

Kosmische Gravitation

oder

Gravitation unter Zentral- und Allsymmetrie

Peter Wolff

www.wolff.ch

4. Mai 2011

1 Einführung

Ausgehend von der Gravitationstheorie Newtons soll der Kerngedanke der Weltpotentialtheorie (WPT), einer Kosmologie ohne Urknall und Dunkle Materie, erklärt werden. Das ist zulässig, weil meine Modifikation der Gravitation Kepler und Newton betrifft und damit auch die ART, die darum ihre Gültigkeit auf grossen Skalen bzw. bei kleinen Feldstärken verliert.

Die Schwerkraft ist seit alters dafür bekannt, dass sie Steine und Äpfel auf die Erde fallen lässt, und seither hat man schrittweise dazu gelernt, dass sie auch Monde und Planeten an ihre Zentralkörper bindet und ganze Sonnensysteme an ihre Galaxien und dass sie sogar ganze Galaxienhaufen zusammenhält: alles Systeme, die in mehr oder weniger guter Näherung zentralsymmetrisch sind.

Erst wenn man den Kosmos, das All als Ganzes, beschreiben möchte, sind zentralsymmetrische Ansätze mit gut sichtbaren Zentren nicht mehr passend, weil auf genügend grossen Skalen das Weltall in allen Punkten homogen und isotrop zu sein scheint. Man formuliert dies Faktum als **Weltpostulat** oder kosmologisches Prinzip. Die zugehörige Symmetrie nennen wir **Allsymmetrie**, weil sie für das All als Ganzes gilt und weil sie maximal ist, indem sie für alle Allpunkte völlige Gleichwertigkeit und Ununterscheidbarkeit verlangt. Erfüllt sei dies All für Modellzwecke von einem nur gravitativ wechselwirkenden, homogen/isotropen Allsubstrat mit der Dichte ρ .

Hauptziel ist zu zeigen, wie die lokale Gravitation unter Allsymmetrie, also auf ganz grossen Skalen, in Erscheinung treten muss, nämlich als universelle, dissipative **Weltbeschleunigung**. Die Allsymmetrie hat schon für den newtonschen Kraft- und Potentialbegriff wichtige Folgen: Kräfte und Potentiale können – anders als in der „klassischen“ Physik – so nämlich ganz grundsätzlich nur noch „(testteilchen-)relativ“ definiert werden, weil es absolut ausgezeichnete Punkte unter Allsymmetrie nicht geben kann. Deswegen entspricht das Weltpotential der WPT nicht dem klassischen Potentialbegriff und die daraus abgeleitete, auf Äquivalenzraketenbetrachtungen beruhende WPT-Metrik nicht einer üblichen ART-Metrik (siehe Anhänge A, B und C). Zur Erinnerungsauffrischung beginnen wir mit den Grundlagen der bekannten, lokalen Gravitationstheorie:

2 Das Kepler/Newtonsche Gravitationsgesetz

Das Schwerkraftgesetz für zwei „Punktmassen“ mit den Massen m und M lautet, wenn r den Abstand beider Massen und K die Kraft zwischen beiden Massen meint:

$$K = G \frac{mM}{r^2}, \quad \text{wobei } G \text{ die Gravitationskonstante ist.} \quad (1)$$

Schon 1609 in der Astronomia Nova von Kepler [1] findet man dazu:

Wenn man zwei Steine an einen beliebigen Ort der Welt versetzen würde, nahe beieinander außerhalb des Kraftbereichs eines dritten verwandten Körpers, dann würden sich jene Steine ähnlich wie zwei magnetische Körper an einem zwischenliegenden Ort vereinigen, wobei sich der eine dem andern um eine Strecke nähert, die der Masse des andern proportional ist.

An Stelle der Steine betrachtete Kepler auch noch Erde und Mond, und bezüglich der r-Abhängigkeit zwei Fälle, nämlich einen, bei dem eine Kraft vom ganzen (Sonnen-)Körper ausgeht, was in Analogie zum Licht zu einem $1/r^2$ -Gesetz führt und den Fall, wo eine (andere) Kraft nur vom Äquator ausgeht, was zu einem $1/r$ -Gesetz führt, was letztlich Gaußens Integralsatz vorwegnimmt.

Diese Sicht entspricht der Situation, wo die Masse des einen Körpers verglichen mit der des andern vernachlässigbar ist, wie z.B. bei Steinen gegenüber der Erde oder Planeten gegenüber der Sonne. Dann bewegt sich der Leichtere, der Testkörper, im Kraftfeld des Schwereren, ohne dieses konservative Feld selber merklich zu beeinflussen, und dann kann man den schwereren Körper mit Masse M als die Quelle eines Schwerefeldes $\vec{a}(\vec{r})$ ansehen, der sich im Punkte $r = 0$ befindet. Aus (1) erhält man nach Division durch m die Schwerebeschleunigung mit dem Potential $V(R)$:

$$\vec{a}(r) = -\frac{G M}{r^2} \frac{\vec{r}}{r} = -\vec{grad} V(r) \quad \text{mit} \quad V(r) = -\frac{G M}{r} \quad (\text{Pot. Energie pro Testmasseneinheit}) \quad (2)$$

Für lokal beliebige Massenverteilungen erhält man das Potentialfeld $V(r)$ aus der Poissongleichung:

$$\Delta V = -\text{div} \vec{a} = 4\pi G \rho, \quad \text{wo } \rho \text{ die lokale Massendichte ist und } V(r) = 0 \text{ für } r \text{ gegen } \infty \text{ gelte.} \quad (3)$$

3 Gravitation unter Zentralsymmetrie

Im Falle kugelsymmetrischer Probleme sind vor allem folgende Punkte wichtig:

1. Eine isotrope Voll- oder auch Hohlkugel verhält sich von aussen wie ein Massenpunkt, d.h. wie wenn die gesamte Masse im Kugelmittelpunkt konzentriert wäre: Die Gravitationsbeschleunigung $\vec{a}_{\text{ausseren}}$ einer isotropen, sphärischen Massenverteilung entspricht darum (2):
2. Die Massenschale einer isotropen Hohlkugel führt (wie auch in der ART) zu keiner Gravitationsbeschleunigung \vec{a}_{hohl} auf einen Testkörper im Hohlraum: $\vec{a}_{\text{hohl}} = 0$
3. Die gravitative Wirkung im Innern einer isotropen Vollkugel auf eine Testmasse im Mittenabstand r geht daher allein von der Gesamtmasse aus, die sich innerhalb von r befindet:

$$\vec{a}_{\text{innen}} = -G \frac{M(r)}{r^2} \frac{\vec{r}}{r} = -G \frac{4\pi \int_0^r \rho(x) x^2 dx}{r^2} \frac{\vec{r}}{r}$$

Für eine homogene Vollkugel mit konstanter Massendichte ρ , die den Ausgangspunkt für das newtonsche, kosmologische Standardmodell (Newton-All) bildet, erhält man damit:

$$\vec{a}_{\text{N-All}} = -\frac{4\pi}{3} G \rho r \frac{\vec{r}}{r} \quad \text{mit dem Potential} \quad V_{\text{N-All}}(r) = \frac{2\pi}{3} G \rho r^2 \quad (4)$$

Das newtonsche Vollkugelmodell des Alls (4) führt zu einer gravitativen Frequenzverschiebung, die proportional zu r^2 ist, denn Licht der Frequenz ν_0 und der Wellenlänge λ_0 erfährt beim Durchlaufen der Potentialdifferenz aus (4) $dV = \frac{4\pi}{3} G \rho r dr$ eine Frequenzverschiebung dz (Pound-Rebka) von

$$dz = \frac{d\lambda}{\lambda_0} = -\frac{d\nu}{\nu_0} = \frac{dV}{c^2} = \frac{4\pi}{3} \frac{G \rho r dr}{c^2} \quad \text{und daraus} \quad z = \frac{2\pi}{3} \frac{G \rho}{c^2} r^2 \quad \text{für „kleine“ } z \text{ und } r \quad (5)$$

(5) gilt nur für „genügend“ kleine z und r , wo Newton noch sicher zuständig ist. Aber schon in diesem aus Beobachtungen besonders gut bekannten Fall versagen (4) und (5) offensichtlich krass:

- I. Die kosmologische Rotverschiebung ist proportional zu r und nicht zu r^2 , und zudem ergäbe (5) für kleine z auch quantitativ eine viel zu kleine Rotverschiebung.
- II. (4) erfüllt aber auch das Weltpostulat nicht, da es einen Mittelpunkt $r = 0$ auszeichnet: D.h. das newtonsche Vollkugelmodell des Alls würde nur in $r = 0$ isotrop erscheinen, aber nicht einmal dort homogen, und Licht würde in $r = 0$ blauverschoben ankommen.

4 Gravitation unter Allsymmetrie

Ein endliches newtonsches Vollkugelmodell des Alls verletzt das Weltpostulat, weil es ein Zentrum absolut auszeichnet, auf das alle Schwerebeschleunigungsvektoren hinzeigen. Diese Auszeichnung bleibt auch bestehen, wenn man den Radius R dieser Modellkugel im Rahmen eines üblichen Grenzwertprozesses gegen ∞ gehen lässt. Daran sieht man, dass Allsymmetrie im Allgemeinen erst mit einem aktual unendlichen All verträglich ist, in dem jeder beliebige Punkt potentiell Gravitationszentrumseigenschaften hat, wenn ein Punkt diese Eigenschaft hat; diese Eigenschaft kann aber der Kugelmittelpunkt selbst bei einem Grenzübergang zu einem aktual unendlichen All nicht verlieren. Will man keine Widersprüche hervorrufen, darf aber jeweils nur ein potentielles Gravitationszentrum als aktuelles oder effektives Gravitationszentrum wirken. Der momentane Aufenthaltspunkt einer Testmasse zeichnet aber immer genau einen Weltpunkt aus, der damit zum „natürlichen“, testmassenrelativ definierten, effektiven Gravitationszentrum wird:

Fundamentalsatz der kosmischen Gravitation: *Der momentane Aufenthaltspunkt O von Testmassen erhält unter Allsymmetrie effektive Gravitationszentrumseigenschaften, weswegen Testmassen in einem nicht leeren, ideal homogenen Weltsubstrat durch die Schwerkraft immer gebremst werden, wenn sie sich von ihrem momentanen Aufenthaltsort entfernen, was sich wie eine universionelle, dissipative Weltbeschleunigung auswirkt.*

Im freien Flug kann aber der momentane Aufenthaltspunkt zu einem beliebigen Zeitpunkt als Startpunkt A definiert werden, und dann kann dieser Startpunkt als effektives Gravitationszentrum so lange beibehalten werden, wie keine Störungen auf die Testmasse wirken. Das ermöglicht dann eine „integrale“ Formulierung des Testmassenfluges, wobei man einfachheitshalber bei einem Flug von A nach B den Nullpunkt bzw. das effektive Gravitationszentrum in A annimmt und im umgekehrten Fall in B . Die auf die Testmasse oder einen Lichtstrahl wirkende Gravitationskraft kann unter Allsymmetrie nicht konservativ sein, da sich Hin- und allfälliger Rückflug in nichts unterscheiden dürfen, was gerade auch die Voraussetzung für eine „allweite“ SRT-Uhrensynchronisation ist. Damit kann ein allsymmetrisches Weltpotential auch kein übliches, absolut definiertes, newtonsches Potential sein, sondern eben nur noch ein testmassen- bzw. lichtstrahlrelatives.

Für ein aktual unendliches All muss auch die Poissongleichung zwingend aufgegeben werden: Der Allsymmetrie wegen müssen nämlich die resultierenden, kosmischen Kräfte – anders als das „unphysikalische“ Potential – r -unabhängig sein, und dann kann das zugehörige Weltpotential nur noch zu r^1 oder zu r^0 proportional sein, wobei das r^0 - oder konstante Potential offensichtlich nur zu einem leeren All passt. Das r^1 -Potential führt dann zu einer dissipativen Weltbeschleunigung, wie wir noch sehen werden. Diese „kosmische“ Potential- und Krätedefinition ergibt nun auch eine ganz natürliche Erklärung für die kosmische Rotverschiebung, da demnach Licht immer rot verschoben wird, wie es sein muss.

In der Newtonschen Kosmologie, die die Gültigkeit der Poissongleichung auch in der Kosmologie annimmt, funktioniert dies aber nicht, da damit die Rotverschiebung viel zu klein wird (Kapitel 3. I. 3). Aus diesem Dilemma gibt es in Anlehnung an Friedmann-Lemaître allerdings einen wenigstens scheinbaren Ausweg, indem man die Rotverschiebung statt gravitativ durch Expansion erklärt:

4.1 Das Newton-Friedmann-Vollkugelmodell des Alls

Hält man in der Kosmologie trotz obiger Ausführungen an der Poissongleichung fest, ergibt sich ein r^2 -Potential, dessen physikalisch wesentliche Differenzen und Gradienten die Allsymmetrie verletzen. Fordert man allerdings für das Weltsubstrat eine ganz spezielle Dynamik, die Hubble-Expansion oder Implosion, wie man sie aus der Friedmann/Lemaître-Kosmologie kennt, dann bleiben die wesentlichen physikalischen Differentialgleichungen, die eulerschen Bewegungsgleichungen, unter Transformationen von einem Fundamentalsystem zu einem andern invariant, wenn man an Stelle des üblichen, newtonschen, absoluten Kraftbegriffes den allsymmetrischen, (fundamentalsystem-)relativen Kraftbegriff der Newtonschen Kosmologie benützt; diese relativen Kräfte sind wie Geschwindigkeiten zu transformieren (siehe Rebhan [3], Abschnitt 31.1). Allerdings gibt es keine physikalische Erklärung, warum der Kosmos gerade so expandieren (oder implodieren) sollte, denn das Weltpostulat, das durch Annahme einer solchen Expansion auch in der Standardkosmologie erfüllt werden kann, ist zwar eine gut begründete Annahme für die grossräumige, homogen isotrope Massenverteilung im All, dass dies aber auch zur Hubble-Dynamik führen sollte, ist physikalisch unverständlich und darum – letztlich gegen besseres Wissen – nur postulierbar. Mehr zur Standardkosmologie im Rahmen der ART, aber auch im Rahmen der anschaulicheren Newtonschen Kosmologie findet man z.B. wieder bei Rebhan in „Theoretische Physik“ [3] ab Kapitel 31.1. Wir wenden uns nun wieder der neuen, stabil statischen WPT-Kosmologie zu:

4.2 Das WPT-Modell eines aktual unendlichen Alls

Bezüglich der Modifikation lokaler Gravitationstheorien (klassische Newtontheorie oder postnewtonsche ART-Ansätze) ist die Einführung kosmischer Zusatzterme, die auf eine aktual unendliche Massenschale zurückgeführt werden, der Kerngedanke, der es im Prinzip erlaubt die lokalen Theorien durch kosmische Massenschalenterme zu ergänzen. Diese Terme sind darum nur von der mittleren Massendichte der Massenschale, die prinzipiell nicht direkt beobachtbar ist, abhängig, aber eben nicht direkt von lokalen Energie- und Massenverteilungen. Z.B. die MOND-Artigkeit der Spiralgalaxiendynamik wird auf so einen dominanten Zusatzterm zurückgeführt (Kapitel 4 in [6]), genau wie die kosmische Rotverschiebung auf die „reine“, allsymmetrische Gravitation bzw. Weltbremsbeschleunigung zurückgeführt wird, was zur gleichen Rotverschiebungs/Leuchtkraft-Beziehung führt wie die des alten SRT-Modells von Milne, das die Supernovabeobachtungen bisher im Rahmen der Messgenauigkeiten korrekt beschreiben kann. Das Hauptproblem bei der Bestimmung dieser Zusatzterme bzw. bei der Überlagerung der lokalen und kosmischen Gravitation liegt nun darin, dass die kosmische Gravitation rein dissipativ in Erscheinung tritt und die sehr gut bekannte lokale Gravitation im Planetensystem nur – mindestens fast nur – als konservative Schwerkraft, was die Überlagerung alles andere als trivial macht. Auf diese Überlagerungsprobleme und damit auch auf MOND (siehe [6]) gehen wir in dieser Arbeit aber nicht näher ein.

