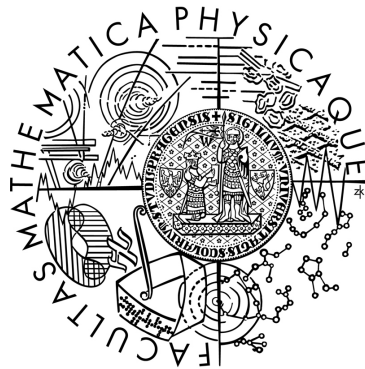


Univerzita Karlova v Praze
Matematicko-fyzikální fakulta

BAKALÁŘSKÁ PRÁCE



Jakub Bjelka

Kosmologická konstanta

Astronomický ústav UK

Vedoucí bakalářské práce: doc. RNDr. Attila Mészáros, DrSc.

Studijní program: Fyzika
Studijní obor: Obecná fyzika

Praha 2014

Děkuji svému školiteli panu doc. RNDr. Attilu Mészárosovi, DrSc. za cenné rady, připomínky a potřebné materiály týkající se dané problematiky.

Závěrem děkuji svým blízkým za vytvoření příznivých podmínek a jejich trpělivost v době mého studia.

Všem upřímně děkuji.

Prohlašuji, že jsem tuto bakalářskou práci vypracoval samostatně a výhradně s použitím citovaných pramenů, literatury a dalších odborných zdrojů.

Beru na vědomí, že se na moji práci vztahují práva a povinnosti vyplývající ze zákona č. 121/2000 Sb., autorského zákona v platném znění, zejména skutečnost, že Univerzita Karlova v Praze má právo na uzavření licenční smlouvy o užití této práce jako školního díla podle § 60 odst. 1 autorského zákona.

V dne.....

podpis:

Název práce: Kosmologická konstanta

Autor: Jakub Bjelka

Katedra / Ústav: Astronomický ústav UK

Vedoucí bakalářské práce: doc. RNDr. Attila Mészáros, DrSc., Astronomický ústav UK

Abstrakt: V této práci je cílem koncentrování významných poznatků z oblasti historie kosmologické konstanty. Teorie uvedené v časovém sledu ukazují její vznik, vývoj a problémy s ní spojené. V práci jsou komentovány statické modely, jejichž existenci kosmologická konstanta umožnila. Jako okrajové podmínky jsou určeny parametry získané z experimentů BAO (baryonové akustické oscilace z měření supernov typu Ia (SNe)) a také z měření kosmického pozadí nebo-li CMB. Dále jsou zde komentovány alternativy řešení problému kosmologické konstanty v podobě cyklického modelu nebo časově proměnné kosmologické „konstanty“. Závěrem je zmíněna možnost alternativy ke kosmologické konstantě v podobě kvintescence.

Klíčová slova: Einsteinovy polní rovnice, kosmologická konstanta, temná energie, hustotní parametry

Title: Cosmological constant

Author: Jakub Bjelka

Department: Astronomical Institute of Charles University

Supervisor: doc. RNDr. Attila Mészáros, DrSc., Astronomical Institute of Charles University

Abstract: The aim of this work is concentration of the relevant knowledges from area history of the cosmological constant. Theory listed in time sequence show its origin, evolution and problems associated with it. In this work are commented static models which are made possible by the existence of a cosmological constant. Parameters obtained from experiments BAO (baryon acoustic oscillations) from Supernova Type Ia measurements (SNe) and from measurements of the cosmic microwave background (CMB) are, as the marginal conditions determined also. Furthermore, there are commented alternative solutions of the problem of cosmological constant in the form of a cyclic model or time variable of the cosmological "constant". In conclusion, there is mentioned the possibility of alternative to cosmological constant in the form of quintessence.

