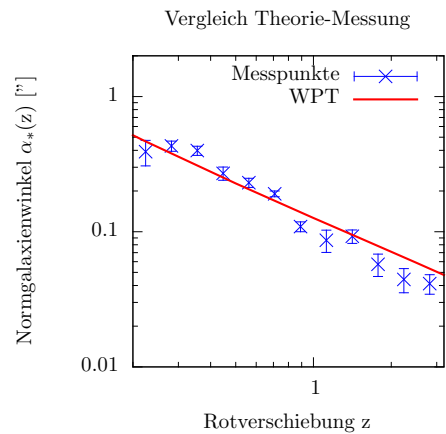


Abbildung 18: WPT-Modell-Messvergleich

Die nächsten zwei Bilder zeigen die Rohresiduen und für die statischen Modelle auch die nachoptimierten Residuen samt zugehörigem χ^2 bei 12 bzw. 11 Freiheitsgraden in Einheiten der jeweiligen Standardabweichungen der Messpunkte:

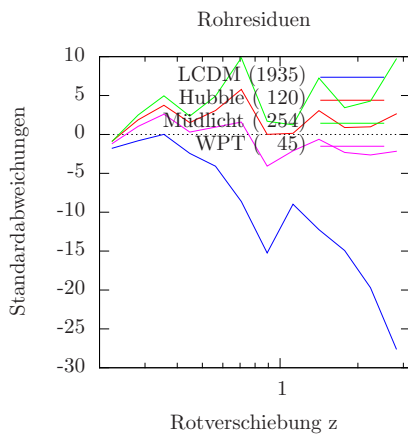


Abbildung 19: Rohresiduen mit χ^2 in Klammern und 12 Freiheitsgraden

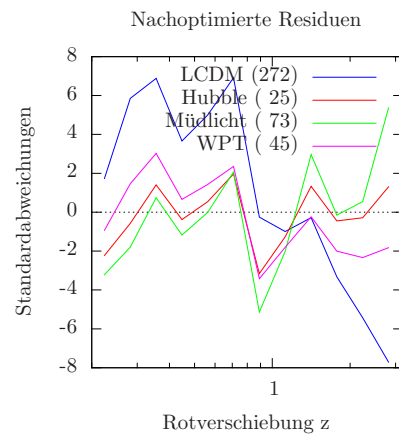


Abbildung 20: Nachoptimierte Residuen mit χ^2 in Klammern und 11 Freiheitsgraden

Unter den statischen Modellen schneidet nach einer solchen „Nachoptimierung“ das Hubble-Modell am besten und das Muedlichtmodell am schlechtesten ab. Aber das WPT-Modell ist das einzige statische Modell, das man ernst nehmen kann, weil nur dieses Modell den beobachteten Zeitlupeneffekt bei Supernovaexplosionen erklären kann und nur dieses Modell auf im Wesentlichen bewährter Physik beruht, einen Vorzug den es auch gegenüber der Standardkosmologie mit Inflation, DE und DM hat. Ändert man

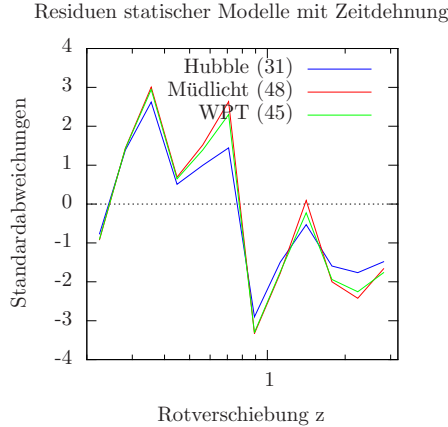


Abbildung 21: Residuen statischer Modelle mit teilweise formal ergänzter Zeitdehnung. In Klammern χ^2 mit 11 Freiheitsgraden.

nen Hinweis in diese Richtung gibt auch das Hauptresultat der Arbeit [91], die im Rahmen der Standardkosmologie vor allem f黵 $z > 4$ auf eine etwas grosere Steigung als -1 , nämlich auf etwa $-1,3$, f黵 die Grossenabnahme von Galaxien mit z schliesst; der Abstand zu -1 beträgt etwa zwei Standardabweichungen, was aber nicht sehr viel ist. Wenn man noch bedenkt, dass Galaxien alles andere als ideale Standardmassstäbe sind, m黶sen wir darum aufpassen, dass wir die vorgestellten Vergleiche zwischen Messungen und Theorien/Modellen nicht 黚erinterpretieren. Davor warnen auch die besten, mit Nachoptimierung erhaltenen χ^2 -Werte und die zugehörigen Residuen gemessen in Standardabweichungen, wie man in Abb. 20 sehen kann. Dies belegt, dass die hier von mir benutzten Standardabweichungen aus Figur 1 von [88] den tatsächlichen Fehler der Messdaten stark unterschätzen, was auch der Autor von [88] annimmt, indem er darauf hinweist, dass es sich dabei nur um die statistischen Fehler handle. Dessen ungeachtet bleibt das Faktum, dass die Vergleiche f黵 alle hier vorgestellten statischen Modelle recht gut aussehen, während sie f黵 alle metrischen Expansionsmodelle (Λ CDM ist der prominenteste, aber auch ein typischer Vertreter dieser Modelle) geradezu vernichtend ausfallen, auch wenn man von einem eventuellen, nicht wirklich quantifizierbaren Grossenwachstum der Galaxien mit zunehmendem Alter ausgeht. Es ist wenig 黚erzeugend, wenn man den gemessenen Kurvenverlauf einfach mit einem dazu passenden, etwa linearen Galaxienwachstum erklärt, auch wenn gewisse solche Modelle mindestens bisher nicht ausgeschlossen werden können (f黵 einen 黚erblick siehe z.B. [89, 90]). Generell scheint es zudem immer mehr Hinweise zu geben, dass die bisher als recht gut gesichert angesehene Galaxienentwicklung aufgrund der unterschiedlichen Morphologie von nahen und fernen Galaxien zu wanken beginnt, seit man auch f黵 recht hohe z vermutlich alte, elliptische Galaxien gefunden hat [92, 93] und seit es im frühem All keine Hinweise auf 黚erstarke Sternbildungsausbruche mehr gibt [94]. Andererseits kann aber auch die WPT aus zwei sehr grundsätzlichen Gründen eine z -abhängige Galaxienentwicklung und damit auch Galaxiengrösse bisher nicht ausschliessen:

1. In einem zeitlich und räumlich unendlichen All kann man nicht a priori sagen, ab etwa welcher Entfernung die lokalen Inhomogenitäten ausgemittelt sein m黶sen. Immerhin gibt die grosse Isotropie der HS daf黵 einen starken Hinweis: Spätestens ab einem z von etwa 1000 scheinen lokale Anisotropien praktisch keine Rolle mehr zu spielen.
2. Solange der von der WPT verlangte Massen/Elemente-Kreislauf nicht sicher gefunden ist, können z -abhängige Alterungs- und Wachstumseffekte auf einen solchen sehr grossräumigen Kreislauf hindeuten.

Recht deutlich und erstaunlich modellunabhängig scheinen die hier vorgestellten Messungen aber zu belegen, dass die gemessenen, äquivalenten Winkel etwa proportional mit z abnehmen, genau wie dies in einer euklidischen Welt ohne expandierenden Lichtäther bzw. Raum aus rein geometrischen Gründen und damit auch nach WPT etwa der Fall sein sollte, ohne dass aber ein Galaxienwachstum mit etwa $1/(1+z)$, das die geometrische z -Abnahme von Galaxienwinkeln verstärken w黵de, heute ausgeschlossen werden könnte. Allerdings darf man nicht verschweigen, dass es Arbeiten/Beobachtungen speziell von ultrakompakten Radioquellen gibt (§ 5.2 in [88] geht etwas näher darauf ein), die diese beobachtungsgest黷zte $1/z$ -Abhängigkeit in Zweifel ziehen oder gar bestreiten. Darum muss man bei Schlussfolgerungen vorsichtig sein:

rein heuristisch das Hubble- und M黶dlichtmodell so ab, dass sie auch den beobachteten Zeitlupeneffekt „erklären“ können, indem man $D_L = \sqrt{(1+z)} D_W$ durch $D_L = (1+z) D_W$ ersetzt, dann passt etwas 黚erraschenderweise nicht nur das M黶dlicht-, sondern auch das Hubblemodell ähnlich gut zu den modellangepassten Messdaten wie das WPT-Modell in Abb. 18 mit recht ähnlichen Residuen, wie man Abb. 21 entnehmen kann. Die Theorie-Messvergleichsbilder scheinen aber eine kleine Differenz in den Steigungen der Theorie- und Messpunktekurven zu zeigen, weswegen man nicht ausschliessen kann, dass dies ein kleiner Fingerzeig sein könnte, dass wir noch nicht alles voll verstanden und noch nicht alle wesentlichen Effekte richtig berucksichtigt haben. E-

Kurz: Die WPT hat auf Anhieb trotz aller Unsicherheiten bei Interpretation und Zuverlässigkeit der gemessenen Winkel-Rotverschiebungsbeziehung viel weniger Probleme mit den Beobachtungsdaten als die Standardkosmologie, die nicht ohne sehr starke (Welt-)Alterungs- bzw. Wachstumseffekte auskommt. Dabei scheint sich die heuristisch schon lange vermutete ungefähre $1/z$ -Abhängigkeit der gemessenen, äquivalenten Winkel von (rechnerischen) Standardgalaxien zu bestätigen, wie dies nach WPT – ganz anders als in der Standardkosmologie – so sein muss. Und das der WPT bei Helligkeits- z -Messvergleichen noch äquivalente Milne-Modell versagt – als metrisches Expansionsmodell interpretiert – beim Winkeltest auch! Schliesslich stützt auch noch das WPT-Horizontkonzept im Sinne von Kepler-Chéseaux-Olbers 6.7 die Richtigkeit der „wahren“, theoretischen WPT-Entfernungs- z -Beziehung (35), die in der WPT der Winkeldistanz- z -Beziehung entspricht, indem es zu einer erstaunlich realistischen Grössenordnungsabschätzung für die mittlere Galaxiengrösse (62) führt, die eine gleichmässige Vollardeckung des WPT-Horizontes ermöglicht.