4.2.1 Die aktual unendliche Massenschale als Schwerequelle in der WPT

Bei den „virtuellen“, allsymmetrischen Gravitationszentren kann es sich nur um effektive Gravitationszentren handeln, was sich sofort daraus ergibt, dass der jeweilige, momentane Aufenthaltsort einer Testmasse ein solches Gravitationszentrum ist, in dem es schlicht „keinen Platz“ für eine physikalische Schwerequelle hat. Die physikalische Schwerequelle ist aber leicht zu finden: Es ist die aktual unendliche, prinzipiell nicht direkt beobachtbare Massenschale, die annahmegemäss im Rahmen der WPT das beobachtbare, endliche Weltall umschliesst, die aber nicht über ihre Masse, sondern über ihre Massendichte ρ_∞ die Feldstärke bestimmt. Diese homogen/isotrope Massenschale muss nicht extra postuliert werden, denn ein aktual unendliches homogen/isotropes All, wie es vom Weltpostulat in der Kosmologie gefordert wird, kann immer in eine beliebige, virtuelle, endliche Kugel mit beliebigem Mittelpunkt und den Rest des Kosmos aufgeteilt werden; der Rest ist

dann gerade unsere Kugelschale. Im realen All mit lokalen Inhomogenitäten soll die virtuelle Kugel die lokalen Inhomogenitäten erfassen und die (immer gleiche) aktual unendliche Massenschale den homogen/isotropen Teil des Alls auf genügend grossen Skalen. Bisher wurden isotrope Massenschalen sowohl bei Newton wie in der ART vernachlässigt, wenn man sich an die „newtonsche“ Hohlkugel mit $\vec{a}_{\text{hohl}} = 0$ erinnert 1. Erst die WPT misst einer aktual unendlichen Massenschale – aber nicht einer endlichen – einen universellen Einfluss, die Weltbremsbeschleunigung, aber auch die bekannten Trägheitseffekte zu. Daraus ergibt sich nun sofort, dass lokale, endliche Massenverteilungen auf die kosmische Gravitation ohne direkten Einfluss sind, wie sie Quellmassen sonst auf lokale Felder haben, obwohl sie sehr wohl einen grossen indirekten Einfluss haben, wenn ihre lokalen Schwerefelder stark genug sind, um die Weltbeschleunigung an ihren eigenen Feldlinien „auszurichten“, was wir hier aber noch nicht vertiefen wollen. Auch ohne Vertiefung ist aber klar, dass die klassisch/lokale Berechnung der Schwerebeschleunigungen dann wird versagen müssen, wenn die lokalen Schwerebeschleunigungen nur noch „wenig“ grösser sind als die Weltbeschleunigung Hc für Licht, die grössenordnungsmässig gerade der kritischen Beschleunigung a_0 in Milgroms MOND-Ansatz entspricht: schon ohne eigentliche Rechnung ein sehr schönes WPT-Resultat, wie ich meinen würde, das zudem schon lange erfolglos gesucht wurde, da eine kosmologische Ursache von MOND von Milgrom schon lange vermutet wurde. Im allergrössten Teil des bekannten Universums, insbesondere auch in den Teilen, die das Licht einigermaßen ungestört durchlaufen kann, sind die lokalen Schwerebeschleunigungen aber sehr viel kleiner als Hc bzw. a_0 und damit praktisch völlig vernachlässigbar. D.h. aber auch, dass die kosmische Welt(brems)beschleunigung in den beobachteten, grossen Leerräumen gleichermaßen wirksam ist wie in etwas weniger leeren Weltbereichen und dass Licht, das uns aus grossen Fernen erreicht, in sehr guter Näherung – bis z.B. auf lokale Lichtablenkungen – gravitativ gesehen nur dieser dissipativen Weltbeschleunigung Hc unterworfen ist, die zur bekannten kosmologischen Rotverschiebung führt.

Ohne eine aktual unendliche Massenschale sehe ich auch keine physikalisch nachvollziehbare Möglichkeit auf „genügend“ grossen Skalen die allsymmetrische Weltbeschleunigung zu erhalten:

1. Eine solche Massenschale gleicht immer und überall einem (idealen) Horizont, dem man sich nur radial nähern kann, genau wie man sich vom momentanen Aufenthaltspunkt, dem zugehörigen, effektiven, lokalen Gravitationszentrum, nur radial entfernen kann.
2. Die Massenschale sieht in allen Punkten gleich aus wie ein (idealer) Horizont, egal wohin man sich bewegt. Das ist anders als bei einer lokalen Feldquelle, deren scheinbare Stärke vom Abstand zu ihr abhängt und die sich bei Bewegungen einer Testmasse im Allgemeinen ändert. Darum muss die Gravitationskraft, die von der Massenschale ausgeht, konstant bzw. ortsunabhängig sein, wie das die Allsymmetrieforderung ja eh schon verlangt. Geschwindigkeitsunabhängig kann diese Kraft aber nicht sein, denn bei Ruhe im effektiven Gravitationszentrum, dem momentanen Aufenthaltspunkt, wirken keine Gravitationskräfte, wovon wir noch Gebrauch werden machen müssen.

4.2.2 Das r-proportionale Weltpotential und die Weltbeschleunigung

Wohl schon viele haben wegen (5) gemerkt, dass man die kosmologische Rotverschiebung für kleine z allein gravitativ erklären kann, wenn man ein r-proportionales, kosmisches Potential annimmt; dass dies auch für „grosse“ z im Rahmen heutiger Messgenauigkeiten klappt, dürfte aber neu sein und ebenso, dass sich ein solches Weltpotential auch zwingend aufdrängt, wenn man für die lokal gut bekannte Gravitation aufgrund des Weltpostulats Allsymmetrie verlangt, obwohl dies im Rahmen der Newtonschen Kosmologie sehr nahe liegend ist, mindestens wenn man wenigstens auf kosmischen Skalen bereit ist die Poissongleichung (3) unter Annahme eines aktual unendlichen Alls aufzugeben: Da die Weltbremsbeschleunigung unter Allsymmetrie nur von Testkörpereigenschaften wie der Geschwindigkeit v , aber nicht von Lage oder Bewegungsrichtung im ideal homogenen

Weltsubstrat abhängen darf, muss das gravitative Weltpotential zu r^{-1} proportional sein: Wäre es nämlich konstant, erhielte man gar keine Schwerebeschleunigung, was in einem nicht leeren All aus Stetigkeitsgründen nicht zu erwarten ist, und wäre der Exponent von r verschieden von 0 und 1, würde die Weltbeschleunigung – als Gradient des Weltpotentials – r -abhängig, was das Weltpostulat in einem statischen All verbietet; in einem dynamischen All ist dies – aber nur, wenn man zwingend die Hubble-Dynamik vorschreibt! – anders, worauf wir schon oben hinwiesen. Zu beachten ist auch noch, dass das Potential selbst nicht homogen und damit – als skalare Grösse – konstant sein muss, weil ihm keine direkte physikalische Bedeutung zukommt. Physikalisch bedeutsam und experimentell direkt erfassbar sind nur die aus ihm berechneten Potentialdifferenzen und Gradienten. Daraus ergibt sich, dass man das Weltpotential als $V(r) = f r$ ansetzen darf (man beachte aber die „(testteilchen-)relative“ r -Definition und dass f noch z.B. von der Geschwindigkeit zum Weltsubstrat abhängen kann!). Daraus erhält man die gravitative Weltbeschleunigung \vec{a}_{Welt} auf eine Testmasse, die sich von ihrem momentanen Aufenthaltspunkt um \vec{dr} entfernt:

$$\vec{a}_{\text{Welt}} = -\vec{grad} V(r) = -\frac{\partial V(r)}{\partial r} \frac{\vec{dr}}{dr} = -f \frac{\vec{dr}}{dr}, \quad \text{was für } dr = 0 \text{ im Allgemeinen singularär ist.}$$

Die Singularität lässt sich beheben, da in einem Gravitationszentrum ruhende Testmassen keine Beschleunigung erfahren. D.h. f muss für ruhende Testmassen mit $v = 0$ verschwinden; das ist anders als z.B. bei einem üblichen, newtonschen r^2 -Potential, dessen Gradient proportional zu r ist und damit für $r = 0$ unabhängig von v verschwindet. Um für $v = 0$ auch $f(v) = 0$ zu erhalten, definieren wir ein neues f explizit v - bzw. β -abhängig $k f(\beta)$ mit $\beta = v/c$ und $k = \text{konstant}$. Ein besonders einfacher Ansatz für f , der unsere Forderung erfüllt, ist $f(\beta) = \beta^\nu$ mit $\nu > 0$, und schon der lineare Ansatz in v mit $\nu = 1$ scheint die Weltbeschleunigung korrekt zu beschreiben, was aber an Beobachtungsdaten für $v < c$ noch zu überprüfen sein wird. Damit kann man nun schreiben, wenn man noch daran denkt, dass die momentane Geschwindigkeit $\vec{v} = \frac{d\vec{r}}{dt}$ parallel zur infinitesimalen Verschiebung \vec{dr} ist (siehe auch A.3):

$$\vec{a}_{\text{Welt}} = -k \beta \frac{\vec{dr}}{dr} = -k \beta \frac{\vec{v}}{v} = -\frac{k}{c} \vec{v} \quad \text{bzw. für Licht mit } \beta = 1 \quad a_{\text{Welt}} = -k \quad (6)$$

Damit lässt sich mit (5) die kosmologische Rotverschiebung z ermitteln, und damit diese mit dem Hubblegesetz übereinstimmt, muss man $k = Hc$ setzen, wenn H die Hubblekonstante und c die Lichtgeschwindigkeit ist. Dabei ist zu bedenken, dass für Licht $dV = k dr$ zu setzen ist und dass das Hubblegesetz für „kleine“ z als $v_{\text{Doppler}} = cz = Hr$ geschrieben werden kann. Bis auf obiges $f(\beta) = \beta^\nu = \beta$ bzw. $\nu = 1$ ist alles weitgehend zwingend und damit gut gesichert, und weil β für Licht gerade 1 ist, gibt es bei den Berechnungen, die die kosmische Lichtausbreitung betreffen, im Rahmen der WPT bis hierher keine Unsicherheiten bzw. spekulative Elemente. Für Licht ist die Situation auch darum besonders einfach, weil Licht immer mit der konstanten Weltbeschleunigung Hc „gebremst“ bzw. ermüdet und damit gerötet wird. Damit man nun die Lichtausbreitung unter der gravitativen Einwirkung des **lichtstrahlrelativen** Weltpotentials bzw. der konstanten Weltbeschleunigung berechnen kann, benützen wir Einsteins Äquivalenzprinzip in seiner „Urform“, die einem Fahrstuhl bzw. einer konstant beschleunigenden, virtuellen Rakete entspricht, die wir in Zukunft Äquivalenzrakete nennen wollen und die in gleicher Weise lichtstrahlselektiv wirkt wie unser obiges Weltpotential bzw. wie obige Weltbeschleunigung: Dazu denkt man sich den Lichtstrahl-sender (z.B. eine Supernova) zum Zeitpunkt der Lichtemission ruhend im inertialen Weltsystem am Ende der gleichzeitig mit dem Lichtstrahl startenden Rakete und den Lichtstrahlempfänger an der Spitze der Rakete, woraus sich sofort die gravitative Rotverschiebung und Zeitdilatation als Funktion der Lichtlaufzeit eines Lichtstrahls oder Photons ergibt. Diese gravitative Rotverschiebung und Zeitdilatation ist in einem konstanten Gravitationsfeld schon vor Jahrzehnten unter Benützung des Mössbauereffektes von Pound und Rebka experimentell bestätigt worden. Ausgehend von der Äquivalenzrakete gelangt man auch zu einer (schein-)metrischen Beschreibung der WPT-Kosmologie, indem man die Rindlermetrik eines konstant beschleunigten Bezugssystems

noch geeignet allsymmetrisch macht (siehe Anhang C, speziell C.2). Damit haben wir den bisher im Wesentlichen benützten, üblichen Formalismus der Newtonschen Kosmologie verlassen, weil er für Lichtbahnrechnungen nicht genügt:

4.2.3 Die WPT und die kosmologische Rotverschiebung

Weil man Licht relativistisch behandeln muss, berücksichtigt die WPT anders als die Newtonsche Kosmologie die SRT (Spezielle Relativitätstheorie), aber nicht die ART, die aus Sicht der WPT für „schwache“ Schwerefelder und damit für kosmische Belange falsch ist, obwohl ART wie Newtonsche Kosmologie ohne Λ als WPT-Grenzfälle für eine Massenschalendichte ρ_∞ gegen 0 angesehen werden können und darum der WPT als Lieferanten der „rein lokal“ bedingten Schwerefelder – noch ohne kosmischen Massenschaleneinfluss – dienen müssen. Weiter benützt die WPT:

1. Das Äquivalenzprinzip zwischen träger Masse und Energie.
2. Das Äquivalenzprinzip zwischen konstanter Beschleunigung und konstantem Schwerefeld.

Richtig einfach wird die Sache aber erst, wenn man noch folgende Punkte beachtet:

1. Unter Allsymmetrie ist die poincaré/einsteinsche SRT-Uhrensynchronisation anzuwenden, da die Einweglichtgeschwindigkeit unter dieser Annahme isotrop sein muss.
2. Die Lichtgeschwindigkeit soll unter Allsymmetrie auch auf „grossen“ Distanzen konstant sein; dies ist eine analoge Überlegung wie die, die zum r^{-1} -Weltpotential bzw. zur konstanten Weltbremsbeschleunigung der WPT führt.
3. Weil die Weltbeschleunigung für Licht konstant ist, entspricht die Lichtlaufzeitberechnung im Kosmos im Wesentlichen dem Rechengang bei einer konstant beschleunigten Rakete im Rahmen der SRT. D.h. man darf die gut bekannte hyperbolische Raketenformel benützen.

1. und 2. garantieren die Zuständigkeit der SRT, und damit kann man auf einfache Weise die Beziehung zwischen der Rotverschiebung z und der Leuchtkraft L einer Standardkerze, z.B. einer Supernova Ia, nicht nur für kleine, sondern auch für grosse z berechnen (siehe z.B. 5.1.1 in [6] oder 5.3 in [8]). Die WPT-Rechnung stimmt im Rahmen der Messungenauigkeiten mit den bisherigen Messdaten überein, obwohl es nur einen einzigen leicht freien Parameter, die Hubblekonstante, gibt, die in der WPT echt konstant ist. Sie ist etwa grössenordnungsmässig durch die Dichte ρ_0 des sichtbaren/beobachtbaren Alls bestimmt, wenn man annehmen darf, dass ρ_0 nicht allzu verschieden von der Dichte der aktual unendlichen Massenschale ρ_∞ ist und wenn die WPT an das ART-Modell ($k = 0, \Lambda = 0$) „angeschlossen“ werden darf, weil dieses Modell für t gegen ∞ und $\rho_{\text{krit.}}$ gegen 0 einem statischen „WPT-All“ entspricht. Aufgrund der ungefähr bekannten Grössen von H und ρ_0 weiss man, dass sie tatsächlich grössenordnungsmässig etwa so zusammenhängen wie H und das bekannte $\rho_{\text{krit.}}$ der Friedmannkosmologie. Die WPT-Erklärung der kosmischen Rotverschiebung ist allein schon dadurch der entsprechenden Urknallerklärung, die noch nicht einmal das Vorzeichen der kosmischen Frequenzverschiebung angeben kann, weit überlegen.

Im nächsten Abschnitt werden wir noch etwas näher auf den Bezug der WPT auf Einsteins originales Äquivalenzprinzip eingehen und den Zusammenhang der WPT-Gravitation mit den heute üblichen metrischen Gravitationstheorien kurz abhandeln:

5 WPT-Gravitation in (schein-)metrischer Formulierung

Einerseits soll dieser Abschnitt den Einstieg in die mehr formalen Anhänge erleichtern und andererseits soll er auch einen wenigstens teilweisen Ersatz für die Anhänge für alle Leser bieten, denen die Anhänge (besonders Anhang C) zu formal sind; ganz ohne Formeln geht's aber auch hier nicht.

5.1 Von Einsteins Äquivalenzrakete zur scheinmetrischen Gravitation

Ausgangspunkt zur (schein)metrischen Gravitation ist in der WPT – und in der ART im Fall (genähert) konstanter Gravitationsfelder – das originale Äquivalenzprinzip Einsteins von 1907 [9], wonach physikalische Erscheinungen in einer fensterlosen, konstant beschleunigenden Rakete gleich ablaufen wie in einem Turm, der sich im – in sehr guter Näherung – konstanten Erdschwerefeld befindet. Im Sinne eines Rechentricks darf man also physikalische Vorgänge, wie z.B. Lichttrajektorien, statt in einem „Turmlabor“ in einem sich von der Erde mit konstanter Beschleunigung entfernenden Labor berechnen. Dabei nimmt man dann idealisierend an, dass das Erdsystem mit darin ruhender Abschussrampe ein universelles Inertialsystem(t, x, y, z) sei. Weiter wollen wir ohne Einschränkung der Allgemeinheit annehmen, dass die Zeit τ im Raketensystem an einer Referenzuhr beim Beobachtereleskop abgelesen werde, sei dies nun am Fusse oder an der Spitze der Rakete bzw. des Turmes, was bedeutet, dass die Lichtgeschwindigkeit am Orte des Beobachters (in der Höhe $\zeta = 0$) c beträgt. wo wir auch den Koordinatenursprung annehmen (siehe auch Anhang C).

