Weltpotentialtheorie (WPT)

Kosmologie ohne Urknall und dunkle Kräfte

und

Modifizierte Kepler/Newton-Gravitation

Peter Wolff
www.wolff.ch

Théorie du potentiel cosmique (TPC)

Cosmologie sans Big Bang ni forces noires
et
Gravitation modifiée de Kepler/Newton

Peter Wolff
www.wolff.ch

Teoria del potenziale cosmico (TPC)

Cosmologia senza Big Bang né forze oscure
e
Gravitazione Kepler/Newton modificata

Peter Wolff
www.wolff.ch

Abkürzungen

NM	=	(Lokale) newtonsche Mechanik
NK	=	Newtonsche Kosmologie
SRT	=	Spezielle Relativitätstheorie
ART	=	(Lokale) allgemeine Relativitätstheorie
WPT	=	Weltpotentialtheorie
KS	=	Kugelschale, die das lokale All sym. umschliesst
ρ	=	Mittlere Dichte des Alls = Dichte der aktual ∞ KS
v	=	Geschwindigkeit; hier rel. zu Erde oder Weltsubstrat
g	=	Erdbeschleunigung = 981 cm/s² ~ konstant
Hc	=	Welt(brems)beschleunigung für Licht ~ 70 pico g
a_G	=	Gravitationsbeschleunigung; hier = – g, 0 oder – Hc
a_R	=	Raketenstrahlbeschleunigung; hier = g, 0 oder Hc

Wenig bekannte Bezeichnungen

Potential unendlich meint z.B. im Falle einer Vollkugel mit Radius R, dass man R im Rahmen eines üblichen Grenzwertprozesses gegen ∞ gehen lässt; der Mittelpunkt kann so nicht verloren gehen, ebenso wenig die Form des Schwerepotentials im Kugelinnern.

Aktual unendlich ist eine Kugel, die man nicht über einen üblichen Grenzwertprozesses erhalten kann, die sozusagen schon immer da war oder die man aus einem weitereren Übergang erhält, der einer potential unendllchen Kugel (und ihrem Potential) auch noch den Mittelpunkt raubt.

Weltpostulat ist ein Synonym für das kosmologische Prinzip.

Allsymmetrie heisst die vom Weltpostulat verlangte Symmetrie, weil sie im All gilt und (z.B. in WPT und steady-state-Kosmologie) maximal ist.

Eine immer gleiche **aktual unendliche KS** umfasst jede beliebige, virtuelle, endliche Kugel in einem unendlichen, homogen/isotropen All.

Lesetipp zum Plakat: www.wolff.ch/astro/Bonn.pdf

Die Newtonsche Kosmologie

Sie ist weder der newtonsche Grenzfall der ART-Kosmologie noch eine einfache Anwendung der NM auf die Kosmologie. 1934 hatten Milnes und McCrea wohl erstmals gemerkt, dass man die Friedmanngleichungen auch ohne ART und zudem auf viel einfachere und physikalisch instruktivere Weise erhalten kann. Heckmann hat dann den Potential- und Kraftbegriff der NM an die Kosmologie eines unendlichen Alls angepasst, was aber nur funktioniert, wenn man für das All bzw. das den Kosmos erfüllende homogen/isotrope Weltsubstrat **die physikalisch völlig unverstandene Hubbledynamik** postuliert, die man sich am besten mit dem bekannten aufgehenden Kuchen veranschaulicht; für Modellierungszwecke wechselwirke das Weltsubstrat nur gravitativ.

Das NK-Potential V entspricht dem NM-Potential im Innern einer Vollkugel mit Dichte ρ: $V = (2\pi/3)\, G\, \rho\, R^2$, allerdings mit verschiedener Bedeutung von R: In der NK ist R der Abstand zweier beliebiger Allpunkte.

Metrik oder Gravitationspotential?

Die g_{ij} der ART kann man formal immer als $g_{ij} = \eta_{ij} + V_{ij}$ schreiben. Die V_{ij} sind generalisierte Potentiale. Aus ART-Sicht erben die V_{ij} ihre Eigenschaften von den g_{ij}; aus Potentialsicht ist es umgekehrt.