Keywords: Einstein field equations, cosmological constant, dark energy, density parameters

Obsah

1 Úvod	3
2 Historie kosmologické konstanty	4
2.1 Roky 1915-1998.....	4
2.2 Dynamické modely.....	5
2.2.1 Friedmann–Lemaître–Robertson–Walkerova metrika.....	6
2.2.2 Friedmannovy rovnice.....	7
2.3 Statické kosmologické modely.....	10
2.3.1 Einsteinův model vesmíru.....	10
2.3.2 De Sitterův model.....	12
2.3.3 Anti-de Sitterův model.....	13
2.3.4 Minkowského prostoročas.....	13
2.4 Hustotní parametry.....	13
3 Stav kosmologické konstanty po roce 1998	15
3.1 Standardní model.....	15
3.2 Kosmologická konstanta jako součást temné energie.....	15
3.3 Problém kosmologické konstanty.....	16
3.4 Řešení problému kosmologické konstanty.....	17
3.4.1 Časově proměnná kosmologická „konstanta“.....	18
3.4.2 Cyklický model.....	21
3.5 Alternativy ke kosmologické konstantě.....	22
3.5.1 Kvintescence.....	22
3.5.2 Fantomová energie.....	23
4 Závěr	24
5 Literatura	25
6 Obrazová příloha	29

1 Úvod

Zavedení kosmologické konstanty do Einsteinových polních rovnic teorie relativity mělo původně poskytnout pouze opravu v podobě statického řešení těchto rovnic. I když sám Einstein tento člen ze svých rovnic odstranil, tak nakonec došlo v 60. a hlavně v 70. letech 20. století k renesanci kosmologické konstanty a jejímu návratu do kosmologie. Poté, co byly v roce 1998 zveřejněny změřené relace vzdálenost-kosmologický rudý posuv pro supernovy typu Ia s malým a středním kosmologickým rudým posuvem (**RIESS A. G. et al., 1998, PERLMUTTER S. et al., 1999**), se ukázalo, že tyto výsledky neposkytují dostatečnou shodu s nulovou hodnotou kosmologické konstanty. A to znamenalo opravdový rozvoj teorií spojených s kosmologickou konstantou.

Když v roce 2011 Saul Perlmutter, Brian P. Schmidt a Adam G. Riess obdrželi Nobelovu cenu za fyziku za objevení urychlené expanze vesmíru právě pomocí výše zmíněného pozorování supernov, stala se kosmologická konstanta nejnepřehlednějším řešením pro vysvětlení tohoto jevu.

V návaznosti na tento akt jsem se rozhodl podat v této práci obraz současného stavu kosmologické konstanty a ukázat některé nejnovější teorie řešení tzv. problému kosmologické konstanty. V práci se zaměřuji na teorie, které jsou pokud možno experimentálně ověřitelné, popřípadě budou experimentálně ověřitelné v několika následujících letech a na teorie obsahující současně nejen jednu možnost a reprezentující celou řadu možností v jedné teorii.

V této práci též využívám prvních výsledků z měření provedených sondou Planck vypuštěnou v roce 2010. Tato sonda je nástupce sond COBE a WMAP a poskytla snímky mikrovlnného kosmického pozadí s dosud nejlepším rozlišením v řádech $10^{-5}\mu K$. Tyto data navíc přinesly popis nových jevů, které mohou být vysvětleny například právě s pomocí kosmologické konstanty.

Teorie, které uvádím v této práci, umožňují nastavení hodnoty kosmologické konstanty na současně změřenou hodnotu a navíc popisují její vývoj v průběhu času. Jako okrajové podmínky jsou pak určeny parametry získané z experimentů BAO (baryonové akustické oscilace), dále pak z výše zmíněného měření supernov typu Ia (SNe) a také z výše zmíněného měření kosmického pozadí.

2 Historie kosmologické konstanty

2.1 Roky 1915-1998

V listopadu roku 1915 publikoval Albert Einstein (**EINSTEIN, A. 1915**) svou obecnou teorii relativity, jejíž součástí byly polní rovnice gravitace ve tvaru:

$$R_{ij} - \frac{1}{2} R g_{ij} = \frac{8\pi G}{c^4} T_{ij} \quad (2.1).$$

V roce 1917 se Einstein pokusil použít tuto novou teorii na vesmír jako celek (**EINSTEIN, A. 1917**), ale jeho výsledkem byla existence pouze nestacionárního řešení, což bylo v rozporu s tehdejšími představami statického vesmíru. Z tohoto důvodu se Einstein pokusil přizpůsobit své polní rovnice gravitace a aby platilo, že kovariantní derivace obou stran rovnice (2.1) byla rovna nule, zůstalo jedinou možností přidání členu úměrnému pouze metrickému tenzoru, kosmologickou konstantu:

$$R_{ij} - \frac{1}{2} R g_{ij} - \Lambda g_{ij} = \frac{8\pi G}{c^4} T_{ij} \quad (2.2).$$

kde T_{ij} je tenzor hybnosti energie, R_{ij} je Ricciho tenzor R je Ricciho skalár, g_{ij} je metrický tenzor, G je Newtonova gravitační konstanta a c je rychlost světla. Konstanta Λ tedy musí mít rozměr $[\Lambda] = \text{m}^{-2}$.