Die „Rückübersetzung“ vom Raketen- ins Turmsystem mit Schwerefeld geschieht formal durch Einführung einer Metrik \mathbf{g} im Turmkoordinatensystem (τ, ξ, η, ζ) , die sich von der Inertialmetrik $\boldsymbol{\eta}$ unterscheidet. Im Spezialfall mit konstantem Feld bzw. konstanter Raketenbeschleunigung g erhält man die Rindlermetrik mit dem höhen- bzw. ζ -abhängigen Linienelement ($d\tau_S \equiv d\tau_{\text{Sender}}$ meint den beim Sender bei ζ gemessenen Eigenzeittakt einer Senderuhr gegenüber dem beim Empfänger mit Lichtsignalen gemessenen Zeittakt $d\tau$ der gleichen Senderuhr; es gelte noch $R_H = \frac{c^2}{g}$ und $d\xi = d\eta = 0$, da wir hier nur Lichtstrahlen in Feld- oder Gegenrichtung betrachten):

$$ds^2 = c^2 d\tau_S^2 = g_{ij_{\text{Rindler}}} dx^i dx^j = \left(1 + \frac{\zeta}{R_H}\right)^2 c^2 d\tau^2 - d\zeta^2 \quad \text{mit} \quad (dx^i) = (c d\tau, d\xi, d\eta, d\zeta) \quad (7)$$

Die ausführliche Herleitung der (sehr speziellen) Rindler-Metrik $g_{ij_{\text{Rindler}}}$ findet man im Anhang C, speziell in C.1, wo man auch obige Gleichung für ds^2 (25) findet. Nach ART-Standardgeometrieinterpretation beschreibt das allgemeinste Wegelement ds^2 mit symmetrischem g_{ij} , also mit 10 freien Feldern, die von den Feldgleichungen auf 6 reduziert werden, beliebige lokale Gravitationserscheinungen in beliebigen Koordinatensystemen (siehe z.B. [3]). Ausgangspunkt einer solch metrischen Beschreibung der Gravitation war die inertielle, universelle Poincaré-Minkowski-Raumzeit der SRT, hier mit v in z -Richtung:

$$ds^2 = \eta_{ij} dx^i dx^j = c^2 dt^2 - dz^2 \quad \text{mit} \quad (dx^i) = (c dt, dx, dy, dz) \quad \text{mit hier} \quad dx = dy = 0$$

Weil für Lichtstrahlen $ds = 0$ ist, erhält man daraus sofort die Gleichung für Lichtbahnen in Inertialsystemen (hier läuft der Lichtstrahl annahmegemäss in z -Richtung) $dz = \pm c dt$. Weil die Bedingung $ds = 0$ für alle Koordinatensysteme bzw. Metriken gilt, erhält man so auch die Lichttrajektorien bei Rindler-Metrik, wie sie in unseren obigen Raketen- bzw. Turmkoordinaten vorliegt:

$$v(\zeta)_{\text{Licht}} = \frac{d\zeta}{d\tau} = \pm \sqrt{\frac{g_{00}}{g_{33}}} c = \pm \left(1 + \frac{\zeta}{R_H}\right) c \quad (8)$$

Für eine im (ξ/τ) -System ruhende Uhr mit $\frac{d\zeta}{d\tau} = 0$ folgt weiter aus dem „Rindlerwegelement“ ds^2 :

$$\frac{d\tau_S}{d\tau} = \frac{\nu_{\text{Empfänger}}}{\nu_{\text{Sender}}} = \sqrt{g_{00}} = \left(1 + \frac{\zeta}{R_H}\right) \quad \text{mit} \quad \nu_{\text{Sender}} = \text{wohl definiertes Frequenznormal} \quad (9)$$

Das bedeutet, wenn sich der Empfänger an der Turmspitze befindet, steigt Licht, das sich vom Turmfuss zur Spitze bewegt im konstanten Gravitationsfeld auf, wobei dann mit obigen Abmachungen $\zeta < 0$ gilt. Im umgekehrten Fall ($\zeta > 0$) mit dem Beobachter am Turmfuss fällt Licht im Gravitationsfeld dem Teleskop entgegen. D.h. für steigendes Licht nimmt die Turmkoordinatengeschwindigkeit (8) kontraintuitiv zu, bis sie beim Beobachter c erreicht, für fallendes nimmt sie

ab, bis sie beim Beobachter c erreicht. Misst man aber die Lichtgeschwindigkeit jeweils mit lokalen Uhren bei ζ statt mit der Referenzuhr bei $\zeta = 0$, erhält man wieder c , wie es sein muss, denn der Energieverlust oder Gewinn im Gravitationsfeld wird beim Licht nicht mit einer Geschwindigkeitsänderung „bezahlt“, sondern mit einer Frequenzänderung. Darum erscheint steigendes Licht im Beobachtersteleskop gedehnt bzw. „ermüdet“, was Rotverschiebung samt Zeitlupe erklärt (9), während fallendes Licht geschrumpft erscheint und blauverschoben wird; die Rotverschiebung wurde im (genähert) konstanten Erdfeld mittels des Mössbauereffektes von Pound-Rebka bestätigt.

Wenigstens im Prinzip direkt beobachtbar sind im Rahmen **“lokaler“ Gravitation** die Lichtgeschwindigkeit, insbesondere die Zweiweglichtgeschwindigkeit, die Frequenzverschiebung und die zugehörige Zeitdaueränderung entsprechend den Gleichungen (8) und (9). In der ART werden diese Effekte meist auf einen Einfluss orts- und zeitabhängiger Metrikfelder g_{ij} auf ruhende, lokale Uhren (dt) und Massstäbe (dz) zurückgeführt. In der WPT werden die Schwereerscheinungen aber auf den Einfluss der Schwerkraft auf Lichtstrahlen zurückgeführt, während die Raumzeit a priori vorgegeben wird und ruhende Uhren und Massstäbe unveränderlich sind.

ART- und WPT-Interpretationen wollen wir in den nächsten zwei Abschnitt etwas näher ansehen:

5.2 Die ART-Interpretationen der Gravitationserscheinungen

Grundlage der ART ist die totale Geometrisierung der Gravitation, indem Geodäten der ART-Raumzeit die klassischen Bewegungsgleichungen von Testteilchen und Lichtstrahlen in Schwerefeldern ersetzen. Betrachtet man diese Geometrisierung primär als einen formalen Prozess, dann gibt es viele Interpretationsmöglichkeiten, ohne dadurch an der beobachtbaren Physik etwas zu ändern:

1. Oft nimmt man an, dass Uhren und Massstäbe im Rahmen der ART von ihrer absoluten Lage in Raum und Zeit beeinflusst werden. Quantitativ wird dies durch die Felder g_{ij} des Metriktensors beschrieben. In lokalen, zentralsymmetrischen Fällen laufen im Allgemeinen nur unendlich ferne Uhren richtig bzw. unbeeinflusst von Gravitation, während unter Asymmetrie den Uhren im Schwerezentrum diese (Referenzuhren-)Rolle zukommt.
2. Konsequenter ist es aber im Rahmen der reinen Geometrieinterpretation der ART die beobachterabhängigen Zeit- und Längenmasse als Projektionseffekte zu deuten. Die Projektionen werden quantitativ wieder durch die g_{ij} beschrieben. Anschaulich: Wird ein Abstandvektor in der Raumzeit verschoben, bleibt er im Allgemeinen nicht zu sich selbst parallel, auch nicht zu einem entsprechenden Vektor am Orte des Beobachters.
3. Man kann obige Projektionen aber auch in folgendem Sinne als reale physikalische Effekte ansehen, wenn man annimmt, dass die g_{ij} Messsignale – z.B. Lichtstrahlen – beeinflussen. Dann ist es aber konsequenter einen Hintergrundraum ohne gravitative Wirkungen fest vorzugeben wie in der folgenden Interpretation:
4. Man kann in der ART eine Poincaré-Minkowski-Hintergrundraumzeit einführen, indem man

$$g_{ij} = \eta_{ij} + V_{ij} \tag{10}$$

setzt mit den verallgemeinerten (ART-)Potentialen V_{ij} und dem SRT-Metriktensor η . Weil der so definierte Hintergrundraum bei voller Gültigkeit der ART aber prinzipiell nicht direkt und „isoliert“ beobachtbar ist, kommt ihm in der ART keine physikalische Bedeutung zu. In dieser Interpretation werden Uhren und Massstäbe oder – je nach Interpretation – die Messsignale nicht durch die (SRT-)Raumzeit selbst, sondern durch die verallgemeinerten Potentialfelder in der Raumzeit V_{ij} beeinflusst. Während klassischen Potentialen keine physikalische Bedeutung zukommt, sondern nur ihren Differenzen und Gradienten, erben obige ART-Potentiale eine solche von den g_{ij} : $g_{00}(\mathbf{r}, t)$ bestimmt z.B. nach Interpretation 1 den Lauf von Uhren zur Zeit t am Orte \mathbf{r} (relativ zu gravitativ unbeeinflussten Referenzuhren).

5. Man kann die obigen Felder, insbesondere die V_{ij} , auch als Beschreibungen für einen Weltäther ansehen, was aber an den beobachtbaren physikalischen Erscheinungen auch nichts ändert.

Will man nun die ART auch auf die Kosmologie anwenden und sie metrisch beschreiben, müssen die Metriktensordfelder g_{ij} wenigstens dem schwachen Weltpostulat gehorchen. D.h. zum gleichen Zeitpunkt müssen die g_{ij} für alle Raumpunkte ununterscheidbar sein. D.h. dann aber nach der ersten der obigen Interpretationen, dass alle ruhenden Uhren überall gleich schnell laufen und dass es darum aufgrund von Ortsunterschieden von Sendern und Empfängern weder zu gravitativen Rotverschiebungen noch Zeitlupeneffekten kommen kann. Das sieht nach Interpretation 2. nicht anders aus, weil dann in der Raumzeit verschobene Vektoren zu sich selbst parallel bleiben und es darum zu keinen Projektionseffekten kommen kann. Kurz: Keine der Interpretationen führt unter dem Strich zu einem andern Ergebnis. Im Rahmen der ART-Interpretationen gibt es aber folgende zwei bekannten Lösungsansätze, um die kosmische Rotverschiebung trotzdem zu erhalten:

1. Die bekannte **Friedmannkosmologie** mit expandierendem All bzw. expandierender Raumzeit; $g_{rr}(t)$ (r entspricht hier obigem ζ) ist dann eine Funktion der Welt- bzw. Friedmannzeit t (siehe Anhang B.2). Das entsprechende isotrope ($d\phi = d\theta = 0$) Wegelement in Robertson-Walker-Form lautet:

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

Im Konkordanzmodell der Kosmologie nimmt man heute $k = 0$ an:

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

Im Rahmen dieses Modells rührt die kosmische Rotverschiebung von der Raumexpansion her, die im Wesentlichen der bekannten Dopplerverschiebung entspricht. $R(t)$ erhält man aus den bekannten Friedmanngleichungen, auf die wir hier nicht eingehen wollen, was aber zur Folge hat, dass man $R(t)$ im Rahmen der Standardtheorie nicht nur von der zu festen Zeiten „sichtbaren“ homogen/isotropen Massen/Energie-Verteilung im Kosmos abhängen lassen kann, sondern auch noch von exotischer, nicht baryonischer, rein hypothetischer Materie abhängen lassen muss. Und damit nicht genug, muss man auch noch dunkle (Geister-)Energie postulieren, damit man nur schon die Leuchtkraft/Rotverschiebungs-Beziehung der Friedmannkosmologie mit den Beobachtungsdaten der Supernovae Ia in Übereinstimmung bringen kann ([7], Abschnitt 2); all das verdient den Namen Wissenschaft aber nicht mehr!

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 (z. B. Kapitel 25.4 in [2]). Damit wird ein zweiter möglicher Erklärungsansatz für die kosmische Rotverschiebung im Rahmen metrischer ART-Theorien nahe gelegt:

2. Die **konforme Kosmologie** mit dem Wegelement

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

Das WPT-Wegelement (17) ist formal ein Spezialfall dieser manifest konform flachen Metrik. Wenn man annimmt, dass Uhren (und damit auch Längenmasse) altern können, 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. Eine solche Interpretation ist aber nur schwer von der Expansionserklärung zu unterscheiden, weil ein

solches All eben nicht echt statisch bzw. zeitlich unveränderlich ist wie in der WPT: 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.

5.3 Die WPT-Interpretation der Gravitationserscheinungen

Als Ausgangspunkt für die WPT-Interpretation bietet sich obige vierte ART-Interpretation an, ausser dass der Potentialsicht Priorität über die Metriksicht eingeräumt wird. Im Falle lokaler Gravitationserscheinungen deckt sich diese Interpretation im Wesentlichen mit der WPT, die mindestens auf kleinen Skalen bzw. bei genügend grossen Feldstärken mit der ART – mindestens den postnewtonischen Näherungen der ART – übereinstimmen muss, wenn sie nicht mit den Beobachtungen in Widerspruch geraten will. Anders sieht dies aber auf grössten Skalen, also in der Kosmologie, aus: Unter Allsymmetrie gilt nämlich in der WPT der Fundamentalsatz der kosmischen Gravitation 4, was bedeutet, dass die kosmischen Schwerepotentiale und Felder nur noch testteilchen- bzw. lichtstrahlrelativ sinnvoll definiert werden können; das geht noch einen Schritt über die NK-Definition von Potentialen und Feldern hinaus. Zur Verdeutlichung vergleichen wir beispielhaft für idealisierte, zentralsymmetrische Fälle die Schwerezentren in der newtonsch/lokalen, ART/lokalen und kosmischen, in der NK/kosmischen- und der WPT/kosmischen Gravitationstheorie:

1. **Newton-lokal** ist ein Schwerezentrum bei Zentralsymmetrie durch eine schwere Masse absolut definiert, z.B. im Planetensystem in guter Näherung durch die Sonne.
2. **ART-lokal** ist ein Schwerezentrum auch durch eine dominante schwere Masse wie die Sonne absolut definiert.
3. **ART-kosmisch** dürfen unter Annahme des Weltpostulats ART-Metriken und damit auch ART-Potentiale nicht ortsabhängig sein, da über (10) definierte Potentiale in der ART von den g_{ij} eine eigene physikalische Bedeutung erben, was letztlich bedeutet, dass es in der ART-Kosmologie keine (beobachtbaren) Schwerezentren gibt.
4. **In Newtonscher Kosmologie (NK)** müssen die „unphysikalischen“ Potentiale nicht homogen und damit räumlich konstant sein, womit sie formal ein Zentrum auszeichnen können. Jeder beliebige Allpunkt kann so als Schwerezentrum in $R = 0$ und als Zentrum einer virtuellen Vollkugel mit Radius R und homogener Dichte ρ definiert werden; das zugehörige, (virtuelle) Potential V ist dann nach Newton $V(R) = \frac{2\pi}{3}G\rho R^2$ (siehe auch A.2). Der Abstand $R(t)$ zum willkürlich gewählten Zentrum beschreibt die Dynamik (Expansion oder Implosion) der virtuellen Vollkugel und damit – weil $R(t)$ für alle virtuellen Kugeln gleich ist – auch des Alls. $R(t)$ kann man darum – geeignet normiert – in der NK wie in der ART-Kosmologie auch als Skalenfaktor interpretieren, was bedeutet, dass es kein (beobachtbares) Zentrum gibt.
5. **In der WPT-Kosmologie** ist das Schwerezentrum nach dem Fundamentalsatz der kosmischen Gravitation 4 der momentane Aufenthaltspunkt oder Startpunkt einer Testmasse oder eines Lichtstrahls, was bedeutet, dass Potentiale und Felder in der WPT „nur“ testteilchen- oder lichtstrahlrelativ definiert sind. Für Lichtstrahlen kann darum ihre jeweilige im Weltsubstrat ruhend angenommene Quelle, z.B. eine Supernova oder eine ferne Galaxie, die Rolle des Schwerezentrums übernehmen, wo (bei $r = 0$) das WPT-Potential verschwindet. Weil Supernovae und Galaxien im All absolut definiert sind, ist dies eine besonders sinnvolle Wahl.
6. **Die WPT-Kosmologie in scheinmetrischer Formulierung** vererbt über (10) der von ihr benützten Metrik die Testmassen- bzw. Lichtstrahlrelativität des WPT-Potentials. D.h. Testmassen und Lichtstrahlen haben jeweils ihre eigene Welt- bzw. WPT-Metrik mit absolut ausgezeichnetem Zentrum beim realen oder virtuellen Startpunkt.

Gravitationsfelder bzw. ihre Quellen definieren lichtunabhängig lokale Distanzen, und auf kosmischen Skalen definieren sie über die aktual unendliche Massenschale ein inertiales (SRT-)Weltruhsystem, das dem absoluten Raume Newtons entspricht, das aber anders als Newtons absoluter Raum auf kosmischen Skalen bzw. bei „genügend“ schwachen lokalen Schwerefeldern Ruhe vor Bewegung physikalisch auszeichnet.

In der Kosmologie, also im Rahmen „kosmischer“ **Gravitation** unter Allsymmetrie kann nur die kosmische Frequenzverschiebung und Zeitdilatation (9) direkt gemessen werden, aber nicht mehr die Lichtgeschwindigkeit (8). Diese darf (und muss) dann aber (siehe 4.2.3) wie in der SRT – und der konformen Kosmologie – als konstant angenommen werden. Deswegen muss man die Rindlermetrik (7) – um dem Weltpostulat zu genügen – in die WPT-Metrik abändern, indem man unter Beachtung von Gleichung (8), die die Lichtgeschwindigkeit in einem konstanten Gravitationsfeld angibt, $g_{33} = g_{00}$ setzt, was die experimentell bestätigte „Pound-Rebka-Beziehung“ (9), die die gravitative Rotverschiebung und Zeitdilatation angibt, unverändert lässt. Das ist zulässig, da wir die metrische Beschreibung mittels der g_{ij} nicht als fundamental wie in der ART ansehen. Die g_{ij} bedeuten uns physikalisch nicht viel mehr als Polynomkoeffizienten einer Ausgleichsrechnung; wesentlich sind darum physikalisch allein die Beziehungen (8) und (9). Beobachtbar ist aber auch die scheinbare Leuchtkraft von Standardkerzen. Weil in der WPT – anders als in der ART – der „wahre“ absolute Raum a priori bzw. etwas vertiefter betrachtet durch die aktual unendliche Massenschale vorgegeben ist, kann man die scheinbare Leuchtkraft einfach ausrechnen: Sie ergibt sich bei bekannter gravitativer Rotverschiebung aus der Lichtlaufdistanz im (SRT-)Weltruhsystem der WPT, womit man dann auch die theoretische Leuchtkraft/Rotverschiebungs-Beziehung der WPT ausrechnen kann, die im Rahmen der Messgenauigkeiten und systematischen Unsicherheiten mit den bisherigen Beobachtungsdaten gut übereinstimmt, obwohl sie nur von der mittleren Dichte $\rho = \rho_\infty$ des Alls abhängt, die zwar prinzipiell nicht direkt messbar ist, aber – indirekt aus H ermittelt – mit der Dichte ρ_0 auf den grössten, bekannten Skalen etwa übereinstimmt, genauer auf ein bis zwei Grössenordnungen. Solch präzise Aussagen – **ganz ohne echt freie Parameter!** – übersteigen die Möglichkeiten der Standardkosmologie bei weitem.