Hubblegesetz in NK und ART-Kosmologie

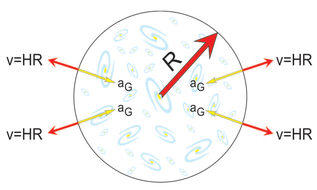
Nur bei Hubble-Expansion/Implosion bewegen sich alle Weltsubstratteilchen gegenüber beliebigen andern solchen Teilchen radial, so dass jeder Punkt als Mittelpunkt erscheint. Bei aktualer Unendlichkeit des Alls ist jeder Punkt potentiell Schwerezentrum, so dass die kosmische Gravitation nach NK nur vom Abstand R einer Testmasse zu einem beliebigen Allpunkt abhängt. Dies und die R-Proportionalität der kosmischen Gravitation lassen Schwerkräfte in der NK wie Geschwindigkeiten transformieren.

Die hohe Symmetrie in NK (und ART) ist nicht eine Eigenschaft der kosmischen Gravitation, sondern primär der Weltsubstratdynamik, während in der WPT schon die kosmische Gravitation als allsymmetrische Weltbremskraft auftritt, die das Weltsubstrat stabil statisch macht.

Newton-friedmannsche, homogen/isotrope, expandierende Vollkugelmodelle in NM und NK

Endliches und potential unendliches Allmodell der NM

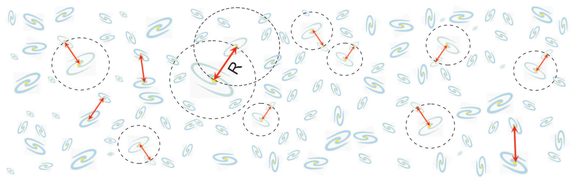
Für alle Punktpaare gilt das **Hubblegesetz v = H R**



Das NM-Modell ist – ausser bezüglich der Hubble-Dynamik – nur im Mittelpunk isotrop; es folgt: **Ein NM-Modell kann das (schwache) Weltpostulat nicht erfüllen.**

Aktual unendliches NK-Modell mit virtuellen Kugeln

Für alle Punktpaare gilt das **Hubblegesetz v = H R**

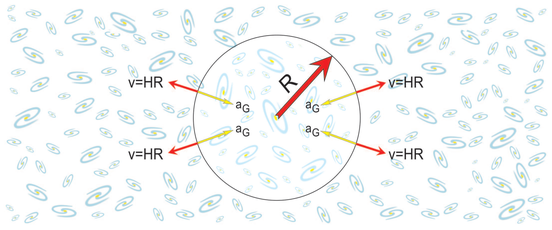


Ein aktual unendliches Modell ergibt Isotropie und Homogenität: Schwerkräfte auf eine Weltsubstratmasse können nur noch von ihrem Abstand R zu irgendeinem Allpunkt (virtuelles Zentrum) abhängen. So gibt es um alle Punke virtuelle Kugeln; geeignet normiert wird der Radius R Skalenfaktor des Modells.

Aktual unendliche, homogen/isotrope, expandierende Kugelschalenmodelle in NK und ART

„NK-Stellvertreterkugel“ mit aktual unendlicher KS

Es gilt **v = H R**, und die **KS** induziert keine Felder in NK-Kugel



Aus Hubble, der Poissongleichung für das Gravitationspotential **V(R) = (2π/3) G ρ R²** und den newtonschen Bewegungsgleichungen für Weltsubstrattestmassen folgen die Friedmanngleichungen für R(t) und H(t) der Standardkosmologie:

Das euklidische, metrische Standardmodell der Kosmologie mit Friedmanns Wegelement (dΦ = dθ = 0):

$$ds^2 = c^2\, d\tau^2 = c^2\, dt^2 - R(t)^2\, dr^2$$

R(t) ist der Skalenfaktor, der implizit das Hubblegesetz mit **H = Ṙ/R** enthält.