Přidání tohoto korekčního členu již umožnilo existenci stacionárního řešení.

Poté, co v roce 1929 Edwin Hubble ukázal, že se vesmír rozpíná (**HUBBLE, E., 1929**), odstranil Einstein Λ -člen ze svých polních rovnic (**EINSTEIN, A. 1931**) a jeho zavedení prohlásil za největší omyl svého života (**GAMOW, G. 1970**).

V období 50. let 20. století se naprostá většina autorů vyjadřovala proti kosmologické konstantě např. **LANDAU, L. D., LIFSHITZ, E. M., 1951** nebo **PAULI, W., 1958**. V následujících letech byla kosmologická konstanta střídavě přijímána a odmítána v mnoha teoriích pokoušející se vysvětlit tehdejší problémy kosmologie.

V 60.-tých let 20. století ve své knize „Cosmology“ (**BONDI, H., 1960**), autor poukázal na fakt, že hustota energie kosmologické konstanty může být

srovnatelná s hustotou energie hmoty.

Úplné „znovuobjevení“ kosmologické konstanty nastalo roku 1967 díky trojici článků autorů **PETROSIAN, V., SALPETER E., SZEKERES, P. 1967, SHKLOVSKY, J. 1967 a KARDASHEV, N. 1967**, ve kterých se jejich autoři zabývali vlivem expandujícího vesmíru na spektra quasarů.

Postupem času se Einsteinova teorie gravitace osvědčila a s rozvojem teoretických modelů a množstvím observačních dat se ukázalo, že zavedení kosmologického členu nebylo na škodu, a i když dnes již nepotřebujeme dosáhnout stacionárního řešení (**TOLMAN, R. C. 1934**), může kosmologický člen Λ reprezentovat chování vesmíru, které jsme dosud neuměli vysvětlit pomocí jiných teorií.

Umístění kosmologického členu na levou stranu Einsteinových rovnic se může ukázat jako nepraktické a proto můžeme rovnici (2.2) upravit na tvar

$$R_{ij} - \frac{1}{2} R g_{ij} = \frac{8\pi G}{c^4} \left(T_{ij} + \frac{\Lambda c^4}{8\pi G} g_{ij} \right) \quad (2.3).$$

V takovém uspořádání lze Λ -člen považovat za část tenzoru hybnosti a energie.

2.2 Dynamické modely

Jelikož astronomická pozorování Edwina Hubblea (**HUBBLE. E., 1929**) vyloučila stacionost našeho vesmíru, bylo nutné přejít k modelům dynamickým. Stále budeme požadovat splnění Kosmologického principu, tím je myšleno homogenní a izotropní řešení (**WEINBERG, S., 1972**).

Nezbytným krokem ve vytváření kosmologických modelů je zavedení souřadnicového systému. Jako přirozeným se v tomto případě jeví systém souřadnic pohybujících se současně s vesmírem (**PEEBLES, P. J. E., 1993**). Tomuto systému souřadnic se říká „comoving souřadnice“. V něm zůstávají tělesa na stejných souřadnicích a jejich vzájemné vzdalování je dáno pouze expanzním, neboli škálovacím faktorem $a = a(t)$ závislým na čase. Pro skutečné vzdálenosti platí vztah:

$$d(t) = a(t)d_0 \quad (2.4),$$

kde $a(t)$ je expanzní faktor (funkce), $d(t)$ je vzdálenost v čase t a d_0 je vzdálenost v referenčním čase t_0 , kdy $a(t)$ pokládáme rovno jedné.

2.2.1 Friedmann–Lemaître–Robertson–Walkerova metrika

Symetrie prostoru jsou popsány pomocí tzv. Killingových vektorů (WEINBERG, S., 1972). Maximálně symetrický prostor o dimenzi n má

$$n + \frac{n(n-1)}{2} = \frac{n(n+1)}{2} \text{ Killingových vektorů. Isotropii popisuje člen } \frac{n(n-1)}{2}$$

a homogenitu člen n .