6 Schlussfolgerungen

Der Einbezug einer aktual unendlichen Massenschale mit Dichte ρ_∞ in ein Allmodell, die in einem „Mach/Newton“ -Sinne für die Trägheitserscheinungen verantwortlich ist und neu auch für eine für Licht konstante Weltbremsbeschleunigung $-Hc$ auf kosmischen Skalen, aus der über Äquivalenzraketenbetrachtungen und damit über die Rindlermetrik die für die Kosmologie zuständige WPT-Metrik folgt, führt zu einer Modifizierung der klassischen lokalen und kosmischen Gravitation. Dies ist aber nur widerspruchsfrei möglich, wenn man die ART-Geometrieinterpretation durch eine (schein)metrische „Lichtermüdungsinterpretation“ in einer „wahren“ (SRT-Hintergrund-)Raumzeit ersetzt, was auch die Probleme zwischen QM und Gravitation stark reduzieren sollte. Damit erhält man die korrekte, beobachtete kosmische Leuchtkraft/Rotverschiebungs-Beziehung samt Zeitlupeneffekt in einem genügend grossskalig statischen All ohne Urknall mit nur einem leicht freien Parameter, der Hubblekonstante $H = \sqrt{\frac{8\pi}{3}} G \rho_\infty$. Weiter muss man bei Richtigkeit der WPT bei Auswertungen der Supernovae-Daten mittels der (heute euklidisch angenommenen) Standardkosmologie eine beschleunigte Expansion – gerade etwa so, wie sie ermittelt wurde – zwingend finden, während sie aus Standardsicht völlig unverständlich ist. Diese (nur scheinbar reale) Beschleunigung entspricht nämlich gerade etwa der (nicht realen) Beschleunigung der oben genannten Äquivalenzrakete im Sinne eines Rechentricks. Mittels eines physikalisch plausiblen Einbezugs der Weltbremsbeschleunigung in die Himmelsmechanik kann zudem die MOND-Artigkeit im Aussenbereich von Spiralgalaxien ohne dunkle Materie erklärt werden (siehe [6, 7]), während die Hintergrundstrahlung primär auf rotverschobenes (ermüdetes) **und** nachthermalisiertes Sternenlicht zurückgeführt wird [7].

All dies übersteigt die Möglichkeiten der Standard-Kosmologie und aller mir bekannten Alternativen, aber auch der Standard-Himmelsmechanik auf galaktischen und grösseren Skalen bei weitem.

Literatur

- [1] Johannes Kepler, Neue Astronomie, übersetzt und eingeleitet von Max Caspar, Verlag R. Oldenbourg, München-Berlin 1929, speziell Seite 26
- [2] H. Stephani, Allgemeine Relativitätstheorie, VEB Deutscher Verlag der Wissenschaften, 1988
- [3] Eckhard Rebhahn, Theoretische Physik, Spektrum Akademischer Verlag, 1999, speziell Teil V, Abschnitt 31.1 Newton-Kosmologie
- [4] Otto Heckmann, Theorien der Kosmologie, Springer Verlag, berichtiger Nachdruck 1942/1968, speziell der 1. Teil
- [5] Peter Wolff, Dunkle Materie: Ein Überblick, Juli/August 2007
- [6] Peter Wolff, Weltpotentialtheorie – Kosmologie ohne Urknall und dunkle Materie oder Das Unendliche und die Schwerkraft, 6. Okt. 2007; diese Arbeit ist teilweise etwas überholt.
- [7] Peter Wolff, Kosmologie ohne Urknall und Dunkle Materie oder Weltgravitation als Ursache von müdem Licht und MOND, 9. Feb. 2009
- [8] Peter Wolff, Kosmologie ohne Urknall und dunkle Kräfte oder Urknall und beschleunigte Expansion: alles nur ein Trugbild müden Lichts, 14. Sept. 2010
- [9] 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.

Itaslen und Fatschel im November 2008 — 3. Version mit den neuen Anhängen B, C, D und E

Juni/Juli 2009: 4. Version mit neuem Abschnitt 5, einem Überblick zur scheinmetrischen WPT-Gravitation, und erweitertem Anhang E, was zwar kaum Neues bringt, aber hoffentlich die Verständlichkeit verbessert. Sonst gibt es – ausser in den schon zuvor nicht mehr aktuellen Schlussfolgerungen – nur ganz wenige, kleine Änderungen, vor allem aus Rücksicht auf bisherige Leser.

Mai 2011: 5. Version mit primär didaktischen Verbesserungen, vor allem in den Unterabschnitten zur ART- und WPT-Interpretation im Überblick zur scheinmetrischen WPT-Gravitation 5, aber auch die Anhänge wurden etwas verbessert und Anhang D.2 leicht erweitert.

A Potentialbegriffe in der Kosmologie

Wir beschränken uns auf ein homogenes Allsubstrat mit isotropem Potential und zugehörigem Schwerefeld mit real/absolutem oder nur relativ/effektivem Gravitationszentrum. Ausgehend vom newtonschen, konservativen, zentralsymmetrischen Potential über das relative Weltpotential der Newtonschen Kosmologie gelangen wir zum testteilchen- bzw. lichtstrahlrelativen Weltpotential der WPT-Kosmologie mit allsymmetrischer Weltbremsbeschleunigung:

A.1 Absolutes, klassisches Punktmassen- und Vollkugelpotential

$$V(r) = -\frac{G M}{r} \quad \text{oder mit} \quad M = \frac{4\pi}{3}\rho r^3 \quad V(r) = \frac{2\pi}{3}G \rho r^2 \quad \text{mit} \quad G = \text{Grav.Konst.} \quad (11)$$

M ist eine Punkt- oder Vollkugelmasse mit Radius R ; $r (< R)$ ist der Abstand einer Testmasse zum Mittelpunkt der felderzeugenden Masse M . Die Kraft bzw. Schwerebeschleunigung $\vec{a}(r)$ auf die Testmasse ist damit für die zwei Fälle (für kosmologische Probleme ist der Vollkugelfall passender):

$$\vec{a}(r) = -\text{grad} V(r) = -\frac{G M}{r^2} \frac{\vec{r}}{r} \quad \text{bzw.} \quad \vec{a}(r) = -\frac{4\pi}{3}G \rho r \frac{\vec{r}}{r}$$

Metrisch sind äussere und innere (kosmologienähere) Schwarzschildmetrik zuständig (siehe B.1).

A.2 Das relative Weltpotential der Newtonschen Kosmologie (NK)

$$V(r) = \frac{2\pi}{3}G \rho r^2 \quad \text{oder mit} \quad M = \frac{4\pi}{3}\rho r^3 = \text{konst.} \quad V(r) = -\frac{G M}{r} \quad (12)$$

$M = \text{konst.}$ gilt bei und nur bei angenommener Hubbleexpansion, weil sich dann Weltsubstratteilchen auch bei sich änderndem r nicht gegenseitig überholen können. r ist hier der Abstand zwischen zwei beliebigen Punkten A und B in einem idealisierten, homogen/isotropen Allsubstrat mit der momentanen Massendichte ρ . Das Allsubstrat soll im Sinne eines idealisierten, einfach behandelbaren Modelles nur gravitativ wechselwirken. Als Gravitationszentrum kann willkürlich A oder B angesehen werden; der jeweils andere Punkt symbolisiert dann die Testmasse im Zentralfelde einer (virtuellen), homogenen Massenkugel mit Radius r und der Masse M . Diese Definition findet man schon bei Heckmann (früherer Präsident der internationalen Astronomischen Union (IAU), erster Direktor der ESO und Autor des Buches über die „Theorien der Kosmologie“) auf Seite 18 in [4]:

Anschaulich heißt der Ausdruck (20) [hier (12)a], daß zwischen zwei Raumpunkten A und B vom Abstand r eine Potentialdifferenz herrscht, die man erhielte, wenn man alle Materie der Welt fortdenkt außer derjenigen, welche in einer Kugel vom Radius r mit dem Zentrum A oder in der ebensogut möglichen vom Zentrum B liegt.

Man bräuchte die Materie ausserhalb der virtuellen Kugeln noch nicht mal fortzudenken; es genügt, dass sie die Kugeln isotrop umschliesst: sie ist dann nach Newton wie ART ohne Einfluss. Der Abstands-Definition von r wegen scheint ein Allsubstratelement von allen Weltpunkten angezogen zu werden, was expansionshemmend und implusionsverstärkend wirkt. D.h. aber, dass in der NK jeder Weltpunkt, wie ein effektives, virtuelles Schwerezentrum behandelt werden kann.

Die so definierte Gravitationsbeschleunigung ist ihrer r -Abhängigkeit wegen im Allgemeinen trotzdem nicht homogen, sondern nur im dynamischen Spezialfall mit Hubbleexpansion oder Implosion, was zur völligen formalen Übereinstimmung von (12)c mit (11)a führt, allerdings bei verschiedenen Bedeutungen von r . Die zugehörige Metrik ist die Friedmann/Lemaître-Metrik B.2 der Standardkosmologie mit „integrierter“ Hubbledynamik $R(t)$. Verlangt man aber in Analogie zu Keplers Begründung des lokalen Schwerkraftgesetzes für die kosmische Gravitation immer Homogenität und nicht nur für einen dynamischen Spezialfall, gelangt man zum Weltpotential der WPT:

A.3 Das Weltpotential mit allsymmetrischer Weltbremsbeschleunigung

$$V(r) = k f r, \quad \text{wobei } k \text{ eine Konstante und } f \text{ eine Funktion von Testmassengrößen ist. (13)}$$

$V(r)$ darf trotz verlangter Homogenität für physikalisch messbare Größen – dazu gehört V , anders als z.B. eine Potentialdifferenz ΔV , aber nicht! – noch von Testmassengrößen wie der Geschwindigkeit v abhängen. r ist der Abstand einer Testmasse im freien Flug vom Startpunkt, der immer auch mit dem momentanen Aufenthaltspunkt der Testmasse identifiziert werden darf; mit dieser fundamental wichtigen WPT-Definition von r verlassen wir die Newtonsche Kosmologie. Aus dem so testmassenrelativ definierten $V(r)$ ergibt sich nun die gravitative Weltbeschleunigung \vec{a}_{Welt} auf eine Testmasse, die sich von ihrem momentanen Aufenthaltspunkt um \vec{dr} entfernt:

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

Die Singularität lässt sich mit einem v -abhängigen, halbklassischen Faktor $f(\frac{v}{c}) = f(\beta)$ beheben, da im Gravitationszentrum ruhende Testmassen keine Beschleunigung erfahren:

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

\vec{v} ist die momentane Geschwindigkeit, und weil der infinitesimale Verschiebungsvektor \vec{dr} die gleiche Richtung hat wie die momentane Geschwindigkeit $\vec{v}_{\text{mom.}} = \frac{dr}{dt}$, gilt $\frac{dr}{dr} = \frac{\vec{v}}{v}$. D.h. jetzt zeigt sich auch formal, dass \vec{a}_{Welt} einer universellen Bremskraft entspricht. Weiter sollte $f(\beta)$ nicht unstetig wie oben, sondern möglichst allgemein als stetiges $f(\beta)$ mit $f(0) = 0$ und $f(1) = 1$ definiert werden, denn die Natur ist nur selten unstetig:

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

Ein einfacher Ansatz für obiges f ist $f(\beta) = \beta^\nu$, und bis jetzt scheint $\nu=1$ eine zulässige Annahme zu sein, die aber noch besser an Beobachtungsdaten zu prüfen sein wird: $\vec{a}_{\text{Welt}} = -k\beta \frac{\vec{v}}{v} = -\frac{k}{c} \vec{v}$

Die zum lichtstrahlrelativen Weltpotential gehörige, wichtige „Lichtstrahlweltmetrik“ ist im Wesentlichen die Rindlermetrik, die eine Trägheitskraft (der aktual unendlichen Massenschale), aber eben keine Gravitationskraft einer lokalen Massenverteilung beschreibt, wie es im Rahmen der WPT so sein muss; mehr zur kosmologischen Weltmetrik der WPT findet man im Anhang B.3.

Ein hier nicht vorgeführter Vergleich mit der kosmischen Rotverschiebung und der Newtonschen Kosmologie ergibt für Licht in einem idealisierten, homogenen Weltsubstrat mit der Dichte ρ :

$$V(r) = k r = H c r = \sqrt{\frac{8\pi}{3}} G \rho c r \quad \text{bzw.} \quad H = \sqrt{\frac{8\pi}{3}} G \rho \quad \text{und damit} \quad \vec{a}_{\text{Welt}} = -H \vec{v} \quad (14)$$

H ist die Hubblekonstante, die in der WPT wie die Massendichte ρ konstant ist, und c ist die Lichtgeschwindigkeit. Die Weltbremsbeschleunigung \vec{a}_{Welt} führt nicht nur sofort zur kosmischen Rotverschiebung und zum beobachteten Zeitlupeneffekt z.B. bei Supernovaexplosionen, sondern „genügend“ grossskalig auch zu einem stabil statischen All, womit die WPT – im klaren Gegensatz zur Urknallkosmologie, die ihre Hubble-dynamik postulieren muss – in sich konsistent ist. Etwa grössenordnungsmässig korrekt erhält man aus ρ mit (14)b auch noch H . Etwas weniger direkt folgt die MOND-Artigkeit der Spiralgalaxiendynamik. Und nicht zuletzt entspricht die WPT-Kosmologie einer Lichtermüdungstheorie auf der Basis gesicherter Laborphysik (Pound/Rebka), an der alle üblichen und schon alten Einwände gegen solche Theorien bisher gescheitert sind. Dies alles übersteigt die Möglichkeiten der Standardkosmologie bei weitem.

B Metrikansätze in der Kosmologie

Im Folgenden beschränken wir uns auf den Fall eines homogenen Allsubstrats. Ausgehend von einer homogenen, endlichen Vollkugel mit Radius $R(t)$, Massendichte $\rho(t)$ und Masse $M = \frac{4\pi}{3}R(t)^3$ über eine homogene, potential unendliche Vollkugel kommen wir schliesslich zur homogen/isotropen, aktual unendlichen Massenverteilung der WPT-Kosmologie. Weil in den um einen realen oder auch nur effektiven Schwerpunkt isotrop angenommenen Modellen nur Radialbewegungen interessieren, wie dies lokalen, zentral- und kosmischen, allsymmetrischen Problemen angemessen ist, darf man $d\phi$ und $d\theta$ null setzen, was die Definitionsgleichungen für die Metriken deutlich vereinfacht.

B.1 Endliche und potential unendliche hom. Vollkugel (Schwarzschild)

$$ds^2 = \left(1 - \frac{r_S}{r}\right) c^2 dt^2 - \frac{1}{1 - r_S/r} dr^2 \quad \text{für } r \geq R \quad \text{bzw.} \quad ds^2 = c^2 dt^2 - \frac{R(t)^2}{1 - kr^2} dr^2 \quad \text{für } r \leq R \quad (15)$$

$r_S = \frac{2GM}{c^2}$ ist der Schwarzschildradius und r der Abstand vom Kugelzentrum, das auch für $R \rightarrow \infty$ nicht verloren gehen kann. Die erste Metrik – nur für endliche R – ist die äussere Schwarzschildmetrik und die zweite die innere, wenn wir den Druck im Kugelinneren vernachlässigen, wenn also die radiale Dynamik eines Staub- oder Kuchenalls (Implosion oder Expansion) nur durch Gravitation und die Anfangsbedingungen ($R(t)$ und $\dot{R}(t)$) bestimmt wird. Weiter gilt $M = \frac{4\pi}{3}R(t)^3 = \text{konst.}$, und $k = 1, 0$ oder -1 gibt die Art des (mathematischen) Raumes an: sphärisch, euklidisch oder hyperbolisch. Diese beiden Metriken entsprechen den üblichen, absoluten Potentialen in A.1.