6.7 Die Hintergrundstrahlung: gestreutes Sternenlicht vom Horizont

Der WPT-Horizont wird – in enger Analogie zur Standardkosmologie – als letzte bzw. fernste Streufläche definiert: In einem statischen und unendlichen All gibt es nämlich eine Distanz, ab der sich alle – durch Streuungen stark vergrösserten bzw. verschmierten – Sternscheiben (und Galaxien) zu überdecken beginnen, so dass es unmöglich ist hinter diesen Horizont zu blicken; die Notwendigkeit der Existenz eines solchen Horizontes in einem unendlichen, homogenen All erkannte erstmals Kepler in der *Dissertatio cum Nuncio Sidereo* 1610, nachdem es Galilei gelungen war die Milchstrasse in Sterne aufzulösen. Die Distanz zu diesem Horizont lässt sich schon rein geometrisch grob abschätzen. Weil Sterne fast nur in Galaxien vorkommen, erhält man eine einfache Schätzung, wenn man annimmt, dass man nicht hinter „genügend“ ferne Galaxien, deren Sterne durch Streuungen schon „genügend“ vergrössert und verschmiert sind, sehen kann. Dann braucht man nur noch die Distanz zu berechnen, ab etwa der sich die Galaxien zu überlappen beginnen; für diese Grobabschätzung tun wir so, als ob die Galaxien gleichmässig verteilt wären und keine Haufen und Filamente bildeten. Wenn ρ_{Gal} die räumliche Galaxiendichte, R_{Gal} ein mittlerer Galaxienradius (für eine Grobabschätzung darf man mit kugelförmigen Galaxien rechnen) und R_{Hor} die Horizontentfernung sei, erhält man genähert für die von den Galaxien in einer dünnen Kugelschale eingenommene Fläche dF_{Gal} , wenn man Überlappungseffekte vernachlässigt:

$$dF_{\text{Gal}} = \text{Anzahl Galaxien mal die Projektionsfläche einer Galaxie} = 4\pi r^2 \rho_{\text{Gal}} dr \pi R_{\text{Gal}}^2$$

Für die gesamte von allen „genügend verschmierten“ Galaxien eingenommene Fläche F_{Gal} am Himmelsfirmament erhält man, wenn man die Dicke der Horizontschale d_{Hor} nennt:

$$F_{\text{Gal}} = \int_{R_{\text{Hor}} - \frac{d_{\text{Hor}}}{2}}^{R_{\text{Hor}} + \frac{d_{\text{Hor}}}{2}} dF_{\text{Gal}}(r) dr = \frac{4\pi}{3} d_{\text{Hor}}^3 \rho_{\text{Gal}} \pi R_{\text{Gal}}^2 \stackrel{d_{\text{Hor}} \equiv \alpha R_{\text{Hor}}}{=} \frac{4\pi}{3} \alpha^3 R_{\text{Hor}}^3 \rho_{\text{Gal}} \pi R_{\text{Gal}}^2$$

Mit $F_{\text{Gal}} \sim 4\pi R_{\text{Hor}}^2$ erhält man nun eine Grobabschätzung für R_{Hor} , wenn man noch beachtet, dass (für $z \gg 1$) $R_{\text{Hor}} \stackrel{(35)}{=} \frac{c}{H} \sinh(\ln(1+z_{\text{Hor}})) \stackrel{(46)}{=} \frac{z_{\text{Hor}}}{2} \frac{c}{H}$ die „wahre“ WPT-Horizontdistanz ist:

$$R_{\text{Hor}} \sim \frac{1}{\alpha^3 \rho_{\text{Gal}} R_{\text{Gal}}^2} = \frac{H/c}{\alpha^3 \rho_{\text{Gal}} R_{\text{Gal}}^2} \frac{c}{H} = \frac{z_{\text{Hor}}}{2} \frac{c}{H} \quad \text{mit } z_{\text{Hor}} \stackrel{z_{\text{Hor}} \gg 1}{=} \frac{T_{\text{Gal}}}{T_{\text{HS}}} \sim 2 \frac{H/c}{\alpha^3 \rho_{\text{Gal}} R_{\text{Gal}}^2} \quad (61)$$

$z_{\text{Hor}} = \frac{\nu_S}{\nu_E} - 1$ (siehe z.B. (27)) erhält man aus dem Temperaturverhältnis der mittleren Galaxien- bzw. Sternoberflächentemperatur T_{Gal} und der HS-Temperatur T_{HS} mittels des Wienschen Verschiebungsgesetzes. Da die mittlere Sternoberflächentemperatur in einer Galaxie um einiges kleiner als die Sonnenoberflächentemperatur sein dürfte, ist $z_{\text{Hor}} \sim 1000$ wie in der Standardkosmologie wohl ein brauchbarer Schätzwert. Setzt man noch $\alpha \sim 1$, was einer Horizontschalendicke entspricht, die gerade so gross ist wie der Horizontabstand vom Beobachter, erhält man mit $z_{\text{Hor}} \sim 1000$ (also $R_{\text{Hor}} \sim 500 R_H \approx 2 \text{ Tpc}$), $\rho_{\text{Gal}} \sim \frac{1}{100} \frac{1}{\text{Mpc}^3}$, $H \sim 70 \text{ (km/s)/Mpc}$ und $c \sim 300000 \text{ km/s}$ gerade etwa den mittleren Radius einer idealisierten „Kugelgalaxie“, der nötig ist, um den Horizont ganz mit Galaxien abdecken zu können:

$$R_{\text{Gal}} \sim \sqrt{\frac{2H}{\alpha^3 z_{\text{Hor}} c \rho_{\text{Gal}}}} \sim 7 \text{ kpc} \quad \text{mit Aufspannwinkel } \alpha_{\text{Gal}} = \frac{2R_{\text{Gal}}}{R_{\text{Hor}}} \sim \frac{R_{\text{Gal}}}{250 R_H} \approx 1,4 \cdot 10^{-4} \quad (62)$$

Das ist im Rahmen einer derart groben Abschätzung ein erstaunlich guter Schätzwert für die mittlere Grösse einer Galaxie und damit natürlich ein starker physikalischer Hinweis auf die Richtigkeit des

WPT-Horizontkonzeptes zur Erklärung der HS. Ganz im Sinne des Kepler-Olbers-Chéseaux-Paradoxons muss danach der ganze Himmel bzw. Horizont stern- bzw. galaxienhell leuchten. Allerdings ist diese omniprésente Strahlung wegen der kosmischen Rotverschiebung $z_{\text{Hor}} \sim 1000$ in den Mikrowellenbereich verschoben, wo man sie als Hintergrundstrahlung tatsächlich schon vor Jahrzehnten gefunden hat.

Man merke sich: In der Konkordanzkosmologie und in WPT-Scheinsystemen beträgt die Entfernung von uns zur letzten Streufläche bzw. zum WPT-Horizont etwa 13,5 Milliarden Lichtjahre, im WPT-Absolutsystem aber etwa 7 Billionen (mehr zu den WPT-Systemen findet man im Anhang E von [1]); eine typische Galaxie erschiene am Horizont – wenn man sie denn noch einzeln sehen könnte – gerade noch etwa 100 Mikrobogensekunden gross.

Man beachte: Die Sternscheibenverschmierung und Vergrösserung durch Streuung ist wesentlich, denn sonst wäre einerseits der Horizont weiter entfernt als beobachtet, weil man mindestens teilweise auch durch ferne Galaxien hindurchsehen könnte, und andererseits käme es dann zu keiner „Nachthermalisierung“ des Sternenlichtes auf dem Wege zu uns. Mindestens in den allgemein bekannten Argumenten gegen Lichtermüdungstheorien [104, 105] werden diese Streueffekte auf die kosmische Lichtausbreitung immer unterschlagen, was nur im „jungen“ All der Standardkosmologie zulässig ist, wo es nur in der Frühzeit, vor der Entkoppelung wegen der (damals) enormen Dichte freier Elektronen zu einer (vollständigen) Thermalisierung schon auf kleinen Distanzen kam [84]. Im WPT-All braucht man aber wegen der sehr kleinen Dichte freier Elektronen im beobachtbaren All äusserst grosse Distanzen, was in einem aktual unendlichen und statischen Universum kein Problem ist. Dank dieser kleinen Dichte ist die freie Weglänge von Photonen so gross, dass die lokalen Dichteschwankungen der freien Elektronen sehr gut ausgemittelt werden, was – vorerst erst qualitativ – die sehr hohe Isotropie der Hintergrundstrahlung erklärt. Primäre Ursache der beobachteten Anisotropien der HS bleiben aber „grosslokale“ Strukturen (Galaxienhaufen, Leerräume und noch grössere Gebilde), wobei auch die schon bekannten „Vordergrundeffekte“, wie z.B. der Sunjajew-Seldowitsch-Effekt, zu beachten sind. Weil die HS-Anisotropien immer als Beleg für die Urknallkosmologie aufgeführt werden, müssen wir etwas näher darauf eingehen:

6.7.1 Isotropie und Anisotropien der HS

Die HS-Anisotropien der Λ CDM-Kosmologie gelten als besonders aussage- und beweiskräftig, indem ihr Spektrum auf eine Momentaufnahme kosmischer Dichteoszillationen zum Zeitpunkt der Entkoppelung von Strahlung und Materie zurückgeführt wird. Weil das gemessene Spektrum von der Expansion/Zustandentwicklung des Kosmos seit der Entkoppelung, ja teilweise schon seit der Inflation und damit von den Konkordanzparametern abhängt, soll man diese aus den HS-Messdaten mit hoher Präzision bestimmen können; von daher (und den Supernovamessdaten) stammt wohl auch der Begriff der Präzisionskosmologie. Die Wahrheit ist eine andere:

1. **Das Kausalitätsproblem der HS:** In der Friedmannkosmologie – ganz im Gegensatz zu einer statischen Kosmologie – kann man die hohe Isotropie der HS ohne eine geradezu verzweifelte Notannahme, die Inflation, nicht verstehen, da ohne Inflation „genügend“ weit – $\gtrsim 1^\circ$ – von einander entfernte Bereiche der letzten Streufläche zum Zeitpunkt der HS-Emission kausal nicht miteinander verknüpft waren.
2. **Das Kleinheitsproblem der HS-Temperaturschwankungen:** Weil die relativen HS-Temperaturschwankungen $\frac{\delta T}{T}$ etwa den relativen Dichteschwankungen $\frac{\delta \rho}{\rho}$ zum Zeitpunkt der Entkoppelung entsprechen sollten (siehe z.B. Teil VI.B.2., Seite 22 in [26] oder Abschnitt 3.4.5, Seite 76 (Adiabatische Effekte) in [27]) und diese der Ausgangspunkt für die durch die Raumexpansion vergrösserten Schwankungen im heutigen All, erwartet man ein $\frac{\delta T}{T}$ von etwa 10^{-3} , da sich der Weltraum seit der Entkoppelung um etwa einen Faktor 1000 ausgedehnt hat. Weil die beobachteten Fluktuationen aber etwa 100 mal kleiner sind, schliessen sie die sichtbaren Verdichtungen zur Entkoppelungszeit als Keime der sichtbaren, grossen Strukturen im Kosmos aus. Mit der Ad-hoc-Annahme, dass es dann halt dunkle, unsichtbare Materie (DM) geben müsse, die nicht elektromagnetisch wechselwirke und darum auch schon viel früher verklumpen bzw. Dichteschwankungen bilden könne als normale, baryonische Materie und deren Dichteschwankungen darum zur Zeit der Entkoppelung bereits die erwartete relative Grösse von etwa 10^{-3} hätten, hat man das Dilemma zwar nicht gelöst (niemand weiss, was DM ist), aber weggeredet (siehe z.B. Abschnitt 7.2 in [25], speziell letzter Unterabschnitt).

Für die WPT ist die Kleinheit von $\frac{\delta T}{T}$ bzw. $\frac{\delta \rho}{\rho}$ mindestens grundsätzlich kein Problem, obwohl die Temperatur/Dichtefluktuationen der HS auch nach WPT mit den heute im All sichtbaren Strukturen verknüpft sind, wobei allerdings Ursache und Wirkung gegenüber den Expansionsmodellen vertauscht sind. Eine „genügend“ grosse freie Weglänge der HS-Photonen im Weltall sollte die vorhandenen Strukturdichteschwankungen nämlich ausglätten, aber nicht vergrössern können, da Beobachtungen „kosmisch kleine“ Weglängen längst ausgeschlossen haben; die Quanti- und Verifizierung der „WPT-Glättung“ ist aber noch pendent.