Nyní můžeme zavést metriku. V homogenním a izotropním prostředí musí být metrika diagonální. To navíc znamená, že prostorová část metriky je časově závislá. Toto splňuje obecná metrika, jejíž prostoročasový interval má tvar:

$$ds^2 = -c^2 dt^2 + a(t)^2 d\Sigma^2 \quad (2.5),$$

kde $d\Sigma$ je délkový element obecného 3-dimenzionálního prostoru, kterými mohou být sférický prostor, hyperbolický prostor a plochý euklidovský prostor. Homogenní a izotropní 3-dimenzionálního prostor pak má 6 Killingových vektorů. V závislosti na použitých souřadnicích dostáváme dva různé tvary Friedmann–Lemaître–Robertson–Walkerovy neboli FLRW metriky (WEINBERG, S., 1972):

$$ds^2 = -c^2 dt^2 + a(t)^2 \left[\frac{dr^2}{1-kr^2} + r^2 (d\vartheta^2 + \sin^2 \vartheta d\varphi^2) \right] \quad (2.6),$$

$$ds^2 = -c^2 dt^2 + a(t)^2 \left[dr^2 + F_k(r)^2 (d\vartheta^2 + \sin^2 \vartheta d\varphi^2) \right] \quad (2.7),$$

$$\text{kde } F_k(r) \begin{cases} \frac{1}{\sqrt{k}} \sin(r\sqrt{k}) & k > 0 \\ r & k = 0 \\ \frac{1}{\sqrt{|k|}} \sinh(r\sqrt{k}) & k < 0 \end{cases} \quad (2.8).$$

a navíc $F_k(r)$ může být zapsáno i ve tvaru mocninné řady.

Další možností je zápis pomocí kartézských souřadnic, ale pouze, pokud k je identicky rovno nule, pak dostaneme tvar metriky

$$ds^2 = -c^2 dt^2 + a(t)^2(dx^2 + dy^2 + dz^2) \quad (2.9).$$

V případě, že $a(t) = \text{konstanta}$ a $k = 0$, přechází FLRW metrika na Minkowského metriku.

2.2.2 Friedmannovy rovnice

Friedmannovy rovnice jsou evoluční rovnice vesmíru. Je to soustava dvou obyčejných diferenciálních rovnic pro expanzní faktor $a(t)$. Dostaneme je z Einsteinových rovnic pro metriku (2.9) za předpokladu, že uijeme nejjednodušší představu, obsah vesmíru modelujeme tenzorem hybnosti-energie pro ideální kapalinu ve tvaru

$$T_{ij} = (p + \rho c^2)U_i U_j - p \cdot g_{ij} \quad (2.10),$$

přičemž v lokálně klidové vztažené soustavě má nenulové pouze diagonální koeficienty (**WEINBERG, S., 1972**)

$$T_{ij} = \text{diag}\{\rho c^2, -p, -p, -p\} \quad (2.11),$$

kde $U_{i,j}$ je čtyř-rychlost, p je tlak a ρ je hustota. Navíc v homogenním a izotropním vesmíru mohou být p , ρ pouze časově závislé. Po dosazení příslušných komponent do Einsteinových rovnic dostaneme z 00 komponenty první Friedmannovu rovnici:

$$\left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 + \frac{kc^2}{a^2} - \frac{\Lambda c^2}{3} = \frac{8\pi G}{3}\rho \quad (2.12)$$

a z ii komponent druhou Friedmannovu rovnici (**CARROLL, S. M. 2001**):

$$\frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{4\pi G}{3}\left(\frac{p}{c^2} + \rho\right) - \frac{\Lambda c^2}{3} \quad (2.13),$$

kde tečka značí derivaci podle času. K určení evoluce vesmíru je pak možné doplnit předcházející rovnice o stavovou rovnici

$$\frac{d}{dt}(\rho c^2 a^3) + p \frac{d}{dt}(a^3) = 0 \quad (2.14).$$

Z rovnic (2.12) a (2.13) uvedených výše lze odvodit dvě následující rovnice:

$$\dot{\rho} = -3 \frac{\dot{a}}{a} \left(\rho + \frac{p}{c^2} \right) \quad (2.15),$$

$$\frac{\ddot{a}}{a} = - \frac{4\pi G}{3} \left(\rho + \frac{3p}{c^2} \right) + \frac{\Lambda c^2}{3} \quad (2.16).$$

První rovnice je ekvivalentní prvnímu zákonu termodynamiky a vyjadřuje zákony zachování hmoty-energie. Druhá rovnice pak ukazuje jak hmota a tlak, pokud je ve shodě s gravitací, způsobuje zpomalování rozpínání vesmíru v daném modelu a naopak kosmologická konstanta působí urychlení tohoto rozpínání.