B.2 Aktual unendliche homogene „Vollkugel“ (Friedmann)

In aktual unendlichen Modellen ohne physikalisch ausgezeichnetes Schwerezentrum wird der Radius $R(t)$ durch einen Skalenfaktor ersetzt, der alle Abstände zwischen beliebigen Punkten A und B im Modellall skaliert. Damit erhält man die bekannte Friedmann-Metrik, die in der Formulierung von Robertson-Walker (r statt χ als Variable) „physikalisch direkter“ bzw. einfacher interpretierbar ist:

$$ds^2 = c^2 dt^2 - \frac{R(t)^2}{1 - kr^2} dr^2 = c^2 dt^2 - \frac{dD^2}{1 - kr^2} \quad \text{mit } dD(r) = R(t)dr \quad \text{und} \quad v(t) = \dot{D}(r) = \dot{R}(t) dr \quad (16)$$

Diese Metrik enthält im Skalenfaktor $R(t)$ das Hubblegesetz ($\dot{R}(t) = H(t) R(t)$ mit $H = \frac{\dot{R}}{R}$). r – genauer D – ist hier im Wesentlichen der Abstand zwischen zwei beliebigen Punkten A und B in einem idealisierten, homogen/isotropen Allsubstrat mit der Massendichte $\rho(t)$ wie im Falle der physikalisch sehr instruktiven Newtonschen Kosmologie. Formal ist r die radiale Koordinate in gaußschen Normalkoordinaten. Anschaulich sind dies die im Weltsubstrat mitschwimmenden Koordinatensysteme. Zu jedem Allpunkt gehört ein solches „natürliches“ Bezugs- oder Koordinatensystem, und diese sind im Rahmen der Standardkosmologie alle relativ zueinander bewegt. Die Metrik in Normalkoordinaten (16) und die Metrik in Absolutkoordinaten (15)b stimmen formal völlig überein, allerdings bei verschiedenen Bedeutungen von r . Die Friedmann-Metrik erfüllt – anders als das zugehörige Newtonsche Potential in A.2 – das Weltpostulat bzw. das schwache kosmologische Prinzip, da die Hubbleodynamik in der Friedmann-Metrik integriert ist und nicht zusätzlich postuliert werden muss, was die Problematik aber nicht besser macht, sondern sie nur besser versteckt: Das Weltpostulat kann nur durch eine ganz spezielle, physikalisch nicht begründbare Dynamik des Weltsubstrats (oder meinetwegen der Raumzeit) erfüllt werden. In der WPT gehen wir – sozusagen in der Nachfolge von Kepler – ganz anders vor, indem wir das kosmische Schwerkraftgesetz aus dem Weltpostulat herleiten, analog wie Kepler das lokale Schwerkraftgesetz aus der Zentralsymmetrie und einer „Vorwegnahme“ des Gaußsatzes begründete:

B.3 Homogen/isotropes, aktual unendliches Allsubstrat (WPT)

Ausgangspunkt für eine (schein)metrische WPT-Kosmologie ist das Äquivalenzprinzip zwischen einem konstant beschleunigten Bezugssystem und einem konstanten Gravitationsfeld, denn die WPT kennt eine konstante, gravitative Weltbeschleunigung Hc , die dominant auf alle Lichtstrahlen wirkt, die Allgebiete durchlaufen, in denen die lokalen Felder gegenüber dieser Weltbeschleunigung vernachlässigbar sind, und dies gilt – bis auf allfällige Ablenkungen durch lokale Massenverteilungen (Linseneffekte) – für alle Gebiete, die fernes Licht bis in unsere Teleskope durchlaufen kann. Damit ist für die WPT-Kosmologie im Wesentlichen die Rindlermetrik mit der konstanten Schwerebeschleunigung $-Hc$ zuständig, die der Metrik in einer Hc -beschleunigten, virtuellen Äquivalenzrakete entspricht, in der der Lichtsender S beim Ende und der Empfänger E an der Spitze ist. Dies findet man im Anhang C, speziell in C.2, von wo wir die WPT-Metrik (27) übernehmen; wir schreiben aber R und T an Stelle von r und τ und τ statt τ_S (G = Gravitationskonstante, ρ = Dichte des idealisierten Allsubstrats und $Hc R = \Delta V =$ lichtstrahlrelative Weltpotentialdifferenz zwischen Sender bei $R = 0$ und Empfänger bei R):

$$ds^2 = c^2 d\tau^2 = \left(1 - \frac{H R}{c}\right)^2 (c^2 dT^2 - dR^2) \quad \text{und mit } \dot{R} = 0 \quad \frac{d\tau}{dT} = 1 - \frac{H R}{c}; \quad H = \sqrt{\frac{8\pi}{3}} G \rho \quad (17)$$

Das physikalisch wichtige $\frac{d\tau}{dT}$ ist gleich wie in der Rindlermetrik. Den Beobachter bzw. das Teleskop denken wir uns aber bei $R = c T$ und den (virtuellen) Lichtstrahlstartpunkt bzw. Sender bei $R = T = 0$. Die (Polar-)Koordinaten des zugehörigen, „wahren“, entzerrten, globalen Inertialsystems, ebenfalls mit Nullpunkt beim Sender, nennen wir r und t ; es entspricht dem „Startrampeninertialsystem“ in der Äquivalenzraketenrechnung. R und T – auch r und t – sind „nur“ in einer „grosslokalen“ Umgebung des Senders direkt und (fast) unverfälscht messbar. R darf man als den (scheinbaren) Abstand vom Sender bei $r = R = 0$ zum Empfänger bei R ansehen und T als die (scheinbare) Lichtlaufzeit, wenn man bei der Lichtemission $t = T = \tau = 0$ setzt, wo τ die Eigenlichtlaufzeit angibt, die von der Lichtstrahluhr, z.B. einem monochromatischen Lichtstrahl, angezeigt und „aufsummiert“ wird. Dieser Lichtstrahl stellt über seine inverse Frequenz eine Uhr dar: ν_E sei die Frequenz, wenn man sie beim Empfänger misst und ν_S , wenn man sie direkt beim Sender oder an einer beliebigen Stelle – bei einem virtuellen Sender – des Lichtstrahls auf dem Wege zum Empfänger misst. Wegen $\frac{d\tau}{dT} = \frac{\nu_E}{\nu_S}$ und $z = \frac{\nu_S}{\nu_E} - 1$ erhält man aus (17) die Rotverschiebung $z = \frac{1}{1 - \frac{H R}{c}} - 1 = \frac{\frac{H R}{c}}{1 - \frac{H R}{c}}$ und für $\frac{H R}{c} \ll 1$ das Hubblegesetz $c z \sim v \sim H R$; infinitesimal folgt noch $dz = H \frac{dR}{c} = \frac{dV}{c^2}$. Weil R und T – ausser für „kleine“ Werte – nicht direkt beobachtbar sind, sondern nur z , drücken wir $R = c T$ und dT durch z und dz aus:

$$R = \frac{c}{H} \frac{z}{1+z} \quad \text{bzw.} \quad 1 - \frac{H R}{c} = \frac{1}{1+z} \quad \text{und aus obigem } dz = H \frac{dR}{c} \text{ folgt} \quad dT = \frac{dz}{H} \quad (18)$$

$d\tau$ und dT haben hier zwei unterschiedliche Bedeutungen: Einerseits meinen sie ein (scheinbares, ferngemessenes) Zeitmass beim (virtuellen) Sender bzw. das (reale) Eigenzeitmass einer Lichtstrahluhr $d\tau$ (z.B. einer scharfen Spektrallinie) und das zugehörige Eigenzeitmass dT einer Empfängeruhr, und andererseits meinen sie einen infinitesimalen Zeitschritt des Lichtstrahls auf dem Wege vom Sender zum Empfänger; bei genügend kleiner Wahl der Zeitmasse – aber nur dann! – können die Zeitmasse auch als infinitesimale Zeitschritte dienen, wovon in (18)c Gebrauch gemacht wird. In (18)c entspricht dz nämlich der infinitesimalen z -Änderung, wenn das Licht während einer infinitesimal kurzen Zeitspanne dT (bzw. $d\tau = dt$) die infinitesimal kleine Potentialdifferenz $dV = Hc dR$ durchläuft. Damit folgt unter Beachtung von (18) durch Integration aus (17)b die mit einer Lichtstrahluhr gemessene (Eigen-)Lichtlaufzeit τ_l vom Sender zum Empfänger, wenn die bekannte, totale Frequenzverschiebung zwischen Sender und Empfänger z beträgt (siehe auch [8], Abschnitt 5.3):

$$d\tau = \sqrt{g_{00}} dT = \left(1 - \frac{H R}{c}\right) dT = \frac{1}{1+z} dT = \frac{1}{1+z} \frac{dz}{H} \quad \text{und daraus} \quad \tau_l(z) = \frac{\ln(1+z)}{H} \quad (19)$$

dT , das Eigenzeitintervall der als ruhend angenommenen Teleskopuhr, gibt auch das universell gültige, kosmische WPT-Zeitmass dt an wie jedes Eigenzeitintervall einer (ruhenden) Uhr. Die Beziehung zwischen t und T liefert Gleichung (23) $t = T_H \sinh \frac{T}{T_H}$ aus Anhang C.1, wobei in der WPT $T_H = \frac{1}{H}$ ist. Durch Einsetzen von $\tau_l(z)$ in (23) folgt die (wahre, entzerrte) kosmische Lichtlaufzeit $t_l(z)$ mit der (wahren, entzerrten) Senderdistanz $D_l(z)$ im inertialen WPT-Absolutsystem:

$$t_l(z) = \frac{\sinh(\ln(1+z))}{H} \quad \text{und} \quad D_l(z) = \frac{c}{H} \sinh(\ln(1+z)) \quad (20)$$

Dieses Resultat findet man auch im Abschnitt 5.1.1. von [6]. D.h. die metrische WPT-Formulierung führt zur gleichen Lichtlaufdistanz, wie sie auch direkt aus Einsteins Äquivalenzraketenmodell folgt. Für Standardkerzen führt dies schliesslich zur Helligkeits-Rotverschiebungs-Beziehung der WPT (Abschnitt 5.3 in [8] und Abschnitt 5.1.4 in [6]), die die bisherigen Beobachtungen im Rahmen der Messgenauigkeiten hinreichend gut beschreiben kann (Abschnitt 5.2 in [6]).

Obiges Vorgehen weicht stark vom üblichen, metrischen ART-Vorgehen ab, weil in der WPT-Kosmologie die ART-Metrik-Interpretation zu Widersprüchen führt, während in der lokalen ART-Gravitationstheorie bisher beide Interpretationen möglich sind. Die neue (Scheinmetrik-)Interpretation ist aber auch in der lokalen Gravitationstheorie der ART-Interpretation überlegen, weil sich mit ihrer Hilfe die Schwarzschildmetrik schon ohne Feldgleichungen begründen, mindestens plausibel machen lässt (siehe C.3). Für die formale Umsetzung des Fernmesskonzeptes in der WPT-Kosmologie, das auf der gravitativen (realen!) Lichtermüdung (33) beruht, führen wir lokale Koordinaten- bzw. Bezugssysteme ein, die inertialen, im Allsubstrat mitschwimmenden Fundamental- oder gaußschen Normalsystemen der Standardkosmologie im statischen Grenzfall mit H gegen 0 entsprechen. Die Rolle von v^2 , dem Relativgeschwindigkeitsquadrat zweier Inertialsysteme, in der SRT übernimmt in der WPT R , der (scheinbare) Abstand zweier kosmischer Lokalsysteme; zu jedem Allpunkt gehört ein solches kosmisches Lokalsystem, also z.B. auch zum (ruhenden) Sender und Empfänger eines Lichtstrahls. Welttransformationen, die im Anhang E beschrieben sind, stellen die Beziehung zwischen den Koordinatensystemen verschiedener, inertialer Lokalsysteme – z.B. zweier kosmisch weit entfernter Galaxien – her. Weil alle Lokalsysteme in der (idealisierten) WPT-Kosmologie relativ zueinander ruhen, zeichnet die WPT Ruhe vor Bewegung aus, weshalb sich kosmische, inertiale Lokalsysteme nicht durch Relativgeschwindigkeiten, sondern nur durch Relativabstände von einander unterscheiden.

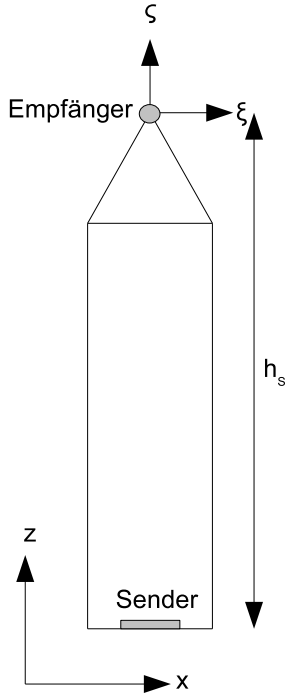
Manches wird klarer, wenn man die WPT-Metrik (17) mit Hubbleradius $R_H = \frac{c}{H}$, Hubblezeit $T_H = \frac{1}{H}$ und $R = c T$ etwas umschreibt:

$$ds^2 = \left(1 - \frac{R}{R_H}\right)^2 (c^2 dT^2 - dR^2) = \left(1 - \frac{T}{T_H}\right)^2 (c^2 dT^2 - dR^2) \quad \text{und mit } \dot{R} = 0 \quad \frac{d\tau}{dT} = 1 - \frac{R}{R_H}$$

Man sieht daraus, dass R_H bzw. T_H in der WPT die gleiche Rolle zukommt wie c in der SRT: R_H und T_H entsprechen einer Grenzdistanz bzw. einer solchen Dauer, und lässt man ρ_∞ , die mittlere Allsubstrat- bzw. Massenschalendichte, gegen 0 gehen, geht auch H gegen 0, während R_H und T_H gegen ∞ gehen, womit für $\rho_\infty = 0$ – also beim Fehlen einer aktual unendlichen Massenschale – die WPT-Metrik in die SRT-Metrik übergeht, wie es sein muss. Interpretativ entsprechen R_H , T_H (und c) unendlichen Grössen, die ihre Endlichkeit nur der Fernmessproblematik (bzw. Spur(ab)bildungen) verdanken, weil Licht zum Zurücklegen der Distanz R_H unendlich viel Zeit t_l – auch Lichtstrahleigenzeit τ_l – braucht, aber gar keine Lichtstrahleigenzeit zum Zurücklegen einer beliebigen endlichen Distanz im leeren, gravitationsfreien Raum der SRT. Man beachte auch: In der SRT gilt $\frac{d\tau}{dT} = \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$ statt $\frac{d\tau}{dT} = 1 - \frac{R}{R_H}$ wie in der WPT, und in der SRT führen Fremdmessungen zu gegenseitigen (scheinbaren) Zeitdilatationen und Längenkontraktionen, während in der WPT Fernmessungen zu gegenseitigen (scheinbaren) Zeit- und Längendilatationen führen.

C Äquivalenzrakete, Rindler-, Schwarzschild- und WPT-Metrik

Wir wählen einen mehr physikalisch als mathematisch geprägten Zugang zur Rindlermetrik, der auch einen direkten Zugang zur Schwarzschild- und WPT-Metrik ohne Rückgriff auf die ART-Feldgleichungen und Metrikinterpretation erlaubt (einen Standardzugang gibt es z.B. von Resag):



Die Skizze links stellt eine Äquivalenzrakete nach dem Vorbilde von Einsteins berühmtem Fahrstuhl dar, weswegen man sie als konstant beschleunigende Rakete oder als Kirchturm im konstanten Gravitationsfeld ansehen kann, an dessen Boden sich ein Lichtsender befinden soll und an dessen Spitze ein Empfänger (Pound/Rebka). Das x/z -Koordinatensystem symbolisiert ein einbettendes Inertialsystem (in y -Blickrichtung) und das ξ/ζ -System (in η -Blickrichtung) symbolisiert das Raketen- bzw. Turmsystem; die Achsen beider Systeme werden ohne Einschränkung der Allgemeinheit parallel angenommen. Im „Pound-Rebka-Falle“ des Turms entsprechen sich klassisch das x/z - und das ξ/ζ -System, was aber bei Gültigkeit von Äquivalenzprinzip und SRT nicht sein kann, weil sich Zeit- und Streckenmassstäbe zwischen zueinander bewegten Systemen im Allgemeinen unterscheiden, wenn sie gemäss den SRT-Messregeln verglichen werden. Der Nullpunkt des ξ/ζ -Systems liege – wie in der Skizze – an der Spitze der Rakete, und der Nullpunkt des Inertialsystems liege zum simultanen Startzeitpunkt $t = 0$ von Rakete und betrachtetem Lichtstrahl ebenfalls im Empfänger an der Raketenspitze. Für den Startzeitpunkt wählen wir $t = \tau = 0$, wobei t die Zeit meint, die mit im Inertialsystem SRT-synchronisierten Uhren gemessen wird, und τ die Eigenzeit der Empfängeruhr an der Raketenspitze.