Bevor man das grundsätzliche HS-Kausalitätsproblem und das spezifische Kleinheitsproblem der HS-Temperaturschwankungen nicht besser verstanden hat, ist es vermessen sich mit den winzigen Anisotropien ernsthaft zu befassen. Trotzdem schauen wir uns die weiteren HS-(Anisotropie-)Probleme der Standardkosmologie auch noch an und vor allem die wichtigsten Gründe, warum man die mehr oder weniger zuverlässig beobachteten minimalen Anisotropien mit wenigen Parametern hinreichend gut beschreiben kann:

3. **Das Problem lokaler Mikrowellenstrahlung:** Es ist weitgehend unklar, ob es möglich ist, lokale Strahlungen von der kosmischen HS auf die gewünschte hohe Genauigkeit zu trennen, ohne schon hineinzustecken, was man eigentlich untergrundfrei messen sollte (siehe z.B. [68]).
4. **Das Problem des Ausgangs- oder Urspektrums der HS:** Durch geeignete Wahl dieses Leistungsspektrums zum Zeitpunkt der Entkoppelung kann man Übereinstimmung mit praktisch beliebigen Parametersätzen wohl nicht der ursprünglichen Friedmannkosmologie, aber der mit DM erweiterten, modernen Standardkosmologie erreichen, wie man z.B. in [69] nachlesen kann.
5. **Die Informationsarmut des HS-Urspektrums:** Es hat sich gezeigt, dass die Messdaten schon mit einem ganz einfachen HS-Urleistungsspektrum hinreichend genau beschrieben werden können:
 - Die Zufallsschwankungen von Dichte und Temperatur der „Ursuppe“ nach der Inflation bzw. beim Beginn der Materiedominanz (das ist bei dominierender DM vor der Rekombinationszeit) darf man als gaussverteilt annehmen, weswegen man sie durch ein Leistungsspektrum $P_{Ur}(k)$ beschreiben kann, wobei k die Kreiswellenzahl $k = \frac{\omega}{c} = \frac{2\pi}{L}$ mit der Kreisfrequenz ω und der Wellenlänge L meint (siehe z.B. Abschnitt 7.3 in [25], speziell Abschnitt 7.3.2 und für den sphärischen Fall Abschnitt 8.6.2). Wenn P_{Ur} eine beliebige Funktion von k sein darf, ist das allerdings immer noch keine besonders einfache Beschreibung des HS-Urspektrums. Man hat aber gemerkt, dass man schon mit einem einfachen Potenzansatz für P durchkommt (Abschnitt 7.4.1 in [25]):
 - $P_{Ur}(k)$ kann durch zwei freie Parameter beschrieben werden: Mit der Amplitude A_s einer skalaren (akustischen) Schwingung und dem spektralen Index n_s kann man $P_{Ur}(k) = A_s k^{n_s}$ schreiben. Schon der Einfachstansatz $n_s = 1$ erwies sich als gute Annahme; Überlegungen, wonach dieses Spektrum nicht skalenabhängig sein sollte, hatten Harrison und Seldowitsch zu dieser Annahme geführt.

Eine entsprechende Annahme scheint auch in einem statischen Modell eines bis auf Fluktuationen homogen/isotropen Wasserstoff-Helium-Gases mit vernachlässigbarer Gravitation plausibel. Beim Einschalten der Gravitation (unter Beachtung des „MOND-Effektes“, der lokale Gravitationsfelder im Allgemeinen verstärkt) müsste es dann ähnlich wie in der Standardkosmologie zu gravitativen Instabilitäten kommen, die in einem statischen All immer genug Zeit haben, um die heutigen, im raumzeitlichen Mittel stabilen Strukturen zu bilden, wobei die grössten gravitativ gebundenen Strukturen durch die kosmische Reichweite der „grosslokalen“ WPT/MOND-Gravitation bedingt sind, die durch den „Grenzabstand“ zu den Nachbarstrukturen gegeben ist.

Es gibt viele Gründe, warum man das obige Urleistungsspektrum im Rahmen der Standardkosmologie so im Allgemeinen nicht direkt beobachten kann, d.h. warum es meist „verfälscht“ und dadurch komplizierter wird: Man unterscheidet Ursachen für primäre und sekundäre Anisotropien bzw. ihre Abweichung von den Ur-Anisotropien; sie werden im Abschnitt 8.6.1 in [25] einzeln kurz erklärt. Bei Berücksichtigung all dieser Effekte kann man das theoretische Temperaturschwankungsspektrum für verschiedene Parameter der Standardkosmologie berechnen, mindestens soweit die Beobachtungen nicht von lokaler Mikrowellenstrahlung verfälscht sind. Einen guten Überblick über das theoretische Spektrum und seine wichtigsten Abhängigkeiten von den kosmologischen Parametern findet man wieder in [25] (Abschnitt 8.6.3); eine allgemein verständliche Einführung gibt es in [29] mit einer schönen Prinzipskizze des theoretischen Leistungsspektrums (Abb. 2). Berühmt geworden sind in

diesem Spektrum vor allem die akustischen Maxima, weil sie als besonders überzeugender Beleg für das Konkordanzmodell betrachtet werden:

6. **Urschallwellen als Ursache der akustischen Maxima:** In der Zeit zwischen Inflationsende und Rekombination soll es zu Schwingungen der baryonischen Materie gekommen sein, deren maximale Wellenlänge dem Schallhorizont entspricht. Ohne DM und DE funktioniert das aber überhaupt nicht im Sinne des Erfinders, und mit DM und DE wundert es nicht, dass man es zum Funktionieren bringt, mindestens für alle Modelle, die eine kosmische Längenskala (kosmische Saite mit Grund- und Obertönen) von etwa der Grössenordnung der grössten Strukturen im All (unter Beachtung der Strukturentwicklung bei Expansionsmodellen) kennen.

Um Ausgangs- bzw. ausgekoppelte und gemessene Amplituden in der Λ CDM-Kosmologie aneinander anzupassen, gibt es mit der optischen Tiefe τ von Rekombination bis Reionisation einen eigenen weitgehend freien Parameter. Darum sollte es mit einer Anpassung von A_s , DM und DE (oder baryonischer Masse an Stelle von DE) an die Beobachtungsdaten immer möglich sein, die Höhe von mindestens drei Maxima korrekt zu beschreiben und je nach Extrapolationsstärke der Parametrisierung auch noch mehr als drei. Dies gilt mindestens dann, wenn das „wahre“ Allmodell die Helligkeits-Rotverschiebungsbeziehung – wie in der WPT – mit nur einem einzigen freien Parameter beschreiben kann, während das Standardmodell mindestens drei verwendet, von denen dann zwei – DM und DE – im Allgemeinen (ziemlich) frei gewählt werden können. Meist wird bei solchen Parameteranpassungen eine (fast) euklidische Kosmologie angenommen, wie das die Inflation verlangt. Täte man dies nicht, hätte man einen weiteren ziemlich freien Parameter, wobei aber zu bedenken ist, dass bei einem nur scheinbar expandierenden, „in Wahrheit“ aber statischen Kosmos, ein euklidisches Standardmodell mit DE die Beobachtungen am besten beschreiben sollte, wie dies schon die NK nahe legt, wenn man sich an Abschnitt 5.5 erinnert.

Im Konkordanzmodell ist die oben erwähnte physikalische Längenskala der Schallhorizont zur Rekombinationszeit ($\sim \frac{R_H(t_{\text{Rek.}})}{\sqrt{3}} \approx 70 \text{ kpc}$), was einem Winkel von $\frac{R_H(t_{\text{Rek.}})}{\sqrt{3} R_H(t_{\text{heute}})} \approx 1^\circ$ in der HS entspricht. In der WPT gibt es formal mit dem (Äquivalenz-)Rindlerhorizont zwar auch eine physikalische Längenskala der richtigen Grössenordnung, nämlich $R_H = \frac{c}{H} \approx 4,3 \text{ Gpc}$ (siehe 30 und 31), was beim Milne-Universum mit gleicher Längenskala (für $H_0 = H$) auch schon andern auffiel ([82] oder [81] mit einer hochspekulativen Wellenanregung), aber ohne tiefere Begründung trotzdem nur halbwegs überzeugt, weil R_H einem Winkel α entspricht, der am Horizont mit $\alpha \stackrel{z \gg 1}{=} \frac{2 R_H}{R_H z}$ (51) und $z \sim 1000$ nur etwa $0,12^\circ$ beträgt, was etwa acht mal kleiner ist, als was gemessen wurde. Die Probleme der Standardkosmologie sind aber um nichts kleiner, denn sie kann das beobachtete Maximum im Leistungsspektrum bei einer etwa 1° -Anisotropie ohne die geradezu absurden Ad-hoc-Annahmen von DE und DM noch nicht einmal grössenordnungsmässig erklären.

Nach WPT gehen wir aber eh nicht davon aus, dass die Anisotropien auf Oszillationen zurückzuführen sind, sondern wir nehmen an, dass sie auf die grössten durch den Thermalisierungsprozess nicht gänzlich ausgemittelten kosmischen Strukturen zurückgehen, die uns deutlich näher liegen werden als der Galaxienhorizont: Z.B. Strukturen im 100 Mpc-Grössenbereich (Superhaufen und grosse Hohlräume) in einer Entfernung von 7 Gpc im WPT-Absolutsystem bzw. knapp 2 Gpc im WPT-Scheinsystem – entsprechend einem $z \sim 1,7$ – würden etwa zu 1° -Anisotropien führen. Die Standardkosmologie hat aber noch ein weiteres Problem:

7. **Das Kohärenzproblem der akustischen Schwingungen:** Die akustischen Schwingungen sind nur sichtbar, wenn es sich um kohärente Schwingungen handelt: ein Problem mehr, das die Inflation lösen soll, in diesem Falle durch synchrones Anfachen der Schwingungen. In einem statischen All mit passender physikalischer Längenskala gäbe es hingegen grundsätzlich genug Zeit, um auch anfangs nicht kohärente Schwingungen über schwache Kopplungen doch noch kohärent zu machen.

Zusammenfassend gilt für die HS-Standardkosmologie mit ihren akustischen Maxima: Ohne Inflation, DM und DE geht gar nichts, und lokal wie „grosslokal“ kann man weder die DM noch die DE und noch nicht einmal alle geforderte baryonische Materie finden.

6.7.2 HS-Temperatur und lokales Strahlungsgleichgewicht

Ein lokales Strahlungsgleichgewicht zwischen aus- und einfallender Strahlung in einem endlichen Volumenelement ist dank kosmischer Rotverschiebung und Zeitdilatation möglich, während ohne Rotverschiebung

und Zeitdilatation die einfallende Strahlung in einem unendlichen und im raumzeitlichen Mittel – dank einem Massen-Elemente-Kreislauf möglichen – statischen All divergieren würde; das ist das von Kepler stammende, bekannte Olbers-Chéseaux-Paradoxon. Aufgrund einer Schätzung des einfallenden Sternlichtes auf einen schwarzen Körper hatte der schweizerische Nobelpreisträger Guillaume schon 1896 die Sternlichttemperatur im Weltall mit dem T^4 -Gesetz von Stefan-Boltzmann grössenordnungsmässig auf 5,6 Kelvin geschätzt [70]. Einen oft zitierten besseren Schätzwert von 2,8 Kelvin erhielt Regener 1933 für die Ultrastrahlungstemperatur in der Sonnenumgebung [71]; Anders als bei Guillaume war dies aber nur eine lokale, galaktische Temperaturschätzung, auch wenn er die Frage nach der Temperatur im intergalaktischen Raum immerhin aufwarf.