Friedmannovy rovnice (**FRIEDMAN, A., 1999**) se někdy zjednodušují následující transformací (**COPELAND, E. J., SAMI, M., TSUJIKAWA, S. 2006**):

$$\tilde{\rho} = \rho + \frac{\Lambda c^2}{8\pi G} \quad (2.17),$$

$$\tilde{p} = p - \frac{\Lambda c^4}{8\pi G} \quad (2.18)$$

na tvar bez kosmologické konstanty, přičemž v takovém případě ji interpretujeme jako formu energie přispívající zápornou hodnotou k tlaku a mající kladnou hustotu energie:

$$\rho c^2 = - p \quad (2.19).$$

Takovou formu energie obecně nazýváme temnou energií. Skalární pole, které také způsobuje urychlování expanze vesmíru, tedy musí splňovat:

$$\frac{\rho c^2}{3} = - p \quad (2.20)$$

Pro zjednodušení předchozích vztahů, popřípadě pro jejich lepší pochopení nebo pro srovnání s astronomickými pozorováními se zavádí následující

Hubbleův parametr:

$$H = \frac{\dot{a}}{a} \quad (2.21),$$

kteřý charakterizuje rychlost expanze popřípadě kontrakce vesmíru.

Decelerační parametr:

$$q = -\frac{\ddot{a}a}{\dot{a}^2} = -1 - \frac{\dot{H}}{H^2} \quad (2.22),$$

který charakterizuje zrychlování popřípadě zpomalování rozpínání vesmíru. Všechny známé formy hmoty způsobí hodnotu $q \geq -1$ s výjimkou hypotetické fantomové energie.

Pokud položíme $\Lambda = 0$, můžeme druhou Friedmannovu rovnici zapsat jako (FRIEDMAN, A., 1999):

$$3\frac{\ddot{a}}{a} = -4\pi G(\rho + 3p) = -4\pi G(1 + 3w)\rho \quad (2.23),$$

kde ρ je hustota vesmíru, p je tlak a w je číslo charakterizující stavovou rovnici ideální tekutiny (FRIEDMAN, K. A., TURNER, M. S., HUTERER, D., 2008). Hodnota w je různá pro každý typ hmoty a je dána vztahem:

$$w = \frac{p}{\rho} \quad (2.24).$$

Použitím výrazů uvedených výše (2.22) a (2.23) je možno předcházející rovnici přepsat jako:

$$q = \frac{1}{2}(1 + 3w)\left(1 + \frac{k}{(aH)^2}\right) \quad (2.25).$$

V tomto případě k je konstanta nabývající hodnot v rozsahu $-1,0,1$ a určující geometrii prostoru.

	Parametr α	Expanzní funkce $a(t)$	Hubbleova konstanta H	Stavové rovnice	Parametr w
Obecná entita	α	$\sim t^{2/\alpha}$	$2/\alpha t$	$p=w\rho$	$\alpha/3-1$
Energie vakua	0	$\sim \exp(bt)$	b	$p=-\rho$	-1
Křivost k	2	$\sim t$	$1/t$	$p=-\rho/3$	$-1/3$
Látka	3	$\sim t^{2/3}$	$1/3t$	$p=0$	0
Záření	4	$\sim t^{1/2}$	$1/2t$	$p=\rho/3$	$1/3$

Tab 1.: Parametry charakterizující chování entit obsažených v našem vesmíru. Parametr α je definován jako $\rho \sim 1/a^\alpha$. Převzato z: aldebaran.cz

2.3 Statické kosmologické modely

Nejprve budeme uvažovat statický vesmír (**PERCIVAL W. J., 2010**), ve kterém zavedeme souřadnice tak, aby prostoročasový interval byl sféricky symetrický

$$ds^2 = -e^{A(r)}c^2 dt^2 + e^{B(r)} dr^2 + r^2(d\vartheta^2 + \sin^2 \vartheta d\varphi^2) \quad (2.26).$$