Aus ds² und den ART-Feldgleichungen folgen die Friedmanngleichungen für R(t) und H(t). Viel einfacher und physikalisch instruktiver erhält man sie aber – wie man hier links sieht – aus der NK.

Zusammenhang zwischen NK- und ART-Berechnungen in der Friedmannkosmologie:

Die Lichtbahnberechnung im Übersichtsdiagramm ist nicht im Sinne der NK, gibt aber (halbklassisch) die richtigen ART-Resultate:

Die Friedmanngleichungen für R(t) und H(t) der wichtigsten Expansionsmodelle des Kosmos mit v = H R nach Lemaître und Hubble

Gravitatives, antiexpansives Basismodell

1. Friedmanngleichung für R(t) (Newtonsche Bew.Gleichung im NK-Kugelfeld)

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

Daraus folgt $v^2/2$ und die 2. Friedmanngleichung für $H(t)$:

$$\frac{v^2}{2} = \frac{\dot{R}^2}{2} = \frac{G\,M}{R} + E_\infty \;\text{ und }\; H(t)^2 = \left(\frac{\dot{R}}{R}\right)^2 = \frac{8\pi}{3}\,G\,\rho(t) - \frac{kc^2}{R^2} = \frac{2\,G\,M}{R^3} - \frac{kc^2}{R^2}$$

E_∞ = Kinetische Energie pro Weltsubstrattestmasse für $R \to \infty$; $k = -sgn(E_\infty)$:

1. $E_\infty < 0,\ k = \;\; 1$: All expandiert vor finaler Implosion, oder es oszilliert.
2. $E_\infty = 0,\ k = \;\; 0$: All expandiert ewiglich, aber für $t \to \infty$ nur mit $v = 0$.
3. $E_\infty > 0,\ k = -1$: All expandiert für alle Zeiten mit $v > 0$.

$\mathbf{E_\infty = 0}$: All wird für $\mathbf{t \to \infty}$ und $\mathbf{H \to 0}$ stabil statisch wie in der WPT.

Ein WPT-Abgleich für ρ, H und $v \to 0$ ergibt damit: $\boldsymbol{H = \sqrt{\frac{8\pi}{3} G\rho}}$

+ Antigravitatives, expansives Hubble-Modell (de Sitter)

Aus dem Hubblegesetz $v = H\,R$ mit konstantem H folgt die Hubblebeschleunigung: $\mathbf{a}_H = \dot{R}\,\frac{\mathbf{R}}{R} = \frac{dv}{dR}\,\dot{R}\,\frac{\mathbf{R}}{R} = H\,v\,\frac{\mathbf{R}}{R} = H^2\,R\,\frac{\mathbf{R}}{R}$. Daraus folgen mit $\Lambda c^2 = 3H^2$ die 1. und 2. Friedmanngleichung des beschl. expandierenden de-Sitter-Modells:

Bew.Gl. für R(t) $\quad \ddot{R} = H^2 R = \frac{\Lambda c^2}{3} R \quad$ und $\quad H(t)^2 = \left(\frac{\dot{R}}{R}\right)^2 = -\frac{kc^2}{R^2} + \frac{\Lambda c^2}{3}$

Weil H annahmegemäss konstant ist, muss $k = 0$ sein wie in der WPT und Konkordanzkosmologie. Dann gilt für die kosmologische Konstante: $\boldsymbol{\Lambda = \frac{3H^2}{c^2}}$

Da Λ unabhängig von R und v ist, gilt diese Beziehung auch relativistisch. Die Hubblebeschleunigung $a_H = Hv$ kann dann in nahe liegender Weise durch $Hc = \sqrt{\frac{\Lambda}{3}}c^2$ ersetzt werden: Da $a_H = Hc = konst.$ nur hoch rel. gilt, muss man relativistisch rechnen und die hyperbolische Raketenformel für eine konstant beschleunigte Rakete benützen, ganz wie in der WPT: In einer solchen Rakete verhalten sich nämlich Lichtbahnen wie in einem konstanten Schwerefeld $a_G = -Hc$, das gerade der Weltbremsbeschleunigung der WPT für Licht entspricht:

Das SRT-Hubblemodell der NK ist der WPT-Kosmologie äquivalent, die die NK-(Licht)Schwerebeschl. $-\frac{GM}{R^2} = -\frac{4\pi}{3}G\rho\,R$ durch $-\sqrt{\frac{8\pi}{3}G\rho}\,\boldsymbol{c}$ ersetzt.