Ein nächster, wesentlicher Schritt zum Verständnis eines statischen Allmodells stammt vermutlich von Nernst: Bei ihm findet man bereits die richtige Rotverschiebungsbeziehung – allerdings ohne zugehörige Zeitdehnung – im Sinne der WPT (Gleichung (1) in [73]). Die Begründung der kosmischen Lichtermüdungs- bzw. Rotverschiebungsformel war aber sehr spekulativ und ebenso seine Ableitung der Alltemperatur daraus, für die er 0,75 Kelvin erhielt. Den eigentlich nahe liegenden Schritt im Rahmen eines statischen Allmodells von der intergalaktischen (Hohlraum-)Temperatur zur dazugehörenden, lokal detektierbaren Hintergrundstrahlung tat aber meines Wissens niemand von all den Leuten, die sich mit diesen Fragen befasst hatten, genau so wenig wie dies Gamow u.a. vor der HS-Entdeckung im Rahmen eines Urknallmodelles taten, auch wenn von ihnen Ende der 40-er Jahre erkannt wurde, dass ein Urknall kurz nach der Entstehung von extrem heisser Hohlraumstrahlung dominiert sein muss, deren Temperatur mit der Expansion natürlich abnimmt (siehe z.B. [74]), nach Alpher und Herman 1948 auf heute etwa 5 Kelvin [75, 76]. Primär ging es in diesen Arbeiten aber um die Elementeerzeugung kurz nach dem Urknall [76]. Der Grund, dass man mit Expansions- und statischen Modellen eine ähnliche Temperatur für die HS erhalten muss, liegt darin, dass die Entkoppelungstemperatur von Licht und Materie und die Oberflächentemperatur eines mittleren Sternes ähnlich gross sind.

Heute gilt vor allem die Zeit- bzw. z-Abhängigkeit der HS-Temperatur als starkes Argument für die ART-Expansionsmodelle mit heissem Urknall, seit man meint diese relativ voraussetzungslos messen zu können; Figur 4 auf Seite 4 in [101] zeigt alle etwas bekannteren Messdaten im Überblick. Deswegen müssen wir darauf etwas näher eingehen. Wir behandeln die mittels verschiedener Messmethoden erhaltenen, unterschiedlich eingefärbten Messpunkte aus Figur 4 einzeln:

1. **Die blauen Messpunkte** wurden mit Hilfe des Sunjajew-Seldowitsch-Effektes ermittelt. Weil die WPT für diese Messmethode die gleiche z-Abhängigkeit der Messgrössen (kleine Abweichungen von der Planck-Kurve) erwartet wie die Expansionsmodelle, können sie genau so wenig als Beleg für die Expansion des Universums dienen wie die kosmische Rotverschiebung oder Zeitdehnung.
2. **Die grünen Messpunkte** wurden mit Hilfe von Feinstrukturaufspaltungen vor allem bei Kohlenstoffatomen ermittelt. Weil bei der Auswertung dieser Messungen viele Effekte eine nur schwer quantitativ kontrollierbare Rolle spielen, galten sie nie als sehr beweiskräftig.
3. **Die roten Messpunkte** wurden mit Hilfe von Rotationsanregungen von CN- und CO-Molekülen ermittelt [101]. Sie galten bisher als sehr zuverlässig, weil man meinte, dass man mit dieser Messmethode alle möglichen „Störeffekte“ sehr gut kontrollieren bzw. messen könne. Nachdem sich nun aber an einem konkreten Beispiel gezeigt hat, dass auch die nicht genügend gut aufgelöste Struktur der absorbierenden Molekülwolken zu wesentlichen Fehlern bei den HS-Temperaturschätzungen führen kann, haben auch Messungen von Rotationsanregungen keine grosse Beweiskraft mehr; in dem in [102] untersuchten Beispiel wurden neu nur noch 1 bis 2,5 Kelvin statt etwa 5,6 Kelvin wie zuvor gemessen, d.h. sogar weniger als die HS-Temperatur. Und nach [103] kann es auch zu Streuanregungen kommen, die eine zu hohe Temperatur vorgaukeln.

Kurz: Die vorliegenden Messungen der lokalen HS-Temperatur in Gaswolken in kosmischen Distanzen sind viel zu unsicher, um einen früher wärmeren Kosmos belegen zu können.

Schliesslich verweisen wir noch auf einen plakativen Überblick [7], der die wichtigsten kosmischen Beobachtungen mit den theoretischen Aussagen der Λ CDM- und der WPT-Kosmologie vergleicht. Damit sind wir am Ende der fast zwingend sicheren Schlussfolgerungen aus der WPT-Kosmologie. Die überall gleiche und isotrope Kugelschale der WPT ist aber auch auf lokalen und „grosslokalen“ Skalen nicht ohne Einfluss, wie wir im nächsten Abschnitt 6.8 zeigen wollen, auch wenn wir dabei nicht mehr ohne heuristische Seitenblicke auskommen:

6.8 Die „MOND-artige“ Dynamik zwischen Zentral- und Allsymmetrie

Das All ist weder zentral- noch allsymmetrisch, wie man weiss. Um dem realen All näher zu kommen bzw. um den Übergang zwischen diesen unterschiedlichen Symmetrien besser zu verstehen, beschränken wir uns auf eine möglichst einfache Situation, ein monozentrisches Modell:

1. Eine Vollkugel mit Masse M sei Nullpunkt eines globalen Bezugssystems; sie führt in Ihrer Umgebung zu einem zentralsymmetrischen Schwerfeld mit sehr gut bekannter Physik: Im Wesentlichen gelten Kepler und Newton, und im Rahmen einer metrischen Gravitationstheorie ist die äussere Schwarzschildmetrik zuständig; das Kugellinnere interessiert hier nicht.
2. Eine aktual unendliche Kugelschale konstanter Dichte ρ_∞ umschliesse obigen Zentralkörper. In genügend grossem Abstand bzw. bei genügend kleinen Feldstärken der Zentralmasse erzwingt die Kugelschale Allsymmetrie, da man dann M vernachlässigen darf und so tun darf, als wäre das All überall homogen und isotrop. In diesem Gebiet ist die allsymmetrische, stabil statische WPT-Kosmologie mit relativem r -Potential bzw. mit für Licht konstanter Weltbremsbeschleunigung Hc ($\sim a_0$) zuständig, während nach Standardlehre in diesem Gebiet die ART-Friedmann-Kosmologie bzw. die dazu äquivalente Newtonsche Kosmologie mit relativem r^2 -Potential ein expandierendes (oder implodierendes) All beschreibt.

Wir sehen also, dass es zwei Zonen in diesem Modelluniversum gibt, die man – genau wie in ART-Modellierungen mit Schwarzschild- und Friedmannmetrik – sehr gut kennt und versteht. Es bleibt aber ein grosses Problem: Die Interpolation zwischen diesen beiden gut bekannten Zonen ist alles andere als trivial, da es sich in der Umgebung der Zentralmasse um konservative, orts- bzw. r -abhängige Kräfte handelt, während die unter Allsymmetrie vorliegende Weltbeschleunigung Hc geschwindigkeits- bzw. v -abhängig und dissipativ, aber orts- und richtungsunabhängig ist. Leiten lassen wollen wir uns bei der Verbindung der beiden Zonen durch die Faraday nachempfundene Überlegung, wonach die Feldlinien einer lokalen Schwerequelle mit der nicht direkt beobachtbaren, aktual unendlichen Kugelschale, die wir als Quelle des Weltpotentials ansehen, „kurzschliessen“ sollen, ähnlich wie Feldlinien einer positiven mit einer negativen Ladung, was etwa so aussieht, als wenn sich die Weltbeschleunigung – bei genügend grosser lokaler Feldstärke – an den (post)newtonschen Feldlinien der lokalen Massenverteilungen ausrichtete, was teilweise zu klassisch/konservativen WPT-Zusatztermen und teilweise zu v -abhängigen WPT-Zusatztermen zur klassischen Himmelsmechanik führt, die die Schwerebeschleunigungen, die auf den lokalen Massen/Energieverteilungen beruhen, im Allgemeinen verstärken. In der WPT unterscheiden wir darum (bisher) vier Zonen mit verschieden grossem relativem WPT-Einfluss auf die Himmelsmechanik.

6.8.1 Die vier Approximationszonen im Überblick

1. In der **Keplerzone** mit lokalen Feldstärken $\gtrsim Hc$ liefert die WPT nur kleine Korrekturterme.
2. Die **MOND-Zone** schliesst sich der Keplerzone bei lokalen Feldstärken $\lesssim Hc$ an; in der MOND-Zone bleibt die in der Keplerzone vorhandene Zentralsymmetrie erhalten. In dieser Zone dominieren die konservativen WPT-Terme mit abnehmender Stärke der lokalen Schwerebeschleunigung die tangentialen Bewegungen von Testmassen, also insbesondere galaktische Kreisbahnen; einen Überblick zu MOND und MOND-Artigkeit ohne Formeln gibt es in [58, 59]. Einen ausführlichen MOND-Überblick samt einem Vergleich von Erfolgen und Problemen in Λ CDM und MOND gibt es in [60, 62, 63, 64]; nach WPT sieht man sofort – schon ohne jede Rechnung – dass die von Milgrom eingeführte, universelle Schwerebeschleunigung a_0 gerade etwa der WPT-Weltbremsbeschleunigung Hc entsprechen muss.
3. In der **Delokalisierungszone** findet ab Distanzen, bei denen der Einfluss von Nachbargalaxien oder Haufen nicht mehr vernachlässigt werden darf, der allmähliche Übergang von der lokalen Zentralsymmetrie zur kosmischen Allsymmetrie statt, wenn wir aufgrund der anfangs gemachten Annahmen und Einfachheit halber nur Fälle mit idealisierter Zentral- und Allsymmetrie betrachten. Der nicht isotrope Grenzabstand, ab dem eine reale betrachtete MOND-Zone in die Allsymmetrie oder in eine übergeordnete oder benachbarte MOND-Zone übergeht, muss aber in jedem konkreten Fall individuell untersucht werden: Z.B. im Sonnensystem definieren diesen Abstand Nachbarsterne und für Galaxien Nachbargalaxien.

4. In der **Ätherzone** seien die lokalen Felder $\ll Hc$ und damit vernachlässigbar; sie ist darum allein durch die kosmische Gravitation, die allsymmetrische Bremsbeschleunigung Hc , die von der aktual unendlichen Kugelschale der WPT ausgeht, bestimmt.