Pro metriku definovanou prostoročasovým intervalem (2.26) a po dosazení tenzoru hybnosti a energie ideální kapaliny

$$T_{ij} = (p + \rho c^2)U_i U_j - p \cdot g_{ij} \quad (2.27)$$

do Einsteinových polních rovnic (2.2), dostaneme soustavu tří obyčejných diferenciálních rovnic pro funkce $A(r)$ a $B(r)$

$$e^{-B(r)} \left(\frac{A'}{r} + \frac{1}{r^2} \right) - \frac{1}{r^2} + \Lambda = 8\pi Gp \quad (2.7),$$

$$e^{-B(r)} \left(\frac{B'}{r} - \frac{1}{r^2} \right) + \frac{1}{r^2} - \Lambda = 8\pi G\rho \quad (2.8),$$

$$p' = -A' \frac{(\rho + p)}{2A} \quad (2.9),$$

kde čárka znamená derivaci dle r . Tyto rovnice (2.7), (2.8) a (2.9) mají tři různá řešení pro $A(r)$ a $B(r)$ a tato řešení jsou Einsteinův model, de Sitterův model a jako limitní případ pro $r \rightarrow \infty$ prázdný, nekonečný a plochý Minkowského prostoročas (**NEUENSCHWANDER, D. E. 2008**).

2.3.1 Einsteinův model vesmíru

Pro Einsteinův model platí podmínka $p, \rho = konst.$, nezáporné a $A'=0$, tudíž dostáváme A konstantní. Navíc z podmínky limitního přiblížení se Minkowského prostoročasu pro malá r dostáváme $A=1$ a po dosazení do rovnice (2.7) dostáváme řešení pro funkci $exp(B(r))$ ve tvaru (**NEUENSCHWANDER, D. E. 2008**):

$$e^{-B(r)} = 1 - (\Lambda - 8\pi Gp)r^2 \quad (2.10).$$

Prostoročasový interval má tedy tvar:

$$ds^2 = -c^2 dt^2 + \frac{1}{r^2 [1 - (\Lambda - 8\pi G\rho)]} dr^2 + r^2 (d\vartheta^2 + \sin^2 \vartheta d\varphi^2) \quad (2.11),$$

kde prostorovou část je možno ztotožnit s trojrozměrnou hypersférou s Einsteinovým poloměrem křivosti a_E definovaným jako

$$a_E^2 = \frac{1}{\Lambda - 8\pi G\rho} \quad (2.12)$$

a vnořenou do čtyřrozměrného Euklidovského prostoru. Takový Einsteinův vesmír je pak konečný a prostorově uzavřený (**EINSTEIN, A. 1917**). Vlastnosti tohoto vesmíru jsou pak dány následujícími vztahy, které vzniknou odvozením z rovnic (2.7) a (2.8):

$$1/a_E^2 = 4\pi G(\rho + p) \quad (2.13),$$

$$\Lambda = 4\pi G(\rho + 3p) \quad (2.14).$$

Za předpokladu vyplnění vesmíru pouze nekoherentním prachem, který nezpůsobuje žádný tlak, přejdou předchozí rovnice na tvar:

$$\Lambda = \frac{1}{a_E^2} = 4\pi G\rho \quad (2.15).$$

V takovém případě je poloměr křivosti vesmíru, jeho celkový objem a celková hmotnost částic v něm obsažených dána pouze hodnotou kosmologické konstanty:

$$a_E = \frac{1}{\sqrt{\Lambda}} \quad (2.16),$$

$$V = \frac{2\pi^2}{\sqrt{\Lambda^3}} \quad (2.17),$$

$$M = \rho V = \frac{\pi}{2\sqrt{\Lambda}} \quad (2.18).$$

V případě, že by byl vesmír naopak vyplněn pouze zářením, které charakterizuje tlak $p = \rho/3$, získáme rovnice pro výše zmíněné parametry modelu:

$$a_E = \sqrt{\frac{3}{2\Lambda}} \quad (2.19),$$

$$\rho = \frac{3}{16\pi a_E^2} \quad (2.20),$$

$$p = \frac{1}{16\pi a_E^2} \quad (2.21).$$

Einsteinův model vesmíru je sice nerealistický a neslučitelný s pozorovacími fakty, ale poukazuje na důležitost a důsledky zavedení kosmologického členu.