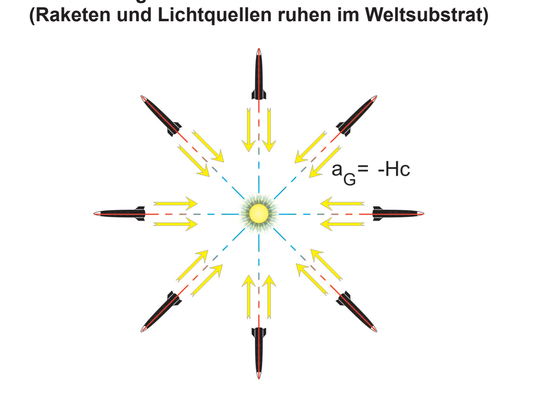
= Standardmodell der Friedmannkosmologie

Weder das gravitative NK/ART-Basismodell noch das NK/ART-Hubble-de-Sitter-Modell können die Beobachtungen mit dem freien Parameter $H(t_{heute})$ quantitativ korrekt beschreiben. So geht man halt im Konkordanzmodell von der Existenz gravitierender (normale und Dunkle Materie) und antigravitierender Energie (dunkle Energie) im All aus, was die Anpassungsfreiheiten an die Beobachtungen so erhöht, dass mindestens die bekanntesten korrekt beschrieben werden können. Aus der Kombination von Basis- und Hubblemodell erhält man sofort die 1. und 2. Friedmanngleichung des Standardmodells der Kosmologie:

$$\ddot{R} = -\frac{G\,M}{R^2} + \frac{\Lambda c^2}{3} R \quad \text{und daraus} \quad H(t)^2 = \left(\frac{\dot{R}}{R}\right)^2 = \frac{8\pi}{3} G\,\rho - \frac{kc^2}{R^2} + \frac{\Lambda c^2}{3}$$

Im Konkordanzmodell mit $k = 0$ dominiert für $H(t_{heute})$ der konstante Λ-Term, was ein sehr starker Hinweis auf ein statisches All ist, da man sich nur schwer eine Energiedichte vorstellen kann, die bei Expansion des Alls konstant bleibt. Wegen der Dominanz des Λ-Terms im Konkordanzmodell ist die Hubblemodellformel für Λ – bei angenommener Gültigkeit der WPT – auch ein vernünftiger Schätzwert für das (falsche) Konkordanzmodell: $\Lambda \sim \frac{3H^2}{c^2}$.

Friedmannkosmologie



ART-Kosmologie = „Reiner“ Newton für R(t) + SRT aus Metrik

Kernproblem: Hubbledynamik ist physikalisch unerklärlich

Statisches WPT-Kugelschalenmodell

Unter Allsymmetrie in einem annahmegemäss aktual unendlichen All manifestiert sich die bekannte lokale Gravitation anders als z.B. unter Zentralsymmetrie. Weil diese Symmetrie besonders stark ist, legt sie unter Aufgabe der Poissongleichung die R-Abhängigkeit des Weltpotentials V(R) bzw. der physikalisch allein wesentlichen Potentialdifferenzen und Gradienten, die die Schwerebeschleunigung angeben, auf kosmischen Distanzen fest: $V(R) = k\ f\ R$, wobei k konstant ist und f eine Funktion nur von Testmassengrössen wie der Geschwindigkeit v. R ist in der WPT der Abstand einer Testmasse im freien Flug vom (realen oder virtuellen) Startpunkt, der immer auch mit dem momentanen Aufenthaltspunkt der Testmasse identifiziert werden darf; bei dieser Bedeutung von R schreiben wir ab jetzt r statt R. Aus dem so **testmassenrelativ** definierten V(r) ergibt sich nun die gravitative Weltbeschleunigung $\mathbf{a}_{\text{Welt}}$ auf Licht oder eine Testmasse, die sich von ihrem momentanen Aufenthaltspunkt um **dr** entfernt:

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

Die Singularität lässt sich mit einem v- bzw. β-abhängigen Faktor $f(\beta)$ beheben, da im Gravitationszentrum ruhende Testmassen keine Beschleunigung erfahren:

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

$\mathbf{v}_{\text{mom.}} = \frac{\mathbf{dr}}{dt}$ ist die momentane Geschwindigkeit, weshalb auch $\frac{\mathbf{dr}}{dr} = \frac{\mathbf{v}}{v}$ gilt. D.h. $\mathbf{a}_{\text{Welt}}$ ist eine kosmische Bremskraft. $f(\beta)$ sollte zudem nicht unstetig sein, sondern stetig mit $f(0) = 0$ und $f(1) = 1$, denn die Natur ist selten unstetig:

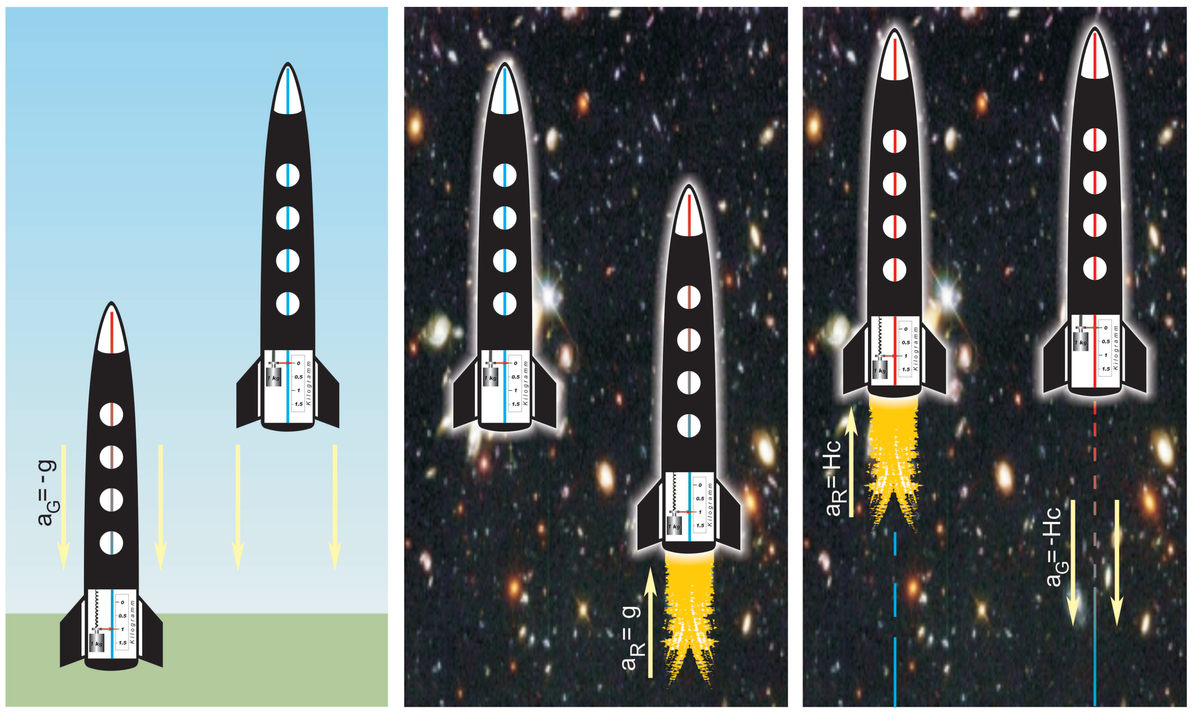
$$\mathbf{a}_{\text{Welt}} = -kf(\beta)\ \frac{\mathbf{v}}{v} \quad \text{mit } f(0) = 0 \text{ und } f(1) = 1 \quad \text{Für Licht also:} \quad \mathbf{a}_{\text{Welt}} = -k\ \frac{\mathbf{c}}{c}$$

Ein besonders einfacher und trotzdem hinreichend guter Ansatz für f ist $f(\beta) = \beta^\nu$ mit ν=1, was aber noch besser an Beobachtungsdaten zu prüfen sein wird.