Zuerst betrachten wir die Situation in einer realen Rakete, deren Bewegung wir im globalen, inertialen $(x/y)/z/t$ -Bezugssystem beschreiben, in dem die Rakete auch gestartet wird:

C.1 Rindlermetrik in Raketenkoordinaten

Nach dem schon 1907 von Einstein formulierten Äquivalenzprinzip [9] zwischen einem konstant beschleunigten Bezugssystem in einem Inertialsystem und einem konstanten Gravitationsfeld (in $-\zeta$ -Richtung) in einem (ohne dieses Feld) inertialen System kann man den Einfluss dieses Schwerefeldes auf einen Lichtstrahl in ζ -Richtung ersatzweise berechnen, indem man die Lichtbahn im lokalen Raketenkoordinatensystem ζ/τ berechnet, wozu bereits die Mittel der SRT reichen: Mit Hilfe der hyperbolischen Raketengleichung (siehe z.B. [3], Abschnitt 20.11.1) erhält man nämlich die Flugzeit Δt und die Strecke Δz der Raketenspitze für eine beliebige, vorgegebene Eigenflugzeit $\Delta\tau$, wenn c die Lichtgeschwindigkeit ist und g die konstant angenommene Beschleunigung:

$$\Delta t = \frac{c}{g} \sinh \frac{g \Delta\tau}{c} \approx \Delta\tau \quad \text{und} \quad \Delta z = \frac{c^2}{g} \left[\cosh \frac{g \Delta\tau}{c} - 1 \right] \approx \frac{g}{2} \Delta\tau^2 \approx \frac{g}{2} \Delta t^2 \quad (21)$$

Für kleine Δt bzw. $g \Delta \tau \ll c$ erhält man, wie man obigen Näherungsausdrücken entnehmen kann, bis auf das Vorzeichen von Δz (die Äquivalenzrakete beschleunigt in positiver z-Richtung) das bekannte galileische Fallgesetz im (genähert) konstanten Erdfeld, wie es sein muss. Uns interessiert hier aber vor allem der Zusammenhang zwischen ζ und τ für einen Lichtstrahl auf dem Wege vom Sender zum Empfänger. Ein solcher Lichtstrahl, der zur Zeit $t = \tau = 0$ vom (realen oder auch nur virtuellen) Sender ausgeht und nach einer Zeitdauer Δt beim Empfänger an der Spitze ankommt, muss im Inertialsystem betrachtet nicht nur die Strecke Δz , sondern die Strecke $\Delta z + h_S$ zurücklegen, was zu folgender Beziehung für die Lichtbahn im Raketensystem führt:

$$c \Delta t = \frac{c^2}{g} \sinh \frac{g \Delta \tau}{c} = \Delta z + h_s = \frac{c^2}{g} \left[\cosh \frac{g \Delta \tau}{c} - 1 \right] + h_S \quad (22)$$

Bei der oben vorgenommenen Wahl des Zeit- und Ortsnullpunktes an der Raketenspitze beim Start der Rakete gilt $\Delta t = t$, $\Delta \tau = \tau$ und $h_S = -\zeta_S$ wegen $\Delta \zeta = \zeta_{\text{Empfänger}} - \zeta_{\text{Sender}} = -\zeta_{\text{Sender}} \equiv -\zeta_S$. Weiter wollen wir noch die Grössen $R_H = \frac{c^2}{g}$ und $T_H = \frac{c}{g}$ einführen. Dann erhält man aus (21) die folgenden Transformationsgleichungen zwischen dem z/t- und dem ζ/τ -System ($x = \xi$ und $y = \eta$):

$$\begin{aligned} t = T_H \sinh \frac{\tau}{T_H} \quad \text{und} \quad z = R_H \left[\cosh \frac{\tau}{T_H} - 1 \right] + \zeta \quad \text{und daraus} \\ dt = \cosh \frac{\tau}{T_H} d\tau \quad \text{und} \quad dz = c \sinh \frac{\tau}{T_H} d\tau + d\zeta \end{aligned} \quad (23)$$

Aus (22) erhält man weiter die ζ_S/τ_S -Koordinaten für den (virtuellen) Sender, von dem der Lichtstrahl ausging, der zur Zeit t bzw. τ nach dem Raketenstart bzw. nach dem Aussenden des Lichtstrahls vom Sender beim Empfänger in der Raketenspitze ankommt:

$$\begin{aligned} \zeta_S(\tau) = -R_H \left(1 - \frac{1}{e^{\frac{\tau}{T_H}}} \right) \approx -c \tau \quad \text{bzw.} \quad \tau(\zeta_S) = -T_H \ln \left(1 + \frac{\zeta_S}{R_H} \right) \approx -\frac{\zeta_S}{c} \\ d\zeta_S = -c \frac{1}{e^{\frac{\tau}{T_H}}} d\tau = -c \left(1 + \frac{\zeta_S}{R_H} \right) d\tau \quad \text{bzw.} \quad d\zeta_{\text{Licht}} \equiv d\zeta_L = c \left(1 + \frac{\zeta_S}{R_H} \right) d\tau \end{aligned} \quad (24)$$

Die Formel für $d\zeta_S = -d\zeta_L$ in (24) besagt, dass sich der virtuelle Lichtsender mit zunehmender Zeit sozusagen immer weiter in die Vergangenheit zurückbewegt, während sich das Licht mit der Geschwindigkeit $v(\zeta) = \frac{d\zeta_L}{d\tau}$ der Raketenspitze bzw dem Empfänger nähert. Nach unendlich langer, konstanter Beschleunigung g der Rakete kommt Licht im Empfänger bei $\zeta = 0$ an, das von einem Sender bei $\zeta = -R_H$ ausging. R_H ist darum die Distanz zum (Vergangenheits-)Horizont im Raketenbezugssystem, von dem her Lichtsignale den Empfänger nach unendlich langer Zeit gerade noch erreichen können. Weil der Sender bzw. die Raketenstartrampe irgendwo in der Raumzeit liegen können, wird von der Äquivalenzraketenbetrachtung bzw. von der Rindlermetrik trotz Horizont die ganze (x,y)/z/t-Raumzeit erfasst. Im Inertialsystem, in dem die Rakete startete, gilt nun bekanntlich in unserem Spezialfall, in dem man die x- und y-Koordinaten weglassen darf, weil $dx = dy = d\xi = d\eta = 0$ ist (den Index S bei ζ_S und $d\zeta_S$ lassen wir fürderhin auch weg):

$$ds^2 = c^2 dt^2 - dz^2 \quad \text{und daraus mit (23)} \quad ds^2 = c^2 d\tau^2 - 2c \sinh \frac{\tau}{T_H} d\tau d\zeta - d\zeta^2$$

Ersetzt man im $d\tau d\zeta$ -Mischterm $d\zeta$ durch $d\zeta_L$ aus (24), erhält man mit $\frac{2 \sinh x}{e^x} = 1 - \frac{1}{e^{2x}}$ und mit $e^{-\frac{\tau}{T_H}} = 1 + \frac{\zeta_S}{R_H}$ (ein Ersatz von $d\tau$ führte zu einer unüblichen ds-Interpretation):

$$ds^2 = c^2 d\tau_s^2 = c^2 \left(1 + \frac{\zeta_S}{R_H} \right)^2 d\tau^2 - d\zeta^2 \quad \text{mit} \quad \frac{d\tau_S}{d\tau} = 1 + \frac{\zeta_S}{R_H} \quad \text{und} \quad \frac{d\zeta_L}{d\tau} = c \left(1 + \frac{\zeta_S}{R_H} \right) \quad (25)$$

(25)a ist die bekannte Rindlermetrik (mit $d\xi = d\eta = 0$). Die ζ -abhängige Lichtgeschwindigkeit im ζ/τ -Raketensystem $v(\zeta)_{\text{Licht}} = d\zeta_L/d\tau$ für einen Lichtstrahl vom (virtuellen) Raketenende bei $\zeta = \zeta_S$ zur Spitze erhielten wir schon aus (24).

Zeitvergleiche von Empfänger- und Senderuhren entsprechen im Raketenfall einem Uhrvergleich zwischen zueinander gleichförmig bewegten, (von der Rakete zur Zeit t abgekoppelten), virtuellen Inertialsystemen, in denen man genug Zeit für Messungen hat, wobei die Senderuhren in einem (virtuellen) Inertialsystem abzulesen sind, das zum Zeitpunkt $t = \tau = 0$ von der Rakete abgekoppelt wurde und somit gerade dem z/t -System entspricht: Für einen Beobachter beim Empfänger in einem (realen) Raketensystem wird also die Senderuhr entsprechend dem longitudinalen Dopplereffekt scheinbar langsamer laufen, wie sich dies auch aus (25)b ergibt, denn in der vorliegenden Situation ist $d\tau_S < d\tau$, weil beim Sender $\zeta = -h_S$ ist (siehe Skizze am Anfang).

Oder umgekehrt: Liest ein Beobachter im virtuellen, inertialen Sendersystem die Zeit (annahmegemäss) bei der Empfängeruhr ab, dann kann er dies nur mittels eines Lichtstrahls tun, der die Zeitinformation vom Empfänger zum Sender übermittelt, weswegen die Empfängeruhr an der Spitze für einen Beobachter beim Sender schneller läuft als seine eigene Senderuhr am Raketenende. Die beim Sender ermittelte Lichtgeschwindigkeit mit der aus der Ferne abgelesenen Empfängeruhr wird darum $< c$ sein, was der in (24) ermittelten ζ -abhängigen Lichtgeschwindigkeit $\frac{d\zeta_L}{d\tau}$ im Äquivalenzraketenystem entspricht, weil ζ diesmal positiv ist. Weil sich bei der Messung der momentanen Lichtgeschwindigkeit im virtuellen Senderinertialsystem mit einer eigenen Senderuhr statt der Empfängeruhr c ergeben muss, erhält man daraus auch gleich noch das obige $\frac{d\tau_S}{d\tau}$.

Zusammenfassend kann man sagen, dass die Aussagen eines Beobachters am Raketenende und an der Spitze miteinander übereinstimmen, was bedeutet, dass Uhren beim Sender wirklich (A) oder nur scheinbar (B) langsamer laufen als beim Empfänger, was zu einem Zeitlupeneffekt ferner Ereignisse führt. Die heute übliche „ART-Interpretation“ geht von A aus, obwohl diese Interpretation weder zwingend noch physikalisch überzeugend ist (mehr dazu findet man im Anhang D):

Im ζ/τ -Raketensystem sind dann die Messgrössen $d\tau$ und/oder $d\zeta$ über ζ ortsabhängig, d.h. Uhren laufen ortsabhängig unterschiedlich schnell und/oder Massstäbe sind ortsabhängig unterschiedlich lang. Da diese Abhängigkeiten (nach (25)) aber von der Wahl der τ -Uhr abhängen, steht diese Interpretation auf schwachen Beinen. Hätten wir diese Uhr z.B. beim Sender statt beim Empfänger bzw. Beobachterteleskop plazierte, wäre die Lichtgeschwindigkeit nämlich dort c und nicht mehr beim Empfänger, was auf einen Scheineffekt und nicht auf einen echten physikalischen Effekt hinweist. Weil es in einem beschleunigten System im Rahmen der SRT kein Verfahren gibt, um verschiedene Uhren zu synchronisieren, muss man im Raketenystem eine Referenzuhr auswählen.

Unter Allsymmetrie im Rahmen der WPT führt die ART-Interpretation sogar zu Widersprüchen, weil dann verschiedene ruhende Uhren nicht alle die gleichen Eigenzeitintervalle anzeigen könnten, ausser in einer trivial leeren Welt (siehe auch B.3). Direkt überprüft werden kann die Beziehung $d\tau_S = \left(1 + \frac{\zeta}{R_H}\right) d\tau = \left(1 + \frac{\Delta\zeta}{R_H}\right) d\tau = \left(1 - \frac{h_S}{R_H}\right) d\tau$ über einen Frequenzvergleich mittels des Mössbauereffektes (Pound-Rebka), allerdings nicht in einer Rakete, sondern „nur“ im in sehr guter Näherung konstanten Erdschwerefeld g ($R_H = \frac{c^2}{g}$). Wenn $V = g \zeta$ das Erdgravitationspotential ist, kann man die Formel für $d\tau_S$ unter Benützung von $\Delta V = V(\zeta_E) - V(\zeta_S) = g(\zeta_E - \zeta_S) = gh_S$ in $d\tau_S = \left(1 + \frac{\Delta\zeta}{R_H}\right) d\tau = \left(1 + \frac{g \Delta\zeta}{c^2}\right) d\tau = \left(1 - \frac{g h_S}{c^2}\right) d\tau = \left(1 - \frac{\Delta V}{c^2}\right) d\tau$ umschreiben. Dies alles spricht – mindestens im Falle einer realen Rakete – mehr für die Interpretation B als A, vor allem weil man den Raketenystemnullpunkt durch geeignete Positionierung des Empfängers ja völlig frei wählen kann. Im Falle einer nur virtuellen Äquivalenzrakete ist die Sache aber etwas komplizierter, da dann die Beschleunigung g der Rakete, um das Gravitationsfeld zu simulieren, nicht frei gewählt werden kann und im Allgemeinen – nämlich immer dann, wenn das Feld inhomogen und/oder nicht statisch ist – von der Lage der Rakete in Raum und/oder Zeit abhängt. Ein solch inhomogenes Gravitationsfeld legt auch einen von der poincaréschen, alt/modernen SRT-Längendefinition von 1905 unabhängigen Längenmassstab fest, was bei der Interpretation der Rindlermetrik bzw. bei der Übertragung vom Raketenbezugssystem ins Turmsystem in einem (inhomogenen) Gravitationsfeld zu berücksichtigen ist. Zuerst betrachten wir aber den allsymmetrischen Fall mit lichtstrahlselektivem, homogenem Gravitationsfeld der WPT-Kosmologie:

C.2 Von der Rindler- zur WPT-Metrik unter Allsymmetrie

Die Rindlermetrik (25)a sieht in Potentialschreibweise und mit r statt ζ folgendermassen aus:

$$ds^2 = c^2 \left(1 - \frac{\Delta V}{c^2}\right)^2 d\tau^2 - dr^2 \quad \text{mit} \quad \frac{d\tau_S}{d\tau} = 1 - \frac{\Delta V}{c^2} \quad (\text{Pound-Rebka-Experiment im Erdfeld}) \quad (26)$$

Nach einer recht üblichen ART-Interpretation laufen Uhren in einem $(r - r_s)$ -Potential wie in der WPT nur beim Lichtsender bei $r = r_S = -h_S$, wo solche Potentiale verschwinden, „richtig“, während Massstäbe nicht beeinflusst werden. Letzteres kann aber nicht stimmen, da nach WPT – ganz wie in der SRT – Längenmessungen auf Messungen der Lichtlaufzeit beruhen. In der WPT-Kosmologie ist die Situation besonders einfach, weil die Lichtgeschwindigkeit – wie in der SRT – konstant ist. (siehe 4.2.3). Damit die Lichtgeschwindigkeit in metrisch/allsymmetrischer Beschreibung konstant bleibt, muss man den $d\tau$ -Dehnfaktor der Rindlermetrik auch auf dr anwenden, das in obiger Metrik beim Sender dem dz des einbettenden Inertialsystems der Äquivalenzraketenrechnung entspricht. Etwas ausführlicher: $\frac{dz}{dt} = \frac{dr}{d\tau_S} = \frac{dr}{\sqrt{g_{00}}d\tau} = c$ bzw. $\frac{dr}{d\tau} = \sqrt{g_{00}} c$ wie in (26). Statt einer ortsabhängigen Lichtgeschwindigkeit $\frac{dr}{d\tau}$ kann man nun ein ortsabhängiges dr mit $dz = \sqrt{g_{00}} dr$ einführen, was zu $\frac{dr}{d\tau} = c$ mit der zugehörigen WPT-Metrik (mit $\dot{r} = 0$) führt (das „Pound-Rebka- $\frac{d\tau_S}{d\tau}$ “ bleibt gleich wie in (26) und auch der wichtige Zusammenhang zwischen t und τ in (23)a bleibt gleich):

$$ds^2 = c^2 d\tau_S^2 = \left(1 - \frac{\Delta V}{c^2}\right)^2 (c^2 d\tau^2 - dr^2) \quad \text{mit} \quad \frac{d\tau_S}{d\tau} = \frac{\nu_E}{\nu_S} = 1 - \frac{\Delta V}{c^2} \quad \text{und} \quad \frac{dr_{\text{Licht}}}{d\tau} = c$$

Wegen $z = \frac{\nu_E}{\nu_S} - 1$ gilt $z = \frac{1}{1 - \frac{\Delta V}{c^2}} - 1$. Für infinitesimal kleine z und ΔV gilt somit $dz = \frac{dV}{c^2}$. Darum kann man den ortsabhängigen Uhrgang als einen „Scheineffekt“ betrachten, der auf dem Schwereinfluss auf die Lichtausbreitung beruht, wie dies Anhang D.2 sehr anschaulich halbklassisch zeigt. In der Kosmologie ist $\Delta V = V_{\text{Empfänger}} - V_{\text{Sender}} = V_{\text{Empfänger}} = Hc h_S = Hc r$, wenn man das lichtstrahlrelative Weltpotential beim Lichtsender null setzt und für den Empfänger-Sender-Abstand $h_S r$ schreibt. Diese Nullpunktwahl des Schwerepotentials ist sinnvoll, weil es um die Potentialdifferenz geht, die das Licht „durchläuft“. Für ein statisches All mit $\dot{r} = 0$ folgt die lichtstrahlrelative WPT-Metrik

$$ds^2 = c^2 d\tau_S^2 = \left(1 - \frac{H r}{c}\right)^2 (c^2 d\tau^2 - dr^2) \quad \text{und mit} \quad \dot{r} = 0 \quad \frac{d\tau_S}{d\tau} = \frac{\nu_E}{\nu_S} = 1 - \frac{H r}{c} \quad (27)$$

Mit $dz = \frac{dV}{c^2}$ und $dV = Hc dr$ folgt mit $dr_{\text{Licht}} = c d\tau$ die infinitesimale, kosmische Lichtermüdung

$$dz = \frac{dV}{c^2} = \frac{Hc dr_{\text{Licht}}}{c^2} \quad \text{und daraus die wichtige WPT-Beziehung} \quad dz = H d\tau \quad (28)$$

Mit dem Hubbleradius $R_H = \frac{c}{H}$ und der Hubblezeit $T_H = \frac{1}{H}$ kann man die WPT-Metrik noch etwas umschreiben, wodurch der formale Bezug zur Standardkosmologie deutlich sichtbar wird:

$$ds^2 = \left(1 - \frac{r}{R_H}\right)^2 (c^2 d\tau^2 - dr^2) = \left(1 - \frac{t}{T_H}\right)^2 (c^2 d\tau^2 - dr^2) \quad \text{und mit} \quad \dot{r} = 0 \quad \frac{d\tau_S}{d\tau} = 1 - \frac{r}{R_H} \quad (29)$$

Nur weil r den Abstand vom (virtuellen) Sender zum Empfänger bedeutet und nicht zu einem absolut bekannten Gravitationszentrum, ist diese Metrik allsymmetrisch; das entspricht der Situation beim Weltpotential. Mehr zur WPT-Metrik findet man in B.3. R_H und T_H sind nach WPT Scheineffekte und entsprechen keinen realen, endlichen, physikalischen Distanzen und Lichtlaufzeiten wie in der Standardkosmologie, wo T_H im Wesentlichen die Lichtlaufzeit vom Urknall bis heute wäre, während nach WPT beliebig grosse (wahre) Lichtlaufzeiten t_l bzw. τ_l (20)) möglich sind, wie dies in einer statischen Welt zu erwarten ist. Scheinbare, aus z erhaltene, kosmische Abstände R_H und T_H entsprechen „wahren“, unendlichen, aus der scheinbaren Helligkeit von Standardkerzen erhaltenen Lichtlaufdistanzen D_l und Zeiten t_l im inertialen, entzerrten Weltruhesystem der WPT.