Wir befassen uns hier nur mit den ersten zwei Zonen, der Kepler- und MOND-Zone, näher, da wir die Ätherzone im Rahmen der WPT-Kosmologie schon abgehandelt haben, und die Delokalisierungszone übergehen wir mangels genügend spezifischer Beobachtungsdaten für diese Zone. Letzteres gilt zwar auch für die Kepler-Zone; weil aber die MOND-Zone stetig an die Kepler-Zone angeschlossen werden soll, dürfen wir sie hier nicht ausklammern. Grundsätzlich gibt es in unserem einfachen, zweikomponentigen Allmodell r - und v -abhängige Kugelschalenterme, wobei wir annehmen, dass die v -abhängigen Terme in Kepler- und MOND-Zone nur die radiale Komponente der Geschwindigkeit betreffen, da alle Schwerebeschleunigungen nur in Feldlinienrichtung wirken können, die entsprechend unserer Faraday nachempfundenen Überlegung in Kepler- und MOND-Zone – mindestens in sehr guter Näherung – radial zur Zentralmasse verlaufen; erst in der Delokalisierungszone soll nach unserer „Arbeitshypothese“ die Zentralsymmetrie langsam in die Allsymmetrie übergehen. Weil die mindestens teilweise dissipativen v -Terme noch ziemlich spekulativ sind, gehen wir hier nicht näher auf sie ein; siehe aber die Abschnitte 3., 4. und 5.3 in [2]. Im Abschnitt 5.3 von [2] wird allerdings fälschlicherweise behauptet, dass der noch spekulative v -WPT-Zusatzterm in der Kepler-Zone die Pioneer-Anomalie erklären könne, weil ich damals glaubte, dass die Sondenmessungen Einwegmessungen entsprächen, während es sich in Wahrheit um Zweiwegmessungen handelte, bei denen auch bei Richtigkeit der noch spekulativen v -WPT-Zusatzterme kein messbarer Effekt zu erwarten ist, weil sich die Beiträge auf Hin- und Rückweg (fast ganz) wegheben. Entsprechende Einwegmessungen könnten aber nach wie vor als Test für die noch spekulativen v -WPT-Zusatzterme in der Keplerzone dienen. Von zentraler Wichtigkeit sind aber die konservativen WPT-Zusatzterme zu Newton in der MOND-Zone, weil sie die MOND-Artigkeit der Galaxiendynamik erklären können:

6.8.2 Konservative WPT-Zusatzbeschleunigungen in Kepler- und MOND-Zone

Die Weltbeschleunigung kann im Allgemeinen nicht gänzlich als konservative Zusatzbeschleunigung in Erscheinung treten, auch nicht bei sehr starken lokalen Feldlinien, die eigentlich eine sehr starke Ausrichtung der Weltbeschleunigung erwarten lassen, denn für $r \rightarrow 0$ und $r \rightarrow \infty$ müssen die konservativen, r -abhängigen Korrekturterme – anders als die v -abhängigen Terme – verschwinden, einerseits weil in Schwerezentren (auch nach WPT) keine Kräfte (auf ruhende Massen) wirken, und weil unter Allsymmetrie, also bei sehr grossen r , die kosmische Gravitation rein dissipativ wirkt. Weil weiter konservative Zusatzterme nicht v -abhängig sein dürfen, kommt als Weltbeschleunigung nur die für Licht konstante Weltbeschleunigung Hc als an lokalen Feldlinien auszurichtende Weltbeschleunigung in Frage; Lichtbahnen legen auch – als Geodäten interpretiert – die kosmische WPT-Scheinmetrik fest. Eine „konservative“ Vollausrichtung von Hc an den lokalen Feldlinien ist nach dem oben Gesagten nur für einen ganz speziellen Radius $R_M \equiv R_{\text{MOND}}$ zum lokalen Gravitationszentrum zu erwarten. Die „Vollausrichtung“ der Weltbeschleunigung an lokalen Feldlinien erwartet man bei Schwerebeschleunigungen von $F_M Hc$ ($\approx Hc$), wo F_M eine Konstante (> 1) der Grössenordnung 1 ist, denn Vollausrichtung ist erst zu erwarten, wenn $a_N = GM/r^2$ grösser als Hc ist. Mit Zentralmasse M postulieren wir daher für $r = R_M$ die

$$\text{WPT/MOND-Fundamentalbeziehung} \quad \frac{GM}{R_M^2} = F_M Hc \quad \text{bzw.} \quad R_M = \sqrt{\frac{GM}{F_M Hc}} \quad (63)$$

a_{N_M} stimmt grössenordnungsmässig mit dem rein heuristisch gefundenen, universellen MOND-Beschleunigungsparameter $a_0 \sim Hc$ überein, ab etwa dem die Abweichungen von der kepler/newtonschen Gravitationstheorie in Galaxien wesentlich werden. Bei Vollausrichtung ($r = R_M$) tritt die Weltbeschleunigung als eine die „Newtonbeschleunigung“ a_N verstärkende Beschleunigung $\mathbf{a}_{\text{Kepler}}(R_M) = \mathbf{a}_{\text{MOND}}(R_M) = Hc \frac{a_N}{a_N}$ auf; der hier nicht näher behandelte „Rest“ des Weltbeschleunigungsbeitrags in Kepler- und MOND-Zone hängt, wie schon erwähnt, nicht von r , sondern von der Radialgeschwindigkeit \dot{r} ab ([2]); da wir uns beim Vergleich mit MOND-Beobachtungsdaten wie üblich auf Kreisbahnen beschränken werden, ist es zulässig die \dot{r} -Terme zu vernachlässigen. Die konservativen r -Zusatzterme für $r \leq R_M$ und $r \geq R_M$ behandeln wir einzeln:

1. Die konservative Zusatzbeschleunigung in der Kepler-Zone ($r \lesssim R_M$):

Weil diese Beschleunigung für $r = 0$ verschwinden muss und Hc für $r = R_M$ sein soll, setzen wir

$\mathbf{a}_K = \mathbf{a}_{\text{Kepler}}$ in Analogie zu (24a) ($\beta = \frac{v}{c}$ wird durch r/R_M ersetzt und f sei $f = (r/R_M)^\mu$ mit $f(0) = 0$ und $f(1) = 1$):

$$\mathbf{a}_K = -k f \left(\frac{r}{R_M} \right) \frac{\mathbf{r}}{r} = Hc \left[\frac{r}{R_M} \right]^\mu \frac{\mathbf{a}_N}{a_N} \quad \text{für } r \leq R_M \quad (\text{WPT-Kepler-Zusatzterm}) \quad (64)$$

Für $\mu \gtrsim 1,5$ ist dieser konservative WPT-r-Zusatzterm mit den Planetenephemeriden verträglich ([2], Abschnitt 5.3). Mit genügend grossem μ kann der WPT-Kepler-Zusatzterm immer so klein gemacht werden, dass er unbeobachtbar bleibt, was etwas unbefriedigend ist. Anders ist das beim noch spekulativen WPT- \dot{r} -Zusatzterm, auf den wir hier nicht näher eingehen und der für genügend genaue Einwegmessungen der Frequenzverschiebung von Raumsondensignalen einen Effekt in der Grösse der inzwischen widerlegten Pioneer-Raumsonden-Anomalie erwartet. An die Keplerzone schliesst sich für $r \geq R_M$ die **MOND-Zone** an (im Sonnensystem ist $R_M \approx 3800AE$):

2. Die konservative Zusatzbeschleunigung in der MOND-Zone ($r \gtrsim R_M$):

Weil diese Beschleunigung für $r = \infty$ verschwinden muss und Hc für $r = R_M$ sein soll, setzen wir $\mathbf{a}_M = \mathbf{a}_{\text{MOND}}$ in Analogie zu (64) (r/R_M wird durch R_M/r ersetzt, und f sei dann $f = (R_M/r)^\nu$ mit $f(1) = 1$ und $f(\infty) = 0$):

$$\mathbf{a}_M = -k f \left(\frac{R_M}{r} \right) \frac{\mathbf{r}}{r} = Hc \left[\frac{R_M}{r} \right]^\nu \frac{\mathbf{a}_N}{a_N} \quad \text{für } r \geq R_M \quad (\text{WPT-MOND-Zusatzterm}) \quad (65)$$

Schon der Einfachstansatz $\nu = 1$ erweist sich als sehr gute Wahl: \mathbf{a}_M kann dann nämlich der $1/r$ -Abhängigkeit wegen die flachen Rotationskurven von Spiralgalaxien erklären.

Vor allem in der Umgebung von R_M bestehen im Rahmen der WPT noch einige Freiheiten bei der Glättung des Kepler/MOND-Überganges; das entspricht Milgroms MOND-Ansatz, wo man bei der Formulierung dieses Überganges auch noch ziemlich grosse Freiheiten hat. Darauf gehen wir hier aber nicht näher ein, da es uns in dieser Arbeit nur darum geht die Kernpunkte der WPT vorzustellen. Schon ohne genaue Kenntnis des Übergangsbereiches von der Kepler- zur MOND-Zone kann man aus dem konservativen MOND-Zusatzterm nämlich die MOND-Artigkeit der Galaxiendynamik für Kreisbahnen herleiten:

6.8.3 Die MOND-Artigkeit der Spiralgalaxiendynamik in der WPT

Aus (63), (64) und (65) erhält man für die **Kepler-** ($r \leq R_M$) **und MOND-Zone** ($r \geq R_M$) und für Testkörper auf Kreisbahnen, die nicht oder kaum von den hier weggelassenen und noch etwas spekulativen \dot{r} -WPT-Zusatztermen betroffen sind und für die allein einigermaßen zuverlässige Beobachtungsdaten vorliegen:

$$a = \frac{GM}{r^2} + Hc \left[\frac{r}{R_M} \right]^\mu \quad \text{für } r \leq R_M \quad \text{mit } \mu \gtrsim 1,5 \quad \text{und} \quad (66)$$

$$a = \frac{GM}{r^2} + Hc \frac{R_M}{r} \quad \text{für } r \geq R_M \quad \text{mit } R_M = \sqrt{\frac{GM}{F_M Hc}} \quad \text{und } F_M \approx 6 \quad (\text{siehe unten}) \quad (67)$$

Für Keisbahnen und „genügend“ große r bzw. bei vernachlässigbarem Newtonterm GM/r^2 erhält man in der MOND-Zone aus (67)

für die **Weltpotentialtheorie**:

und für Milgroms **MOND-Ansatz** ([54]):

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

Daraus folgt, wenn man Übereinstimmung bei „grossen“ r verlangt, $a_0 = Hc/F_M$. Den Wert der Grösse $a_0 \sim 1,2 \cdot 10^{-8} \text{cm/s}^2$ kennt man seit etwa 30 Jahren aus der Auswertung von Spiralgalaxiendaten (siehe z.B. [54, 55]). Damit wird $F_M \approx 6$, wenn $H \approx 70 \frac{\text{km/s}}{\text{Mpc}}$ ist. Weiter folgt für „grosse“ r aus (67) mit für auf Kreisbahnen gültigem $a = v^2/r$ die wichtige Tully/Fisher-Regel, wenn M proportional zur Helligkeit L ist und $Kst.$ eine Konstante ist:

$$v_{\text{Plateau}} = \sqrt[4]{GHc/F_M} \sqrt[4]{M} = Kst.M \sqrt[4]{M} = Kst.L \sqrt[4]{L} \quad \text{für Galaxiensaussenbereiche} \quad (68)$$

Damit ist die MOND-Artigkeit der Galaxiendynamik im Rahmen der WPT für die Aussenbereiche der Spiralgalaxien nachgewiesen; sie beruht auf den flachen Rotationskurven, der Tully/Fisher-Regel und der Universalität des MOND-Parameters $a_0 = Hc/F_M \sim Hc$. Nähere Ausführungen zu MOND und zur MOND-Artigkeit aus WPT-Sicht mit weiteren Referenzen findet man in [2]; aber schon in [3] wird der WPT-Zugang zu MOND erstmals ähnlich wie hier vorgestellt. Unsere an Faraday angelehnte Grundidee einer Ausrichtung der Weltbremsbeschleunigung an den lokalen (newtonschen) Schwerefeldlinien, die dadurch im Allgemeinen verstärkt werden, beinhaltet ab initio und ganz natürlich im Wesentlichen auch Milgroms externen Feldeffekt (siehe z.B. Abschnitt 6.3 in [60] und Abschnitt 4.6 in [61]), ohne dass man ihn extra einführen muss und ohne dass dadurch das Äquivalenzprinzip tangiert wird. Die Idee, um die MOND-Artigkeit in der Himmelsmechanik, speziell in der Galaxien-, Sternhaufen- und Binärsterndynamik mittels einer lokalen Feldverstärkung zu erhalten, findet man auch anderswo: Z.B. Luc Blanchet nimmt dazu hypothetisch polarisierbare dunkle Materie an, was allerdings, wie er auch selber erkennt, eine hoch spekulative Annahme ist, die von der Existenz negativer Massen ausgeht [77, 78]. Schliesslich gibt es noch einen „ART-relativistischen“ MOND-Ansatz von Bekenstein in [57] mit gutem Überblick, aber wie bei Milgroms MOND ohne physikalische Herleitung oder Plausibilisierung, der zudem nicht nur zusätzliche Parameter, sondern Parameterfunktionen benötigt.