Licht wird darum auf kosmischen Distanzen mit der konstanten Schwerebeschleunigung $\boldsymbol{k = Hc}$ „gebremst“. Das kann man allein mit der SRT und dem originalen Äquivalenzprinzip Einsteins von 1907 (siehe auch nebenstehende Bilder) berechnen; die SRT ist auf kosmischen Skalen zuständig, weil bei angenommener Allsymmetrie c konstant sein muss.

Die Äquivalenzraketen in NM/ART und WPT

Konstantes Schwerefeld ← Feldfreier Raum → Konst. lichtrel. Schwerefeld

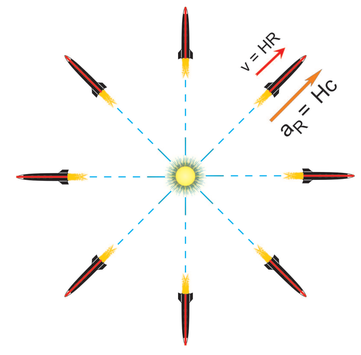


1. Äquivalenz: Raketen im freien Flug in Schwerefeld und feldfreiem Raum
2. Äquivalenz: Im Schwerefeld ruhende Rakete und im feldfreien Raum konstant beschleunigte Rakete (Rotverschiebung massiv überhöht)

Lichtäquivalenz: Im feldfreien Raum beschl. SRT-Hubble- und im Allsubstrat ruhende WPT-Rakete (Federauslenkung massiv überhöht)

Weltschwere statt beschl. Expansion

SRT-Hubble-Äquivalenzraketenexpansion des Alls



Lichtermüdung im lichtstrahlrelativen Weltschwerefeld (Raketen und Lichtquellen ruhen im Weltsubstrat)

Kosmologische Rotverschiebung und Zeitlupeneffekt in der WPT allein aus SRT und originalem Äquivalenzprinzip Einsteins von 1907

Gravitative Rotverschiebung

Weil Licht nach WPT gravitativ mit konstanter Kraft „gebremst“ wird, kann man Lichtbahnen statt in einem Schwerefeld in einer konstant beschleunigten „Äquivalenzrakete“ berechnen, indem man Licht und Rakete gedanklich zusammen bei der im Weltsubstrat ruhend angenommenen Lichtquelle, z.B. einer Supernova, starten lässt. In Anlehnung an metrische Rechnungen erhält man die gravitative Rotverschiebung und Zeitdilatation. Diese fundamentale Rechnung findet man im Anhang C von www.wolff.ch/astro/Grav.pdf. Es geht aber auch einfacher: Der Licht- bzw. Photonenergie $E = h\nu$ kann man halbklassisch eine träge Masse $m_{\text{träg}} = \frac{E}{c^2} = \frac{h\nu}{c^2}$ zuordnen, womit man die infinitesimale Energieänderung dE von (monochromatischem) Licht mit Senderfrequenz ν_S in einem Gravitationsfeld erhält, wenn man die vom Licht durchlaufene Potentialdifferenz dV kennt (ein positives dV führt zu Energieverlust):

$$dE = h\ d\nu = -m_{\text{träg}}\ dV = -\frac{h\nu_S}{c^2}\ dV \text{ und mit } dV = Hc\ dr \text{ nach WPT folgt:}$$

$$\frac{d\nu}{\nu_S} = -\frac{d\lambda}{\lambda_S} = -dz = -\frac{dV}{c^2} = -\frac{H}{c}\ dr \quad \text{bzw.} \quad dz = \frac{H}{c}\ dr = H\ d\tau_E$$