2.3.2 De Sitterův model

Pro de Sitterův vesmír platí podmínka, že $(p + \rho) = 0$ a z limitního přiblížení se Minkowského plochého prostoročasu dostaneme funkce $A(r)$ a $B(r)$ ve tvaru:

$$e^{-B(r)} = 1 - \frac{1}{3}\Lambda r^2 \quad (2.22),$$

$$e^{-A(r)} = \left(1 - \frac{1}{3}\Lambda r^2\right)^{-1} \quad (2.22).$$

Z toho vyplývající metrika de Sitterova modelu má tvar (**NEUENSCHWANDER, D. E. 2008**):

$$ds^2 = -\left(1 - \frac{r^2}{a_s^2}\right)dt^2 + \frac{1}{1 - r^2/a_s^2}dr^2 + r^2(d\vartheta^2 + \sin^2\vartheta d\varphi^2) \quad (2.23),$$

kde a_s se nazve de Sitterův poloměr a je definován následovně:

$$a_s^2 \equiv \frac{3}{\Lambda} \quad (2.24).$$

Novým prvkem, který se v de Sitterově modelu vyskytuje, je kauzální horizont vesmíru, tedy místo s radiální vzdáleností $r \geq a_s$, kdy se k pozorovateli umístěnému v počátku nedostane žádná informace, respektive rovnost nastane za nekonečně dlouho. Další novinkou je vzdalování testovacích částic, ačkoli samotná metrika de Sitterova modelu je statická, ale koeficient u dt v metrice je nekonstantní. Tento efekt by v případě vysílání světla testovacími částicemi způsobil Dopplerovský spektrální posuv, který na menších vzdálenostech odpovídá Hubbleovu zákonu. Splnění existenční podmínky pro de Sitterův vesmír, to jest když je hustota hmoty rovna záporné hodnotě tlaku, jsou pravděpodobně velmi jen těžko dosažitelné

(záporná hustota hmoty nefyzikální). Výjimkou by snad mohly být některé nové unitární teorie, které tento požadavek splňují, a ukazuje se, že možná právě tyto teorie pomohou popsat vývoj vesmíru při kosmologické inflaci.

2.3.3 Anti-de Sitterův model

Jedná se o maximálně symetrický prostoročas (symetrie je reprezentována 10 Killingovými vektory). Jedná se o analogické vakuové řešení Einsteinových rovnic pole jako de Sitterův model až na negativní hodnotu kosmologické konstanty. Anti-de Sitterův model vystupuje v posledních letech ve strunové teorii ve spojení tzv. AdS/CFT korespondence.

2.3.4 Minkowského prostoročas

Minkowského prostoročas je 4-rozměrným plochým prostoročasem speciální teorie relativity a v obecné teorii relativity vystupuje jako limitní případ pro slabá gravitační pole. Jeho metrika je daná metrickým tenzorem:

$$\eta = \text{diag}(-1,1,1,1) = \begin{pmatrix} -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (2.25).$$

2.4 Hustotní parametry

První Friedmannovu rovnici lze zapsat v následujícím tvaru:

$$H^2 = \frac{8\pi G}{3}(\rho + \rho_\Lambda) - \frac{kc^2}{a^2}, \quad \text{kde } \rho_\Lambda = \frac{\Lambda}{8\pi G} \quad (2.26).$$

V přiblížení lze říci, že hustota ρ je tvořena hustotou látky ρ_m a hustotou záření ρ_r .

Dále definujeme kritickou hustotu jako:

$$\rho_{crit} = \frac{3H^2}{8\pi G} \quad (2.27).$$

Za použití předchozí rovnice (2.27) a za předpokladu existence hustoty ρ ve tvaru

$\rho = \rho_m + \rho_r + \rho_\Lambda$ se ukazuje, že tato hustota je rovna kritické hodnotě právě pro $k=0$, tedy pro plochý vesmír.