C.3 Von der Rindler- zur Schwarzschildmetrik unter Zentralsymmetrie

Im Falle inhomogener Schwerefelder gilt die Rindlermetrik (25) nur infinitesimal, weswegen die ihr entsprechende Potentialschreibweise (26) für $\Delta V \rightarrow 0$ angepasst werden muss:

$$ds^2 = c^2 \left(1 - \frac{\Delta V}{c^2}\right)^2 d\tau^2 - dr^2 \rightarrow ds^2 = c^2 \left(1 - \frac{2\Delta V}{c^2}\right) d\tau^2 - dr^2 \quad \text{mit} \quad \frac{d\tau_S}{d\tau} = 1 - \frac{\Delta V}{c^2}$$

Man beachte, dass die Rindlermetrik in „Potentialumschrift“ für homogene und inhomogene Schwerefelder verschieden lautet!

Nach ART-Standardmetrikinterpretation laufen Uhren in einem üblichen Zentralfeld mit r^{-n} -Potential, $n > 0$ und obiger Metrik nur im Unendlichen, wo solche Potentiale verschwinden, „richtig“, während Massstäbe nicht beeinflusst werden. Dies stimmt nach WPT-Interpretation der Raumzeitkrümmung bzw. Verzerrung aufgrund von Lichtbahnbeeinflussungen durch Schwerefelder aber nicht, da sowohl Zeit- wie Längenmessungen auf Lichtlaufzeitmessungen beruhen. Darum darf man nach WPT die experimentell gesicherte „Rindlerzeitdilatation“ und die lokal (im Planetensystem) messbare, ortsabhängige Lichtgeschwindigkeit nicht nur auf eine „Verzerrung“ (hier Dehnung) der Zeitachse zurückführen, weil die Verzerrung des Lichtstrahlweges einen gleichen Beitrag an die Beobachtungsdaten liefern muss, wozu die Wegachse um gleich viel zu stauchen ist, wie die Zeitachse gedehnt wird. Eine solche „Korrektur“ der Rindlermetrik ohne Änderung der gesicherten Pound-Rebka-Frequenzverschiebung $\frac{d\tau_S}{d\tau} = 1 - \frac{\Delta V}{c^2}$ erhält man mit $g_{11} = \frac{1}{g_{00}}$:

$$ds^2 = c^2 \left(1 - \frac{2\Delta V}{c^2}\right) d\tau^2 - \frac{1}{1 - \frac{2\Delta V}{c^2}} dr^2 \quad \text{mit} \quad \frac{d\tau_S}{d\tau} \approx 1 - \frac{\Delta V}{c^2} \quad \text{und} \quad v(\Delta V)_L = c \left(1 - \frac{2\Delta V}{c^2}\right) \quad (30)$$

$v(\Delta V)_L = c \left(1 - \frac{2\Delta V}{c^2}\right)$ entspricht den experimentellen, lokalen Beobachtungen.

Die gravitative Lichtermüdungs- bzw. Lichtbeeinflussungsinterpretation der WPT legt weiter nahe, dass die „infinitesimale“ Rindlermetrik in ΔV - bzw. Potentialschreibweise und damit auch (30) ganz allgemein – also auch für grosse ΔV – gelten: Mit $V(r) = -\frac{GM}{r}$ folgt dann $\Delta V = -GM \left(\frac{1}{r_E} - \frac{1}{r_S}\right)$ und für $r_E \gg r_S$ folgt $\Delta V = \frac{GM}{r_S} = -V(r)$, wenn die Variable r den Abstand (von Sender S und Empfänger E) vom hier absolut definierten Gravitationszentrum meint. Nimmt man an, dass sich der Beobachter bzw. Lichtempfänger bei r_E im Unendlichen befinden solle, wo die Uhren – nach ART-Interpretation – „richtig“ gehen, erhält man gerade die bekannte Schwarzschildmetrik, wenn man noch den Schwarzschildradius $R_S = \frac{2GM}{c^2}$, der dem Rindlerhorizont R_H entspricht, einführt und nur die radiale Situation betrachtet:

$$ds^2 = c^2 \left(1 - \frac{R_S}{r}\right) d\tau^2 - \frac{1}{1 - \frac{R_S}{r}} dr^2 \quad \text{für} \quad d\theta = d\phi = 0 \quad (\text{siehe auch (15)}) \quad (31)$$

(31) bildet den formalen Anschluss an die zentralsymmetrische ART-Gravitationstheorie ausserhalb einer isotropen Massenverteilung, die im Sonnensystem und – für starke Felder – teilweise darüber hinaus experimentell gut belegt ist, ohne dass wir zu ihrer Herleitung – mindestens physikalisch ausführlichen Plausibilisierung – die hilbert-einsteinschen Feldgleichungen gebraucht hätten. Die Interpretation ist aber eine ganz andere, wie wir schon oben gesehen haben: Wir betrachten den ortsabhängigen Uhrgang nach einer möglichen und recht üblichen ART-Interpretation nur als einen „Scheineffekt“, der auf den Schwereinfluss auf die Lichtausbreitung zurückzuführen ist, wie schon die sehr anschauliche und instruktive halbklassische Herleitung der gravitativen Frequenzverschiebung im Anhang D.2 nahe legt, bei der man der „Lichtenergie“ $E = h\nu$ eine träge Masse $m_{\text{träg}} = \frac{E}{c^2} = \frac{h\nu}{c^2}$ zuordnet; daraus folgt mit $V(r) = -\frac{GM}{r}$ die gravitative, infinitesimale Frequenzverschiebung dz in einem zentralsymmetrischen, lokalen Schwerefeld (siehe auch (33)):

$$dz(r) = -\frac{d\nu}{\nu_0} = \frac{dV}{c^2} = \frac{GM}{c^2 r^2} dr \quad (32)$$

D Interpretationenvergleich

Die übliche, physikalisch/realistische ART-Metrikinterpretation führt in der WPT zu Widersprüchen, weil z.B. der Uhrgang in dieser Interpretation über $g_{00}(x)$ mit $x = (x^0, x^1, x^2, x^3) = (ct, x, y, z)$ im Allgemeinen ortsabhängig und in nicht statischen Fällen auch noch zeitabhängig ist, was unter Allsymmetrie, wie man sie in der WPT vorgibt, nur triviale, (in Polarkoordinaten) r- und t-unabhängige Metriken und damit auch nur solche Potentiale zulassen würde, während die WPT gerade auf einem r-proportionalen Potential (und damit auch auf einer r-abhängigen Metrik) beruht, allerdings mit einem nur relativ – als Abstand und damit ortsunabhängig – definierten r, was dazu führt, dass Lichtstrahlen, die dieses Potential vom Sender bis zum Empfänger durchlaufen in Abhängigkeit vom Abstand r zwischen Sender und Empfänger gravitativ rotverschoben werden. Die übliche ART-Interpretation beruht primär auf einer Physikalisierung der Raumzeit mittels des Metriktensors \mathbf{g} , während die WPT-Interpretation (der kosmischen Gravitation) primär auf einer geometrisch/apriorischen Raumzeit beruht, in der die Physik – wie in der Klassik – in den Potentialen steckt. Diese beiden Interpretationen sehen wir uns etwas genauer an (formal mathematisch kann man wegen $g_{ij} = \eta_{ij} + V_{ij}$ zwischen Metrik- und Potentialbeschreibung wechseln):

D.1 Die Metrikinterpretation

Die Physik der Schwere wird in die Raumzeit gesteckt, die (in der ART) von einem durch den Masse/Energietensor definierten Metriktensor $g_{ij}(x)$ mit dem Linienelement ds charakterisiert wird:

$$ds^2 = c^2 d\tau^2 = g_{ij}(x) dx^i dx^j$$

Mit $d\tau$ ist in dieser Formulierung die Eigenzeit einer Uhr gemeint. Für eine ruhende Uhr in einem durch g_{ij} definierten Gravitationsfeld und eine bewegte Uhr im gravitationsfreien, leeren Raum (mit $g_{ij} = \eta_{ij}$) erhält man damit die zwei bekannten Beziehungen:

$$d\tau(x) = \sqrt{g_{00}(x)} dt \text{ (ruhende Uhr)} \quad \text{und} \quad d\tau(v) = \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} dt \text{ (bewegte Uhr im leeren Raum)}$$

Ähnlich wie die Metrik \mathbf{g} mit dem Term $g_{00}(x)$ einen (ortsabhängigen) Zeitmassstab $d\tau$ für in x ruhende Uhren definiert, definiert sie im Allgemeinen auch einen (ortsabhängigen) Längenmassstab $d\xi$ für in x ruhende Massstäbe zu einer festen Zeit (dass bewegte Massstäbe in Bewegungsrichtung kontrahiert erscheinen (oder sind), wissen wir schon aus der SRT):

$$d\xi^2 = - \sum_{i,j=1}^3 g_{ij} dx^i dx^j = -g(x)(dx^2 + dy^2 + dz^2) = -g(r, \theta, \phi)(dr^2 + r^2(d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2))$$

Ab hier werden wir uns im Allgemeinen auf die wichtigen, zentral- und allsymmetrischen Fälle beschränken, womit man die obigen x-Abhängigkeiten durch einfache r- und allenfalls noch t-Abhängigkeiten ersetzen darf; mit $d\theta = d\phi = 0$ ergibt dies für $d\tau$ und $d\xi$:

$$d\tau(r, t) = \sqrt{g_{00}(r, t)} dt \quad \text{und} \quad d\xi(r, t) = \sqrt{g_{rr}(r, t)} dr$$

Die experimentell direkt überprüfbaren Kernaussagen der metrischen Beschreibung sind allerdings nicht direkt die obigen $d\tau$ und $d\xi$, sondern das sind Uhr- bzw. Frequenzvergleiche $\frac{d\tau(r)}{dt}$ und die ortsabhängige Lichtgeschwindigkeit $v(r)_{\text{Licht}} = \frac{d\xi_{\text{Licht}}(r)}{dt}$; Letztere wenigstens für nicht zu grosse Distanzen. Daher kann man die ART-Metrikinterpretation auf (mindestens) zwei Arten begründen (mehr findet man in 5.2):

1. Durch orts- und allenfalls auch noch zeitabhängige Uhren und Massstäbe.

2. Durch einen von den g_{ij} beschriebenen Weltäther, den Einstein wohl in seinem berühmten Vortrag vom 5. Mai 1920 in Leiden gemeint hat. Ein z.B. in radialer Richtung expandierender Weltäther entspräche dann in radialer Richtung schrumpfenden Massstäben.

Soll – wie in der Kosmologie – das schwache kosmologische Prinzip gelten, das ortsabhängige Massstäbe oder Ätherzustände verbietet, kann man die Massstäbe oder Ätherzustände obiger beiden Interpretationen von der Weltzeit bzw. Friedmannzeit abhängen lassen.

Instruktiv ist das bellsche Paradoxon, das gemäss ART-Interpretation – anders als in der Potentialinterpretation! – zum Zerreißen eines Seiles führt, das zwei hintereinander in Bewegungsrichtung genau gleich beschleunigende Raketen verbindet. Weil dieses Experiment aus (fast) prinzipiellen, technischen Gründen nicht durchführbar ist, kann es nicht als experimentum crucis dienen und ist darum diesbezüglich eine nutzlose Gedankenspielerlei. Trotzdem hätte es schon lange zeigen müssen, auf wie wackligen Beinen die ART-Standardinterpretation steht.

Formal kann man die $g_{ij}(x)$ im Rahmen der ART-Interpretation auch als $g_{ij}(x) = \eta_{ij} + V_{ij}(x)$ schreiben, worin die $V_{i,j}$ generalisierte Potentiale sind, die bekanntlich in einfachen hoch symmetrischen Fällen auch im Rahmen der ART in die klassischen Newtonpotentiale übergehen. Die η_{ij} legen die Hintergrundmetrik bzw. die Hintergrundraumzeit als Poincaré-Minkowski-Raumzeit definitiv fest, die aus üblicher ART-Sicht nur für ein im Grossen leeres All zuständig ist. Im zentral- und allsymmetrischen Fall sind \mathbf{g} und \mathbf{V} und damit auch $d\tau$ nur noch von r (und t) abhängig mit unterschiedlicher Bedeutung von r in den beiden Fällen. An diesen beiden besonders wichtigen Fällen lässt sich die zur ART-Metrikinterpretation alternative Potentialinterpretation besonders einfach erklären:

D.2 Die Potentialinterpretation

In der Potentialinterpretation beruhen die experimentell zugänglichen Messgrössen nicht – bzw. höchstens scheinbar – auf metrischen (nicht euklidischen) Raumzeiteigenschaften, sondern sie beruhen auf den Ausbreitungsgesetzen des Lichtes in der SRT-Raumzeit unter der Wirkung eines Gravitationsfeldes. Poincaré hatte eine solche Erklärung – wenigstens im Prinzip – 1902 in seinem Büchlein *La Science et l'Hypothèse* schon lange vor der Entstehung der ART vorweggenommen. Der Einfluss eines Schwerfeldes auf die Lichtausbreitung lässt sich durch folgende Herleitung der gravitativen Frequenzverschiebung deutlich machen:

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 von (monochromatischem) Licht in einem Gravitationsfeld sofort angeben kann, wenn man die vom Licht durchlaufene, infinitesimale Potentialdifferenz dV kennt (ein positives dV führt zu einem Energieverlust):

$$\begin{aligned} dE = h d\nu = -m_{\text{träg}} dV = -\frac{h\nu_0}{c^2} dV; \quad \text{daraus folgt mit } a = -\frac{dV}{dr} \text{ bzw. } dV = -a dr : \\ \frac{d\nu}{\nu_0} = -dz = -\frac{dV}{c^2} = \frac{a}{c^2} dr \quad \text{und mit } a = -Hc \text{ (für Licht in der WPT) folgt } dz = H dt \end{aligned} \quad (33)$$

Ruhende Uhren laufen darum „in Wahrheit“ überall gleich schnell, denn monochromatische Lichtsignale z.B. scharfer Spektrallinien, die letztlich selber Uhren sind und die überhaupt erst Uhrenvergleiche zulassen, verlieren beim Überwinden einer Potentialdifferenz Energie und werden darum „röter“. D.h. man misst auf diese Weise nicht die Frequenz des Senders, sondern die Frequenz des „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. Weil der Lichtermüdungseffekt (auch) aus der Äquivalenzraketenbetrachtung folgt, gilt er für alle, also nicht nur für „Lichtuhren“; in Astronomie

und Kosmologie sind andere als Lichtsignale – mindestens für Präzisionsmessungen – aber eh nur schwer vorstellbar.