Gravitative Zeitdilatation und Lichtlaufzeit im Weltruhesystem

Die gravitative Zeitdilatation folgt daraus, dass die inverse Frequenz des monochromatischen Lichtstrahls ein Zeitmass ist und das Frequenzverhältnis von (scheinbarer) Senderfrequenz ν_S und Empfängerfrequenz ν_E darum die Zeitdehnung $\frac{d\tau_S}{d\tau_E}$ zwischen Sender und Empfänger angibt:

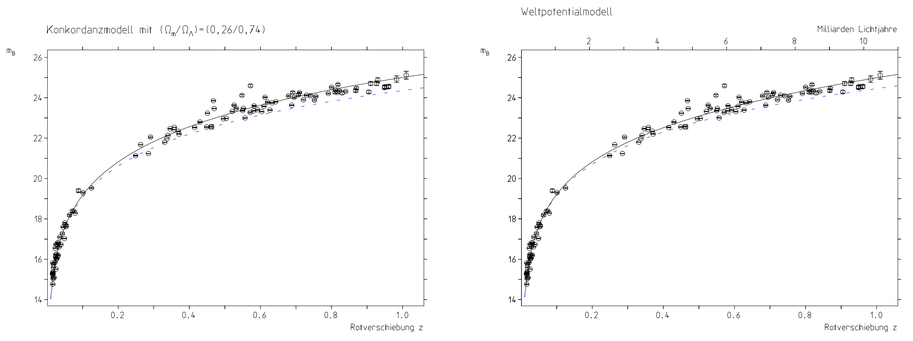
$$\frac{d\tau_S}{d\tau_E} = \frac{\nu_E}{\nu_S} \;\text{ mit }\; z = \frac{\lambda_E - \lambda_S}{\lambda_S} = \frac{\nu_S}{\nu_E} - 1 \text{ ergibt den Zeitlupeneffekt } \frac{d\tau_E}{d\tau_S} = 1 + z$$

Mit $dz = H\ d\tau_E$ erhält man $d\tau_S = d\tau_E/(1+z) = 1/(1+z)\ dz/H$ und daraus die Eigenlichtlaufzeit im Raketensystem $\tau_S(z) = ln(1+z)/H$. Die Lichtlaufzeit im inertialen Weltruhesystem, die die scheinbare Helligkeit von Standardkerzen (Supernovae Ia) bestimmt, erhält man über die hyperbolische Raketengleichung:

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

Mit D_l kann man die theoretische Leuchtkraft-Rotverschiebungsbeziehung der WPT berechnen und mit den Beobachtungen vergleichen; siehe Bilder rechts:

Die Leuchtkraft-Rotverschiebungsbeziehung von WPT- und Konkordanzmodell und die Supernovae Ia



Kommentar/Beurteilung

Die gestrichelte Kurve gilt für ein euklidisches Friedmannmodell mit $(\Omega_m, \Omega_\Lambda) = (1, 0)$; an diese Kurve können die Messdaten nicht angepasst werden, weshalb Ω_Λ im Rahmen des Konkordanzmodelles nicht 0 sein kann, was bedeutet, dass dieses Allmodell seit einigen Milliarden Jahren beschleunigt expandiert.

Die WPT-Theoriekurve entspricht der Kurve der Standardkosmologie für ein leeres, hyperbolisches All mit $(\Omega_m, \Omega_\Lambda) = (0, 0)$, was ein unzulässiges Friedmannmodell ist, da das Weltall nicht leer ist. Dies Modell entspricht auch Milnes leerem SRT-Modell, das die Beobachtungsdaten erstaunlich gut beschreiben kann.

Kurz: Die WPT kann die Supernovae Ia-Beobachtungsdaten ähnlich gut beschreiben wie das Konkordanzmodell mit Dunkler Materie und Energie, obwohl sie über keinen einzigen völlig freien Parameter verfügt. Der leicht freie Parameter $H = \sqrt{\frac{8\pi}{3}\,G\,\rho}$ passt zudem auf etwa ein bis zwei Grössenordnungen zur geschätzten Dichte ρ_0 auf den grössten messtechnisch erfassbaren Skalen.