Abschliessend verweise ich auf [64, 65], wo man die stärksten neueren, auf „grosslokalen“ Beobachtungen beruhenden Argumente gegen die hochspekulative Ad-hoc-Annahme der DM findet.

Kurz: Damit ist die ART-Newton-Gravitation bei Feldstärken $\lesssim Hc$ falsifiziert, und die WPT kann $a_0 \sim Hc$ auf die mittlere Dichte ρ eines „genügend“ grossskalig homogen/isotropen, aktual unendlichen Allmodells zurückführen. Diese Dichte kann man zwar prinzipiell nicht direkt messen, sie sollte aber aus physikalischer Plausibilität der auf den grössten bekannten und schon ziemlich homogenen Skalen gemessenen/geschätzten Dichte ρ_0 etwa grob entsprechen, womit sich aus (26) $H \sim \sqrt{\frac{8\pi}{3} G \rho_0}$ ergibt, was tatsächlich so ist und schon vor Jahrzehnten auffiel.

7 Schlussfolgerungen und Ausblick

Der grösste Erfolg der WPT liegt darin, dass sie die seit langem bekannten, heuristischen Beziehungen zwischen H , ρ , Λ und Milgroms a_0 physikalisch erklären kann unter gleichzeitiger Aufgabe des Urknalls mit Inflation, DM und DE (Λ), indem sie die kosmische Gravitation auf die bekannte lokale Gravitation zurückführt unter alleiniger Verwendung des Weltpostulats, der SRT, der Urform von Einsteins Äquivalenzprinzip [36] und einer neuen Längendefinition in Schwerefeldern. Letztere ist sozusagen die Basis der neuklassischen Gravitation (NKG), die die ART-Feldgleichungen nicht nur auf kosmischen – wie die ursprüngliche WPT – sondern auch auf lokalen Skalen definitiv aufgibt. Da die WPT ein absolutes Ruhesystem auf kosmischen Skalen kennt, das einem SRT-System entspricht, das relativ zur HS und zu fernen Quasaren in Ruhe ist, ist der WPT-Raum a priori euklidisch. Als einziger nur leicht freier Parameter bleibt in der WPT die mittlere Dichte ρ des Weltalls, deren Grössenordnung aus „grosslokalen“ Messungen ungefähr bekannt ist, gegenüber den üblichen mindestens drei oder vier freien Parametern der Standardkosmologie, wenn man die auch mindestens drei Parameter weg lässt, die sich auf die spekulative Frühzeit ($z \gtrsim 10$) des Konkordanzmodells beziehen. Das kosmische SRT-Ruhesystem sollte auch die bekannten Probleme einer Quantisierung der Gravitation deutlich entschärfen, obwohl eine formal voll ausgearbeitete allgemeine neue Gravitationstheorie noch nicht vorliegt; bisher wurden erst die hochsymmetrischen Fälle mit All- und Zentralsymmetrie bzw. mit WPT- und NKG-Schwarzschild-Metrik¹ im Rahmen der NKG (Anhang F.4 in [1]) behandelt. Das verbleibende theoretische Hauptproblem ist die Verbindung von WPT- und NKG-Schwarzschildmetrik; der Übergangs- bzw. MOND-Bereich kann in der NKG bisher nicht ohne etwas Heuristik behandelt werden. Weil statische ART- und NKG-Schwarzschildmetrik formal für $V = -\Delta V$ gleich sind, kann die NKG alle bekannten Gravitationserscheinungen im Sonnensystem und andern in guter Näherung zentralsymmetrischen Systemen (in der Keplerzone) bis auf den gravomagnetischen Thirring-Lense-Effekt höchst genau beschreiben, wobei aber nach NKG einige ART-Näherungen besser als die ART selbst sein sollten. Der Thirring-Lense-Effekt, der nicht auf die Schwarzschildmetrik zurückgeführt werden kann, kann durch ein zur Äquivalenzrakete analoges, quasistatisches Äquivalenzkarussell mindestens plausibel gemacht werden, und selbst Gravitationswellen samt bekannter Quadrupolformel lassen sich in der NKG quantitativ plausibel machen, wenn man beachtet, dass es keine gravitativen Dipole im elektrischen Sinne geben kann. Viel Interessantes zur Frage, wie weit man zur Erklärung der bekannten ART-Effekte auf die ART-Feldgleichungen verzichten kann und allein von Newton,

¹In die NKG-Schwarzschildmetrik gehen nur Potentialdifferenzen ein, aber nicht die Potentiale selbst.

SRT und dem Äquivalenzprinzip ausgehen kann – aber ohne neue NKG-Längendefinition in Schwerefeldern – findet man in [41], insbesondere zur Gravitationswellenerklärung ohne ART-Feldgleichungen; nach NKG ist aber selbst die bekannte Periheldrehung im Rahmen heutiger Messgenauigkeiten kein echter ART-Test. Anders als lokal gibt es auf kosmischen Skalen ganz fundamentale Unterschiede zwischen ART und NKG bzw. WPT. Dabei kann die WPT-Kosmologie mit ihrem einzigen, nur leicht freien Parameter die Beobachtungen samt der MONDschen Galaxiendynamik weit besser erklären als Λ CDM (siehe [7]).

Die Standardgeometrieinterpretation der ART, soweit es eine solche überhaupt gibt, erweist sich in der Kosmologie bei Richtigkeit der WPT definitiv als falsch, denn WPT- und ART-Kosmologie widersprechen sich, weil die kosmische WPT-Metrik (31) nach ART-Interpretation, die keine lichtrelativen Metriken kennt, das Weltpostulat verletzt. Schon aus Konsistenzgründen muss dann die ART auch lokal aufgegeben werden, obwohl die lokalen Metriken bzw. Potentiale auch in der NKG, wie bei Newton und ART, absolut definiert sind: Die bisherigen NKG-Ergebnisse von der kosmischen WPT- bis zur lokalen NKG-Schwarzschild-Metrik sind sehr vielversprechend, und grundsätzlich ist die NKG auch lokal experimentell von der ART unterscheidbar (Abschnitt 4.3, Punkt 1).

Die g_{ij} sind in der WPT nur Terme einer lichtstrahlrelativen Rechen- oder Scheinmetrik mit zugehöriger WPT-Schein-Raumzeit, in der Lichtbahnen Nullgeodäten sind, während Licht „in Wahrheit“ nach NKG/WPT von Gravitationsfeldern beeinflusst bzw. in der „wahren“ Poincaré-Minkowski-Raumzeit auf gekrümmte Bahnen gezwungen oder auf kosmischen Bahnen „ermüdet“ wird, was zur bekannten kosmischen Rotverschiebung samt Zeitdilatation führt, die nach ART – bei Gültigkeit des Weltpostulats – nicht gravitativ, sondern nur „expansiv“ oder durch Alterung des Weltalls erklärt werden kann (4.1), während nach WPT gerade die scheinbar mit etwa $Hc = \sqrt{\frac{\Lambda}{3}} c^2 = \sqrt{\frac{8\pi}{3} G \rho} c$ beschleunigte Expansion des Alls im Sinne des Äquivalenzprinzips der bisher stärkste Beleg für ein statisches All ist.

Ein statisches All ist allerdings zwingend auf einen **Massen/Elemente-Kreislauf** angewiesen, den man bisher noch nicht gefunden hat. Eine wesentliche Rolle beim geforderten Elementekreislauf scheinen aber Supernovae zu spielen: Die Elementhäufigkeiten für Elemente leichter als Silizium werden kaum verändert (Seite 155 in [110]), und durch Photodissoziation kann es in Supernovae auch zu „Elementeverdampfungen“ in Nukleonen, einer zwingenden Voraussetzung für einen Kreislauf, kommen. Eine wichtige Rolle könnten auch die bis Megaparsec langen Teilchenstrahlen von aktiven Galaxienkernen spielen.

Experimentell wird man auf einen definitiven Entscheid darüber, ob das All expandiert oder statisch ist, trotz der erdrückenden theoretischen Argumente für ein statisches All wohl noch länger warten müssen, bis man nämlich in der Lage sein wird, den zeitlichen Verlauf der Rotverschiebung von geeigneten Standardkerzen genügend präzise zu messen [85, 86, 98]. Eine direkte Messung der Expansion, falls es sie wirklich gibt, sollte mit CODEX [96, 97, 99, 100] am geplanten, neuen, europäischen Grossteleskop (E-ELT) möglich sein. Aber erst wenn man nach etwa 10 Jahren Messzeit keine z-Änderung sieht, wird es für die Expansionsmodelle eng werden.

Starke Beobachtungshinweise auf ein statisches All gibt es aber schon heute, so kann die Winkel-Rotverschiebungsbeziehung von Normgalaxienscheiben nur von statischen Modellen ohne die Ad-hoc-Annahme eines starken, etwa linearen Galaxienwachstums erklärt werden (6.6), und manche ferne, schon bei Lichtemission voll entwickelte, elliptische Galaxien könnten älter als der Urknall sein [92, 93]. Auch können realistisch grosse Galaxienscheiben den WPT-Horizont gleichmässig abdecken (6.7). Vor allem aber kann man bisher die MONDsche Galaxiendynamik nur im Rahmen der statischen WPT-Kosmologie physikalisch ableiten, mindestens plausibel machen und teilweise sogar quantifizieren.

8 Conclusions and outlook

The greatest success of the WPT is its ability to explain physically the heuristic connections between H , ρ , Λ and Milgrom's a_0 which have been known for a long time. At the same time, the WPT abandons the Big Bang, inflation, DM and DE (Λ), reducing the cosmic gravitation to the known local gravity using only the cosmological principle, SR, the original version of the Einstein principle of equivalence [36] and a new definition of length in gravitational fields, but abandoning the Hilbert-Einstein field equations on cosmic and local scales. As the WPT admits a system at absolute rest on cosmic scales, corresponding to a SR system which is at rest relative to CMB and distant quasars, the WPT space is Euclidean a priori. In the WPT only one single, slightly free parameter remains; the mean density ρ of the universe (its order of magnitude is approximately known from measurements on great local scales), compared with at least three or four free usual parameters of standard cosmology, even if we agree to omit at least three

further parameters corresponding to the speculative early period ($z \gtrsim 10$) of the concordance model. The cosmic SR rest system should also considerably reduce the well-known problems regarding quantization of gravitation, even if a formally completely elaborated and general WPT theory of gravitation does not yet exist; up to now, only the two highly symmetric cases possessing cosmic and central symmetry with WPT and NCG-Schwarzschild metric¹ are treated within the context of NCG (appendix F.4 of [1]). The main theoretical issue that remains to be resolved is the connection of the cosmic WPT and local NCG-Schwarzschild metric; the transitional MOND region has not yet been treated without recourse to some heuristics. Because the static GR- and NCG-Schwarzschild metric formally are identical for $V = -\Delta V$, NCG can give a highly precise description of all known gravitational phenomena in the solar system, and of other systems (in the Kepler zone) that can be well-approximated by centrally symmetric models, except for the gravitomagnetic Thirring-Lense effect. According to NCG, however, some approximations of GR can be expected to produce better results than GR itself. The Thirring-Lense effect, which does not arise from the Schwarzschild metric, can at least be plausibly accounted for by applying the principle of equivalence to a quasi-static carousel, in analogy to the principle of equivalence applied to a rocket. A quantitatively plausible explanation for gravitational waves, including the well-known quadrupole formula, can as well be given within the framework of NCG, as a consequence of the observation that there cannot exist a gravitational dipole analogous to the electrical dipole. Many interesting lines of inquiry regarding the question of how much of the known GR phenomena can be explained using only Newton, SR and the equivalence principle without appealing to the GR field equations can be found at [41]. In particular, an explanation of gravitational waves that does not use the GR field equations is described; according to NCG, however, even the well-known phenomenon of perihelion precession does not represent a real test of GR at today's measurement uncertainty. Unlike at local scales, at cosmic scales there are very fundamental differences between GR and NCG. But NCG, despite its simplicity with only one single slightly free parameter, is extremely rich in terms of explanatory potential; a poster summary comparing the most important observations against model predictions can be found at [7] for both the WPT and Λ CDM cosmology.