Während in der ART die g_{ij} bei bekannten, lokalen Massen-Energieverteilungen durch die hilbert-einsteinschen Feldgleichungen bestimmt werden, ist das (vorläufige) Ziel der WPT die V_{ij} allein aus der SRT und einem einfachen Äquivalenzprinzip unter Verwendung der lokalen Poissongleichung und später noch von lokalen Massen-Stromgleichungen herleiten zu können; mit „vorläufig“ meinen wir, dass wir uns in einem ersten Schritt auf reine Massenverteilungen ohne Berücksichtigung von Energieverteilungen – ausser in Form von Massenströmen – beschränken möchten. Erreicht ist dieses Ziel bisher bereits recht weitgehend für die hoch symmetrischen und sehr wichtigen Fälle mit Zentral- und Allsymmetrie, indem die lokale Schwarzschildmetrik (im Sinne einer Scheinmetrik) und die kosmische WPT-Metrik auf dem Wege über die Rindlermetrik unter zentraler Verwendung von Einsteins ursprünglichem Äquivalenzprinzip von 1907 hergeleitet werden (C). Das sind letztlich auch die beiden einzigen Fälle, für die es gute und zuverlässige Beobachtungsdaten gibt. Alle wesentlichen, nicht trivialen und präzisen, lokalen Tests der ART beruhen auch „nur“ auf der Schwarzschildmetrik. Nach WPT sieht es aber danach aus, dass gewisse ART-Näherungen besser sind als die ART selbst, insbesondere vermutlich die gravomagnetischen Gleichungen. Etwas genauer betrachten wir noch kurz die Rindler-, WPT- und Schwarzschildmetrik (anders als in der ART gehen nach WPT nicht primär die Potentiale, sondern die Potentialdifferenzen in die Gleichungen ein):

1. Die Rindlermetrik, der Ausgangspunkt von WPT- und Schwarzschildmetrik in der WPT, sieht in Potentialschreibweise folgendermassen aus:

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

$\Delta V = g \Delta r$ ist die newtonsche Potentialdifferenz in einem konstanten Schwerfeld mit der Schwerebeschleunigung g ; mit $r = 0$ beim Sender und $r = r$ beim Empfänger ist $V(r) = \Delta V$. Aus der Rindlermetrik erhält man noch WPT- und Schwarzschild-Metrik, wie wir weiter oben schon gesehen haben (C.2 und C.3):

2. Die kosmische, konform flache WPT-Metrik lautet in Potentialschreibweise:

$$ds^2 = c^2 d\tau_S^2 = \left(1 - \frac{\Delta V}{c^2}\right)^2 (c^2 d\tau^2 - dr^2) \quad \text{mit} \quad \frac{d\tau_S}{d\tau} = \frac{\nu_E}{\nu_S} = 1 - \frac{\Delta V}{c^2} \quad \text{und} \quad \frac{dr_{\text{Licht}}}{d\tau} = c$$

$\Delta V = Hc \Delta r$ ist die lichtstrahlrelative Weltpotentialdifferenz zwischen Lichtsender und Empfänger mit der Weltbremsbeschleunigung für Licht Hc ; mit $r = 0$ beim Sender und $r = r$ beim Empfänger ist $V(r) = \Delta V$.

3. Die lokale, zentralsymmetrische Schwarzschildmetrik lautet in Potentialschreibweise:

$$ds^2 = c^2 \left(1 - \frac{2\Delta V}{c^2}\right) d\tau^2 - \frac{1}{1 - \frac{2\Delta V}{c^2}} dr^2 \quad \text{mit} \quad \frac{d\tau_S}{d\tau} \approx 1 - \frac{\Delta V}{c^2} \quad \text{und} \quad v(\Delta V)_L = c \left(1 - \frac{2\Delta V}{c^2}\right)$$

Mit dem Newtonpotential $V(r) = -\frac{GM}{r}$ ist $\Delta V = -GM \left(\frac{1}{r_E} - \frac{1}{r_S}\right)$, und für $r_E \gg r_S$ folgt $\Delta V = \frac{GM}{r_S} = -V(r_S)$, wenn die Variable r den Abstand (von Sender S und Empfänger E) vom absolut definierten Gravitationszentrum meint, das durch eine idealisierte Punktmasse M repräsentiert wird.

Metrik 1. und 2. gelten nach WPT exakt, die Schwarzschildmetrik 3. vermutlich auch; die Gültigkeit für „grosse“ ΔV ist für die Schwarzschildmetrik aber noch nicht in Strenge gezeigt.

Die WPT-Kosmologie – wenn sie experimentell bestätigt wird – falsifiziert die ART-Metrikinterpretation, weil sie nicht mit ihr verträglich ist.

E WPT-Koordinatensysteme und Transformationen

Der Hauptunterschied zur ART besteht darin, dass es ein (SRT-)Ruheinertialsystem gibt, das einer SRT-Version von Newtons absolutem Raum entspricht. Dieses Bezugssystem kann man sich in einem idealisierten Weltmodell durch ein homogen isotropes Weltsubstrat mit der Dichte ρ_∞ realisieren denken mit lauter gleichwertigen Weltsubstratelementen bzw. Punkten, auf die keine Kräfte wirken, da sie sich annahmegemäss in Ruhe zueinander befinden (siehe Anhang A.3). Neben den relativ zueinander ruhenden Substratelementen betrachten wir nur noch Lichtstrahlen, die man auch als reisende Uhren ansehen kann und die zwischen den Substratelementen Informationen austauschen können und auf die eine universelle, dissipative, konstante Schwerebeschleunigung wirkt, die proportional zu $\sqrt{\rho_\infty}$ ist. Vom Absolutbezugssystem ausgehend behandeln wir im Folgenden die wichtigsten WPT-Bezugssysteme und Transformationen:

1. **Die absolute WPT-Raum-Zeit** ist ein absolutes, inertiales (SRT-)Weltruhebezugssystem, das gegenüber allen andern gleichförmig dazu bewegten Bezugssystemen dadurch ausgezeichnet ist, dass es gegenüber der Hintergrundstrahlung und den fernen Galaxien und Quasaren in Ruhe ist; wir ordnen ihm ein **r/t-Koordinatensystem** zu. Ruhe ist in der WPT-Kosmologie gegenüber Bewegung durch die dissipativ wirkende Weltbeschleunigung A.3, die von der Geschwindigkeit im absoluten WPT-Raum abhängt, physikalisch ausgezeichnet; lokal und sogar „grosslokal“ bis zu etwa Mpc-Distanzen – in Kepler- und MOND-Zone der WPT – gilt dies aber nicht oder nur sehr eingeschränkt.

Um den Einfluss der Schwerebeschleunigung auf Lichtstrahlen in diesem Ruhesystem zu untersuchen, benützen wir Einsteins Äquivalenzrakete (siehe Anhang C, speziell die ersten zwei Seiten), die ein (virtuelles) Bezugssystem definiert:

2. **Im Äquivalenzraketenystem** erhält man so in einem ersten Schritt die Rindlermetrik samt Lichttrajektorien in **ζ/τ -Raketenkoordinaten** ((25)), wenn man „SRT-gemäss“ den Gravitationseinfluss allein auf $d\tau$ abwälzt, wie man das schon aus der Lehrbuchphysik kennt. In Standardgeometrieinterpretation nach ART erhält man aus der Metrik einen orts- (und zeitabhängigen) Uhrgang, während in der WPT ruhende Uhren und Massstäbe durch Gravitation nicht beeinflusst werden, sondern nur bewegte Uhren, insbesondere Lichtstrahlen. D.h. die Rindlermetrik ist in der WPT nur eine formale Scheinmetrik, die „in Wahrheit“ nur eine Aussage über die gravitative Lichtermüdung durch Lichtdehnung im Sinne der Äquivalenzraketenbetrachtung macht, also eine Aussage über Rotverschiebung bzw. Zeitlupeneffekt und ortsabhängige Lichtgeschwindigkeit. Im Falle eines lokalen, konstanten Gravitationsfeldes sind wir damit schon fertig: Die Rindlermetrik beschreibt den Einfluss des (genähert konstanten) Erdfeldes auf einen Lichtstrahl, der in Richtung oder Gegenrichtung zum Erdfeld abgestrahlt wird, bereits korrekt (Pound-Rebka). Unter Allsymmetrie, also in der Kosmologie, ist das aber anders: Die Lichtgeschwindigkeit muss da ortsunabhängig c sein (siehe 4.2.3). Das führt dann auf die WPT-(Schein-)Metrik mit zugehörigen **R/T-Scheinkoordinaten**:
3. **Die WPT-Scheinsysteme** mit der WPT-Metrik (17) entsprechen den Fundamentalsystemen in der Friedmannkosmologie, mit dem Unterschied, dass sich die WPT-Systeme relativ zueinander in Ruhe befinden und Rotverschiebung und Zeitlupe nur abstandsbedingt sind. Weil in WPT-(R/T)-Scheinkoordinatensystemen und dem WPT-(r/t)-Ruhesystem die Lichtgeschwindigkeit konstant ist, reicht für die Transformation zwischen diesen Systemen die Transformationsformel in (23) zwischen T der Referenzuhr eines Scheinsystems und t des inertialen Weltsystems, wenn man bei der Lichtemission $T = t = 0$ annimmt. Die R/T - und r/t -Koordinatensysteme unterscheiden sich in der WPT nur auf grossen Distanzen ab etwa einigen Mpc; d.h. selbst für ganze Haufen braucht man diese Systeme noch nicht zu unterscheiden. Bis zu diesen Distanzen – d.h. in der Kepler- und MOND-Zone – ist Ruhe

auch noch nicht absolut vor Bewegung ausgezeichnet. Wie schon ein Blick auf die Äquivalenzraketenbetrachtung zeigt, ist die Beziehung zwischen dem absoluten Ruhesystem und den WPT-Scheinsystemen aber komplizierter, als die Transformationsgleichung (23)a suggeriert:

4. **Die Transformation von WPT-Scheinsystemen ins absolute WPT-Weltssystem** gibt Gleichung (23)a nur für den Punkt R an, wo sich die Referenzuhr des jeweiligen Scheinsystems befindet. Andere Punkte im betrachteten Scheinsystem sind durch ihren Abstand zur Referenzuhrposition definiert, der seinerseits durch die Laufzeit eines Lichtstrahls von einem Sender bei so einem Punkt bis zum Beobachterteleskop mit Referenzuhr definiert wird. Einfachheitshalber und ohne Einschränkung der Allgemeinheit setzen wir oben bei der Lichtstrahlemission $T = t = 0$, was für einen Sender beim Teleskop zur trivialen Beziehung $T = t$ führt. Die physikalisch relevante bzw. wahre Laufzeit ist aber nicht T , sondern die von der Lichtstrahluhr aufsummierte Eigenzeit T_{eigen} bis zur Ankunft beim Teleskop. Diese erhält man gemessen in Eigenzeiteinheiten der Referenzuhr aus der gemessenen Rotverschiebung z des Senders $T_{\text{eigen}}(z) = \frac{\ln(1+z)}{H}$ (siehe (19)); die Transformationsgleichung (23)a ist also nicht auf T , sondern auf T_{eigen} anzuwenden, das aber unter den bisherigen Annahmen auch gerade der Zeit entspricht, die man auf der Teleskopuhr abliest, wenn der Lichtstrahl beim Teleskop eintrifft, wie das die Äquivalenzraketenbetrachtung sofort zeigt. T_{eigen} wird für $T = \frac{1}{H}$, die Hubblezeit, unendlich, d.h. die Hubblezeit entspricht in der WPT im wahren Absolutbezugssystem einer unendlichen Zeit und die Hubblestanz $\frac{c}{H}$ dementsprechend einer unendlichen Distanz. Es kann also in der WPT keine Rede davon sein, dass das R/T-System nicht die ganze Raumzeit erfasse! Um dies deutlicher zu machen, ist es sinnvoll in den WPT-Scheinsystemen den Zeitnullpunkt der Referenz- bzw. Beobachterteleskopuhr auf $T = t = 0 = \text{heute}$ zu setzen; dann beginnt die T-Zeit bei $T = -T_H = -\frac{1}{H}$ und die zugehörige Absolutzeit bei $t = -\infty$. Mindestens in einem realen Raketensystem ist es dagegen sinnvoller und einfacher, den Zeitnullpunkt beim Raketenstart zur Zeit der Emission des betrachteten Lichtstrahls zu wählen, wie wir dies schon im Anhang C taten.

Mit Blick auf die „Übersetzung“ vom Raketen- ins kosmische WPT-Scheinsystem drängt sich zum besseren Verständnis allerdings noch ein Zwischenschritt auf, in dem man eine virtuelle Rakete betrachtet, die schon zum (Referenzuhr-)Zeitpunkt $T = -\infty$ gestartet wurde. Eine solche Rakete bewegt sich zum definitiv festgesetzten Zeitpunkt $T = t = 0 = \text{heute}$ und zu allen andern endlichen Zeitpunkten und überhaupt zu allen Zeitpunkten mit $T > 0$ mit Lichtgeschwindigkeit. Sie erklärt aus WPT-Sicht ganz zwanglos den Erfolg des alten SRT-Modells des Kosmos von Milne von 1932: Eine reale Expansion des Alls mit c ist zwar absurd, aber eine solche Expansion im Sinne eines Rechentricks mit Einsteins virtueller Äquivalenzrakete ist natürlich zulässig und muss innerhalb der Grenzen des Rechentricks auch zu richtigen Ergebnissen führen: Das ist in diesem Fall die korrekte, kosmische Leuchtkraft/Rotverschiebungs-Beziehung. Ohne physikalische Grundlegung blieb $H(T = T_{\text{heute}}) = \frac{\dot{R}}{R} = \frac{c}{cT} = \frac{1}{T_{\text{heute}}}$ aber ein freier Parameter, der fälschlicherweise mit der Hubblegeschwindigkeit HR statt mit der Hubblebeschleunigung Hc in Verbindung gebracht wurde. Erst die WPT fand nun die Physik hinter dem bisher unverständlichen Erfolg des Milne-Modells und damit auch den Zusammenhang von H mit der zeitunabhängigen, mittleren Dichte ρ_∞ des Alls $H^2 = \frac{8\pi}{3} G \rho_\infty$.

Nun fehlt nur noch die Beziehung zwischen lokalen Inertialsystemen, die sich bis etwa Mpc-Distanzen mit dem WPT-Ruhesystem decken, in kosmisch grossen Abständen voneinander:

5. **Die Welttransformationen** transformieren zwischen im Weltruhesystem ruhenden, kosmisch weit von einander entfernten, „lokalen“, inertialen Bezugssystemen. Sie haben eine gewisse Ähnlichkeit mit den Lorentztransformationen. Diese lokalen Laborsysteme können in praxi ganze Galaxien, gar Galaxienhaufen umfassen, eben lokale Strukturen, die von der kosmischen Rotverschiebung noch – ganz prinzipiell – nicht betroffen sind. Die Rolle von v^2 bei den Lorentztransformationen übernimmt der scheinbare Abstand $R = c T$ (T ist die Lichtlaufzeit) zwischen den lokalen Systemen, der h_S in der Figur am Anfange von Anhang C

entspricht, und die Rolle von c übernimmt $R_H = \frac{c}{H} = c T_H$, während man die wahren Lichtlaufzeiten bzw. Distanzen im absoluten WPT-Weltsystem nur über $t = T_H \sinh \frac{T_{\text{eigen}}}{T_H}$ aus (23) mit $T_{\text{eigen}}(z) = \frac{\ln(1+z)}{H}$ aus (19) erhält, was einer Entzerrung der WPT-Scheinsysteme ins inertielle WPT-Weltsystem entspricht, aber auch durch die Messung von Standardkerzenhelligkeiten: Die scheinbaren Standardkerzenhelligkeiten sind ein direktes physikalisches Mass für kosmische Distanzen im absoluten WPT-Ruhsystem, dem darum nicht nur eine willkürliche, definitorische Bedeutung wie einem Hintergrundraum in der ART, sondern eine ganz reale, physikalische Bedeutung zukommt.

Nun zu den Transformationen für den denkbar einfachsten Fall von zueinander ruhenden Lokalsystemen im (scheinbaren) Abstände $R = c T$ voneinander; R sei sehr gross im Vergleich mit dem „Zuständigkeitsbereich“ für die lokalen Systeme – in der Regel zwei weit entfernte Galaxien – und insbesondere gross genug, damit man $\frac{R}{R_H} = \frac{z}{1+z}$ aus (18)a nicht mehr vernachlässigen darf und sein Rotverschiebungseffekt auch nicht in den durch Eigenbewegungen der Galaxien verursachten Dopplerverschiebungen untergeht. Um eine möglichst grosse Ähnlichkeit mit den speziellen Lorentztransformationen zu erhalten, nehmen wir lokale, zueinander parallele, kartesische Achsensysteme an, deren x-Achsen in Richtung der Verbindungslinie liegen sollen ($y = y'$ und $z = z'$):

$$\begin{aligned} x_{\text{fern}} &= \left(1 - \frac{R}{R_H}\right) x'_{\text{lokal}} + R & x'_{\text{fern}} &= \left(1 - \frac{R}{R_H}\right) x_{\text{lokal}} - R \\ t_{\text{fern}} &= \left(1 - \frac{T}{T_H}\right) t'_{\text{lokal}} + T & t'_{\text{fern}} &= \left(1 - \frac{T}{T_H}\right) t_{\text{lokal}} - T \end{aligned} \quad (34)$$

Mit x_{fern} bezeichnen wir die x-Koordinaten von Punkten in einem fernen System, z.B. einer fernen Galaxie, wie sie ein Beobachter im lokalen x-System in einem Observatorium in seiner Heimatgalaxie aufgrund von Zeitlupeneffekt und Rotverschiebung misst. x_{lokal} sind dagegen Koordinaten von Punkten, die zur lokalen Umgebung des Nullpunkts eines Systems gehören und die auch lokal vermessen werden; über den Nullpunkt wird die Zuordnung eines WPT-Scheinkoordinatensystems zu einer lokalen Struktur (Galaxie, Haufen) definiert. Für „kleine“ R – also in Kepler- und MOND-Zone – werden obige Beziehungen in der realen Welt trivial, weil man dann lokale und Fernmessungen nicht mehr zu unterscheiden braucht, denn dann geht $\frac{R}{R_H} = \frac{z}{1+z}$ nicht nur mit R gegen 0, sondern dann ist es 0, weil in Kepler- und MOND-Zone die kosmologische Rotverschiebung $z = 0$ ist (lokal wird es aber im Allgemeinen zu einer kleinen gravitativen Blauverschiebung kommen). Das ist anders als bei den sonst recht analogen Lorentztransformationen, die bis zu beliebig kleinen Geschwindigkeiten v richtig bleiben und wo man auch nicht Lokal- und Fernmessungen unterscheiden muss, sondern Messungen im Ruhsystem und in relativ dazu mit v bewegten „Fremdsystemen“.