Die Approximationszonen der WPT

An „genügend“ starken lokalen Feldlinien richtet sich die Weltbeschleunigung aus, so dass die Weltbeschleunigung teilweise zu klassisch/konservativen WPT-Zusatztermen und teilweise zu dissipativen WPT-Zusatztermen führt, die die lokalen Schwerkräfte im Allgemeinen verstärken. In der WPT unterscheidet man vier Zonen mit verschieden grossem relativem WPT-Einfluss:

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 in der Keplerzone vorhandene Zentralsymmetrie erhalten. In dieser Zone dominieren die WPT-Terme mit abnehmender Stärke der lokalen Schwerebeschleunigung.
3. In der **Delokalisierungszone** findet der allmähliche Übergang von der Zentralsymmetrie zur kosmischen Allsymmetrie statt; wir betrachten hier einfachheitshalber nur Zentral- und Allsymmetrie.
4. In der **Ätherzone** darf man lokale Felder vernachlässigen; sie ist allein durch die kosmische Gravitation der aktual unendlichen Massenschale der WPT geprägt.

Die MOND-Artigkeit der Galaxiendynamik

Für die **Kepler- ($r \le R_M$) und MOND-Zone ($r \ge R_M$)** und für Testkörper auf Kreisbahnen, die nicht von der „Weltdissipation“ betroffen sind und für die allein zuverlässige Beobachtungsdaten vorliegen, gilt:

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

$$a = \frac{GM}{r^2} + Hc\ \frac{R_M}{r} \quad \text{für} \quad r \ge R_M \quad \text{mit} \quad R_M = \sqrt{\frac{GM}{F_M\ Hc}} \quad \text{und} \quad F_M \approx 6$$

Für grosse r bzw. bei vernachlässigbarem GM/r^2 folgt in der MOND-Zone

für die **Weltpotentialtheorie**: und für Milgroms **MOND-Ansatz**:

$a = Hc\ R_M/r = \sqrt{GMHc/F_M}/r \qquad a = \sqrt{a_N a_0} = \sqrt{a_0 GM/r^2} = \sqrt{GMa_0}/r$

Für grosse r folgt $a_0 = Hc/F_M$ mit $F_M \approx 6$ und mit $a = v^2/r$ für Kreisbahnen die Tully/Fisher-Regel, wenn M proportional zur Leuchtkraft L ist:

$$v_{\text{Sättigung}} \;=\; \sqrt[4]{GHc/F_M}\ \sqrt[4]{M} \;=\; Konst.\ \sqrt[4]{M} \;=\; Konst.\ \sqrt[4]{L}$$

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

Die isotrope Hintergrundstrahlung

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

Die Anisotropien der Hintergrundstrahlung

Im Rahmen der Standardkosmologie bilden kleine Dichtefluktuationen in der heissen Ursuppe die Keime der heute im All sichtbaren Strukturen von Galaxien, Haufen und Filamenten. Die Dichtefluktuationen zur Zeit der Rekombination des Urplasmas im Rahmen dieses Modelles sieht man noch heute in den Anisotropien der Hintergrundstrahlung, weswegen es in den Expansionsmodellen des Kosmos eine enge Korrelation zwischen den heute sichtbaren Strukturen und den Anisotropien der Hintergrundstrahlung geben muss.

Eine solche Korrelation gibt es auch in der WPT, allerdings sind in der WPT die Anisotropien nicht mehr Ursache, sondern Folge der heutigen, grossräumigen Materieverteilungen im All, wobei es nach WPT primär auf die Materieverteilungen ankommt, die hauptsächlich für die Nachthermalisierung des Galaxien- bzw. Sternenlichtes verantwortlich sind; schon aus der Standardkosmologie bekannte „Vordergrundeffekte“, wie der Sunjajew-Seldowitsch-Effekt, sind natürlich auch in der WPT zu beachten.