The standard geometrical interpretation of GR, as far as such an interpretation exists at all, will have been proved to be definitely wrong in cosmology if the WPT is correct, because the WPT and GR cosmology are in conflict with one another: In GR the cosmic WPT metric (31) violates the cosmological principle, because GR does not know metrics which are defined relative to rays of light. For reasons of consistency alone, GR must then be abandoned even at local scales, even though the local metrics and potentials of NCG are also defined absolutely, as in Newton and GR: the previous results given by NCG, from the cosmic WPT to the local NCG-Schwarzschild metric, are very promising, and, in principle, NCG can also be experimentally tested against GR at local scales (section 4.3, point 1).

In the WPT, the g_{ij} are simply terms of a mathematical or apparent metric – defined relative to rays of light – with associated apparent WPT spacetime in which the rays of light are zero geodesics, while light in the WPT “in reality” is influenced by gravitative fields; that is gravitative fields force light in the “true” Poincaré-Minkowski spacetime onto curved tracks, or alternatively on cosmic paths light is “fatigued”, resulting in the well-known cosmic redshift, including time dilation, which according to GR (and assuming validity of the cosmological principle) cannot be explained gravitationally, but only by expansion or by aging of the universe (4.1). But according to the WPT, precisely this apparently accelerating expansion of the cosmos, accelerating at about $Hc = \sqrt{\frac{\Lambda}{3}} c^2 = \sqrt{\frac{8\pi}{3} G \rho} c$, is the best proof so far for a static universe.

However a static universe is necessarily dependent on a **cycle of masses and elements**. No such cycle has yet been found, even though the particle jets with lengths up to a megaparsec starting from active galactic nuclei possibly constitute an important part of it (somewhat more information can be found at [2], section 6.).

Experimentally, we still have a long time to wait until any decisive evidence that the universe is expanding or static, despite the strong theoretical arguments for a static cosmos, specifically until we are able to measure the temporal change of the redshift of suitable standard candles with sufficiently high precision [85, 86, 98]. A direct measurement of the expansion, if it really exists, should be possible with CODEX [96, 97, 99, 100] at the planned new European Extremely Large Telescope (E-ELT). But only if no change in z is observed after a period of about 10 years will the expansion models ever be called into question.

However, strong indications of a static universe are already observed today. In particular, the angle/redshift relation of standard disks of galaxies can be explained by static models only, without the ad

¹This Schwarzschild metric is only depending on potential differences, not on the potentials themselves.

hoc hypothesis of a strong, roughly linear galaxy growth (6.6). Some distant galaxies, already old at the time of light emission, could be much older than the Big Bang [92, 93]. Besides, disks of galaxies of a realistic extent are able to cover homogeneously the WPT-horizon (6.7).

Literaturverzeichnis

- [1] Peter Wolff, Kosmische Gravitation oder Gravitation unter Zentral- und Allsymmetrie, 6. Version, Herbst 2015
- [2] Peter Wolff, Weltpotentialtheorie – Kosmologie ohne Urknall und dunkle Materie oder Das Unendliche und die Schwerkraft, 7. Okt. 2007
- [3] Peter Wolff, Kosmologie ohne Urknall und dunkle Materie – Die Standardtheorie im Vergleich mit der Weltpotentialtheorie am Beispiel der kosmologischen Rotverschiebung, 3. Version, 13. Juli 2006
- [4] Peter Wolff, Kosmologie ohne Urknall und Dunkle Materie oder Weltgravitation als Ursache von müdem Licht und MOND, 9. Feb. 2009
- [5] Peter Wolff, Basisplakat: Grundzüge der Weltpotentialtheorie (WPT), Juni 2012
- [6] Peter Wolff, Lehrplakat: Weltpotentialtheorie (WPT) – Kosmologie ohne Urknall und dunkle Kräfte –und– Modifizierte Kepler/Newton-Gravitation, Version vom 11. Nov. 2011 (1. Version: 14. Sept. 2010)
- [7] Peter Wolff, Modifizierte Kepler/Newton-Gravitation – Die Weltpotentialtheorie (WPT) — Überprüfungen an Beobachtungen, Plakat März 2015
- [8] Otto Heckmann, Theorien der Kosmologie, Springer Verlag, berechtigter Nachdruck 1942/1968, 1. Teil: (Milnes) Dynamische (oder Newtonsche) Kosmologie und 3. Teil: (Milnes) Kinematische Kosmologie (dazu siehe auch [12] von Milne)
- [9] E. A. Milne, A Newtonian expanding universe, Quart. J. Math., Oxford Ser. 5, 1934, Seiten 64-72
- [10] E. A. Milne, World Structure and the Expansion of the Universe, Nature, Vol 130, 1932, Seiten 9-10 (siehe auch [11])
- [11] E. A. Milne, The Expanding Universe, Nature, Vol 130, 1932, Seite 508
- [12] E. A. Milne, Relativity, gravitation and world-structure, Oxford, The Clarendon press, 1935
- [13] Harry Nussbaumer and Lydia Bieri, Who discovered the expanding universe?, 12. Juli 2011, astro-ph/1107.2281
- [14] Harry Nussbaumer, 80 Jahre Urknall, Sterne und Weltraum, Mai 2011, Seite 46 bis 50
- [15] A.D. Chernin, Lemaître and Hubble: What was discovered - if any - in 1927-29?, 28. Juli 2011, astro-ph/1107.5695
- [16] Immo Appenzeller, Carl Wirtz und die Hubble-Beziehung, Sterne und Weltraum, November 2009, Seite 44 bis 52
- [17] C. Wirtz, De Sitters Kosmologie und die Radialbewegungen der Spiralnebel, Astronomische Nachrichten, Bd. 222, März 1924, Seite 21 bis 26
- [18] H. Poincaré, Sur la Dynamique de L'Électron, Rendiconti del Circolo matematico di Palermo, Band 21, März 1906, eingereicht und zur Publikation akzeptiert im Juli 1905, Seite 129-175; 100 Sonderdrucke zur Verteilung erhielt der Autor sofort nach dem Druck im Dez. 1905, wie dies bei den Rendiconti üblich war; heute kennt man keine mehr, aber Pais fand wohl einen antiquarisch, der bei Einstein verloren (?) ging [19]. Eine Kurzfassung [20] erschien Anfang Juni 1905 in den damals wöchentlich (!) erscheinenden Comptes rendus (CR).
- [19] Abraham Pais, Raffiniert ist der Herrgott..., Spektrum Akademischer Verlag, 2000, Kapitel 8 „Am Rande der Geschichte“, Abschnitt „Poincaré und Einstein“, Seite 171

- [20] H. Poincaré, Sur la Dynamique de L'Électron, CR, Band 140, vorgetragen am 5. Juni 1905, erschienen am 11. Juni 1905, Seite 1504-1508; Artikel bzw. schriftliche Fassungen von Akademievorträgen sind in den CR auf 6 Seiten beschränkt. Einstein fügte wohl erst nach dem Lesen dieser Arbeit l aus (1) als $\phi(v)$ mit dem zentral wichtigen „Gruppenbeweis“ für $\phi(v) \equiv l = 1$ in seine eigene berühmte SRT-Arbeit [21] ein; mehr findet man dazu in [22].
- [21] A. Einstein, Zur Elektrodynamik bewegter Körper, Annalen der Physik und Chemie, Band 17, eingereicht am 30. Juni 1905, erschienen am 26. Sept. 1905. $\phi(v)$ wird auf Seite 899 als $\phi(v) \equiv a \neq 1$ (!) definiert(/eingeflickt), bevor es auf der nächsten Seite in dazu inkonsistenter Weise erstmals benützt wird, und zwar ganz genau wie Poincarés $l(= 1)$ aus (1) in [20]; am Ende von § 5. findet man auch noch einen für Einstein ganz untypischen „Gruppenhinweis“; siehe auch [22].
- [22] Peter Wolff, Poincaré: Vater der modernen SRT und Einsteins verheimlichte Quelle* seiner berühmten Arbeit, 2016
- [23] Eckhard Rebhan, Theoretische Physik, Spektrum Akademischer Verlag, 1999, speziell Teil V, Abschnitt 31.1 Newton-Kosmologie und Abschnitt 31.2 SRT-Modell von Milne
- [24] Bergmann und Schaefer, Sterne und Weltraum, Band 8, de Gruyter, 2002, spez. Kapitel 6 Kosmologie
- [25] Peter Schneider, Einführung in die Extragalaktische Astronomie und Komologie, Springer Verlag, 2008, speziell Kapitel 8 und darin 8.7
- [26] Matthias Bartelmann, The Dark Universe, 27. Juni 2009, astro-ph/0906.5036
- [27] Jens Niemeyer, Einführung in die Kosmologie, Vorlesung an der Universität Würzburg, abgeholt am 9. Juli 2013
- [28] Ruth Durrer, Frontiers of the Universe: What do we know, what do we understand?, 7. Mai 2002, 1. Absatz der Seite 2, astro-ph/0205101v1
- [29] Matthias Bartelmann, Der kosmische Mikrowellenhintergrund, erschienen in „Das junge Universum“, Sterne & Weltraum Special 1/03, 2003
- [30] Ruth Durrer, What do we really know about Dark Energy? 1. Version 29. März 2011, astro-ph/1103.5331, erschienen in Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences, vol. 369, issue 1957, pp. 5102-5114
- [31] Hubert Goenner, Einführung in die Kosmologie, Spektrum Akademischer Verlag, 1994, speziell die Abschnitte 4.2.1 und 4.2.2
- [32] Torsten Fließbach, Allgemeine Relativitätstheorie, Spektrum Akademischer Verlag, 3. Auflage 1998, speziell Kapitel 44
- [33] H. Landau, Lifschitz, Lehrbuch der theoretischen Physik, Band II, Klassische Feldtheorie, Deutscher Akademie-Verlag, Berlin, 1971
- [34] H. Stephani, Allgemeine Relativitätstheorie, VEB Deutscher Verlag der Wissenschaften, 1988
- [35] Misner, Thorne und Wheeler (MTW), Gravitation, W. H. Freeman and Company, 1973
- [36] A. Einstein, Über das Relativitätsprinzip und die aus demselben gezogenen Folgerungen, Jahrb. d. Radioaktivität u. Elektronik. IV, 1907, Kapitel V, § 17, speziell letzter Abschnitt, Seite 454.
- [37] Albert Einstein, S.-B. d. preuss. Akad. d. Wiss., 1917, Seite 142
- [38] H.-J. Treder, Das Gravitationsparadoxon in der Kosmologie, 1973
- [39] Carl Neumann, Über das von Weber für die elektrischen Kräfte aufgestellte Gesetz., XI. Band der Abhandlungen der mathematisch-physischen Classe der Königl. Sächsischen Gesellschaft der Wissenschaften, S. Hirzel, Leipzig, 1874, Speziell 1. Abschnitt, § 4., Seite 97 und 98
- [40] C. Neumann, Allgemeine Untersuchungen über das Newtonsche Princip der Fernwirkungen, B. G. Teubner, Leipzig, 1896, Speziell 1. Kapitel, Seite 1 und 2

- [41] Gerhard Schäfer, On energy density in Newtonian and Einsteinian gravity, Vortragsmanuskript für DPG-Frühjahrstagung im März 2015 in Berlin
- [42] P. Astier u.a., The Supernova Legacy Survey: Measurement of Ω_m, Ω_Λ and w from the First Year Data Set, 14. Okt. 2005, astro-ph/0510447
- [43] 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
- [44] E. Komatsu u.a., Improved Cosmological Constraints from New, Old and Combined Supernova Datasets, 25. April 2008, astro-ph/0804.4142
- [45] Jeppe Trøst Nielsen u.a., Marginal evidence for cosmic acceleration from Type Ia supernovae, 3. Juni 2015, astro-ph/1506.01354
- [46] Will J. Percival u.a., Baryon Acoustic Oscillations in the Sloan Digital Sky Survey Data Release 7 Galaxy Sample, 2. Nov. 2009, astro-ph/0907.1660v3
- [47] E. Komatsu u.a., Seven-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Cosmological Interpretation, 9. Nov. 2010, astro-ph/1001.4538
- [48] A. Gobaar und B. Leibundgut, Supernova cosmology: legacy and future, 7. Feb. 2011, astro-ph/1102.1431, erschienen in Annual Review of Nuclear and Particle Science, vol. 61, issue 1, pp. 251-279
- [49] N. Suzuki u.a., The Hubble Space Telescope Cluster Supernova Survey: V. Improving the Dark Energy Constraints Above $Z > 1$ and Building an Early-Type-Hosted Supernova Sample, 17. Mai 2011, astro-ph/1105.3470
- [50] S. Benitez-Herrera u.a., Model-Independent Reconstruction of the Expansion History of the Universe from Type Ia Supernovae, 17. Mai 2011, astro-ph/1109.0873
- [51] Marat Gilfanov & Ákos Bogdán, An upper limit on the contribution of accreting white dwarfs to the type Ia supernova rate, nature Band 463, 18. Feb. 2010, Seite 924-925
- [52] A. I. Bogomazov, A. V. Tutukov, A. I. Bogomazov, A. V. Tutukov, 25. Mai 2011, astro-ph/1105.4970
- [53] Christian Wolf, Korrekturen an der Dunklen Energie?, Sterne und Weltraum, Heft Juni 2011, Seite 36-41
- [54] M. Milgrom, The Modified Dynamics – A Status Review, 20. Okt. 1998, astro-ph/9810302
- [55] R.H. Sanders, Modified Newtonian Dynamics and its Implications, 29. Juni 2001, astro-ph/0106558
- [56] R.H. Sanders und S.S. McGaugh, Modified Newtonian Dynamics as an Alternative to Dark Matter, astro-ph/0204521
- [57] Jacob D. Bekenstein, Relativistic gravitation theory for the MOND paradigm, astro-ph/0403694
- [58] Mordechai Milgrom, Gibt es dunkle Materie?, Spektrum der Wissenschaft, Heft 10 2002, Seite 34-41, speziell die Übersichtsgrafiken Seite 38 und 40
- [59] Mordechai Milgrom, MOND: time for a change of mind?, astro-ph/0908.3842
- [60] Benoit Famaey, Stacy McGaugh, Modified Newtonian Dynamics (MOND): Observational Phenomenology and Relativistic Extensions, astro-ph/1112.3960v1
- [61] Mordechai Milgrom, MOND laws of galactic dynamics, astro-ph/1212.2568
- [62] Benoit Famaey, Stacy McGaugh, Challenges for Lambda-CDM and MOND, astro-ph/1301.0623
- [63] Benoit Famaey, Stacy McGaugh, The MOND phenomenology, astro-ph/1310.4009
- [64] X. Hernandez u.a., Gravitational anomalies signaling the breakdown of classical gravity, astro-ph/1401.7063
- [65] M. A. Jiménez, X. Hernandez u.a., Disk stability under MONDian gravity, astro-ph/1406.0537

- [66] Sterne und Weltraum, Heft 8, 2007, Seite 10
- [67] Arturo Avelino und Robert P. Kirshner, The dimensionless age of the Universe: a riddle for our time, 30. Juni 2016, astro-ph/0607.00002
- [68] Gerrit L. Verschuur, High Galactic Latitude Interstellar Neutral Hydrogen Structure and Associated (WMAP) High Frequency Continuum Emission, 23. Juli 2007, astro-ph/0704.1125
- [69] Ruth Durrer, The Cosmic Microwave Background, Cambridge University Press, 2008, speziell Kapitel 6
- [70] C.-E Guillaume, La température de l'espace, La Nature 24, séries 2, 1896, Seiten 210-211 und 234
- [71] Erich Regener, Der Energiestrom der Ultrastrahlung, Zeitschrift für Physik 80, 1933, Seite 666-669
- [72] W. Nernst, Weitere Prüfung eines stationären Zustandes im Weltall, Zeitschrift für Physik 106, 1937, Seite 633-661
- [73] W. Nernst, Die Strahlungstemperatur des Universums, Annalen der Physik 32, 1938, Seite 44-48
- [74] G. Gamow, On Relativistic Cosmogony, Reviews of Modern Physics, Band 21, Heft 3, 1949, Seite 367-373
- [75] R. A. Alpher und R. Herman, Evolution of the Universe, Nature 162, Band 21, 1948, Seite 774-775
- [76] P. J. E. Peebles, Discovery of the Hot Big Bang: What happened in 1948, 8. Okt. 2013, astro-ph/1310.2146
- [77] Luc Blanchet, Gravité modifiée ou matière modifiée ?, 10. Feb. 2009, astro-ph/0902.1712v1
- [78] Luc Blanchet, Alexandre Le Tiec, Dipolar Dark Matter and Dark Energy, 20. Juli 2009, astro-ph/0901.3114v2
- [79] A. Benoit-Lévy und G. Chardin, Observational constraints of a symmetric Milne universe, 13. Nov. 2008, astro-ph/0811.2149v1
- [80] Aurélien Benoit-Lévy und Gabriel Chardin, Do we live in a „Dirac-Milne“ Universe?, 13. März 2009, astro-ph/0903.2446
- [81] A. Benoit-Lévy und G. Chardin, Introducing the Dirac-Milne universe, 17. Juni 2013, astro-ph/1110.3054
- [82] A. Ram Gopal Vishwakarma, A Curious Explanation of Some Cosmological Phenomena, 13. Okt. 2011, astro-ph/1306.1809
- [83] Carlos A. Vera-Ciro u.a., Not too big, not too small: the dark halos of the dwarf spheroidals in the Milky Way, 27. Feb. 2012, astro-ph/1202.6061
- [84] Rishi Khatri, Rashid A. Sunyaev, Creation of the CMB spectrum: precise analytic solutions for the blackbody photosphere, 27. Juni 2012, astro-ph/1203.2601
- [85] Abraham Loeb, Direct Measurement of Cosmological Parameters from the Cosmic Deceleration of Extragalactic Objects, 11. Feb. 1998, astro-ph/9802122
- [86] Sebastian Lopez, The Universe Measured with a Comb, Science, Band 321, 5. Sept. 2008, Seite 1301-1302
- [87] S. Shen u.a., The size distribution of galaxies in the Sloan Digital Sky Survey, Mon. Not. Roy.Astron. Soc., Band 343, 29. Jan. 2003, Seite 978-994, astro-ph/0301527
- [88] Martín López-Corredoira, Angular size test on the expansion of the Universe, 2. Feb. 2010, astro-ph/1002.0525
- [89] Ignacio Trujillo, The size and mass evolution of the massive galaxies over cosmic time, 15. Nov. 2012, astro-ph/1211.3771
- [90] Immo Appenzeller, Die Entwicklung junger Galaxien, Sterne und Weltraum, Oktober 2010, Seite 34 bis 43

- [91] Yoshiaki Ono u.a., Evolution of the Sizes of Galaxies over $7 < z < 12$ Revealed by the 2012 Hubble Ultra Deep Field Campaign, 17. Dez. 2012, astro-ph/1212.3869
- [92] Bomee Lee u.a., CANDELS: The correlation between galaxy morphology and star formation activity at $z \sim 2$, 2. Juli 2013, astro-ph/1306.4980
- [93] S. Andreon u.a., JKCS 041: a Coma cluster progenitor at $z = 1.803$, 12. Mai 2014, astro-ph/1311.4361
- [94] J.A. Hodge u.a., An ALMA survey of submillimeter galaxies in the Extended Chandra Deep Field South: Source catalog and multiplicity, 15. April 2013, astro-ph/1304.4266
- [95] A. Mészáros und J. Rípa, A curious relation between the flat cosmological model and the elliptic integral of the first kind, 20. Juni 2013, astro-ph/1306.4736
- [96] Luca Pasquini u.a., CODEX: the high resolution visual spectrograph for the E-ELT, 2008, ESO-CODEX-Artikel
- [97] P. E. Vielzeuf und C. J. A. P. Martins, Probing dark energy beyond $z = 2$ with CODEX, 12. Feb. 2012, astro-ph/1202.4364
- [98] Jeremy Darling, Toward a Direct Measurement of the Cosmic Acceleration, 21. Nov. 2012, astro-ph/1211.4585
- [99] C.J.A.P. Martins u.a., Fundamental Cosmology in the E-ELT Era, 30. Sept. 2013, astro-ph/1309.7758
- [100] P.E. Vielzeuf und C.J.A.P. Martins, Varying constants and dark energy with the E-ELT, 30. Sept. 2013, astro-ph/1309.7771
- [101] Noterdaeme u.a., The evolution of the Cosmic Microwave Background Temperature: Measurements of TCMB at high redshift from carbon monoxide excitation, 14. Dez. 2010, astro-ph/1012.3164
- [102] Mayumi Sato u.a., On Measuring the CMB Temperature at Redshift 0.89, 21. Dez. 2012, astro-ph/1212.5625
- [103] J. Krelowski u.a., CN rotational excitation, Astron. Nachrichten, 333, Seite 627, 2012
- [104] Edward L. Wright, Errors in Tired Light Cosmology, 24. April 2008, abgeholt am 1. August 2012, Wright_1
- [105] Edward L. Wright, Can the CMBR be redshifted starlight? NO! , 14. Juni 1997, abgeholt am 1. August 2012, Wright_2
- [106] Marie-Noëlle Célérier, The Accelerated Expansion of the Universe Challenged by an Effect of the Inhomogeneities. A Review, 11. Juli 2005, astro-ph/0702416
- [107] Benedict M.N. Carter u.a., Type Ia supernovae tests of fractal bubble universe with no cosmic acceleration, 11. Juli 2005, astro-ph/0504192
- [108] George F R Ellis, Inhomogeneity effects in Cosmology, siehe speziell Abschnitt 4.2, 11. März 2011, astro-ph/1103.2335
- [109] F.S. Labini, L. Pietronero, The complex universe: recent observations and theoretical challenges, siehe speziell Abschnitt 3.2, 27. Dez. 2010, astro-ph/1012.5624
- [110] Hans-Thomas Janka, Supernovae und kosmische Gammablitz, Spektrum Akademischer Verlag, 2011