Následně je možné definovat hustotní parametry Ω následujícími vztahy:

$$\Omega_m(a) = \frac{\rho_m(a)}{\rho_{crit}(a)} \quad (2.28),$$

$$\Omega_r(a) = \frac{\rho_r(a)}{\rho_{crit}(a)} \quad (2.29),$$

$$\Omega_\Lambda(a) = \frac{\rho_\Lambda(a)}{\rho_{crit}(a)} \quad (2.30).$$

Je proto možné upravit rovnice (2.12) a (2.13) na tvar obsahující výše zmíněné hustotní parametry za předpokladu, že kritickou hustotou je myšlena její současná hodnota:

$$H_0^2 = H_0^2(\Omega_{m,0} + \Omega_{r,0} + \Omega_{\Lambda,0}) - Kc^2 \quad (2.31),$$

kteřou následně upravíme na:

$$H_0^2(\Omega_{m,0} + \Omega_{r,0} + \Omega_{\Lambda,0} - 1) = Kc^2 \quad (2.32)$$

a pokud dále definujeme $\Omega_{K,0}$, můžeme rovnici (2.52) zapsat jako:

$$\Omega_{K,0} \equiv -\frac{Kc^2}{H_0^2} = 1 - \Omega_{m,0} - \Omega_{r,0} - \Omega_{\Lambda,0} \quad (2.33).$$

Poté lze analogicky jako výše (viz. (2.28-2.30)), definovat hustotní parametr křivosti:

$$\Omega_K(a) = \frac{\rho_K(a)}{\rho_{crit}(a)} \quad (2.34)$$

Zavedení hustotních parametrů má nejen funkci třídící, ale hlavně s jejich pomocí je možné přepsat první Friedmannovu rovnici do tvaru:

$$H^2 = H_0^2 \left(\frac{\Omega_{r,0}}{a^4} + \frac{\Omega_{m,0}}{a^3} + \frac{\Omega_{K,0}}{a^2} + \Omega_{\Lambda,0} \right) \quad (2.35).$$

K tomu je užito hodnoty parametrů a stavové rovnice uvedené v **Tabulce 1**. V tomto tvaru je výhodné zapisovat Friedmannovu rovnici speciálně proto, že obsahuje

veškeré potřebné informace a z tohoto hlediska je vhodná pro práci s observačními daty.

3 Stav kosmologické konstanty po roce 1998

3.1 Standardní model

V současnosti, tím je myšleno ze současných observačních dat, se jako nejpravděpodobnější a jako nepřesnější jeví tzv. model Λ CDM nebo též Λ CDM. Jeho hlavními výhodami je vysvětlení existence a struktury kosmického mikrovlnného pozadí, velkorozměrové struktury vesmíru, zastoupení prvků ve vesmíru a popis zrychleného rozpínání vesmíru. Jedná se o model obsahující počáteční singularitu tedy „Velký třesk“. Další výhodou je možnost rozšíření o existenci kvintescence, tedy začlenění kosmologické inflace v raných fázích vývoje vesmíru. Přestože je tento model přijat poměrně velkou částí vědecké komunity, existují vědci, kteří jej striktně odmítají jako například autoři článku **KROUPA P. et al., 2010** nebo **SANDERS R. H., McGAUGH S. S., 2002**. Největším oponentem Λ CDM je *Modified Newtonian Dynamics* neboli *MOND*, ale existuje velké množství dalších modelů, které s menší či větší přesností odpovídají skutečnosti.

3.2 Kosmologická konstanta jako součást temné energie

Kosmologický člen Λ , jak je vidět z Einsteinových polních rovnic pro prázdný prostor (vakuové řešení):

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}Rg_{\mu\nu} = -\Lambda g_{\mu\nu} \quad (3.1),$$

lze tedy interpretovat jako určitou formu energie, respektive jako hustotu energie vakua, která je pomocí stavové rovnice zmíněné v předchozím oddíle spjata s příslušnou hodnotou tlaku.

Nejdříve je ovšem nutné si přesně stanovit pojmy. Temná energie je energie, která je zodpovědná za zrychlené rozpínání vesmíru (Planck team). Za kosmologickou konstantu je tedy považována ta část temné energie, která homogenně a s konstantní velikostí vyplňuje celý prostor. Ta část temné energie,

kteřá je rozložena nespojitě a s rozdílnou hodnotou, případně je časově závislá se popisuje skalárním polem, jako je například kvintesence či fantomová energie. Za použití stanoveného názvosloví tak nemá smysl hovořit o časové či prostorové proměnnosti kosmologické „konstanty“, ale pouze zkoumat efekty u nestacionární části temné energie. Toto samozřejmě neplatí o časové proměnnosti během stárnutí vesmíru.

3.3 Problém kosmologické konstanty

Od počátku civilizace se snažili vědci nalézt a popsat vývoj vesmíru nebo ho alespoň přiblížit nějakému modelu. Prezentací Einsteinovy teorie relativity se objevily pokusy aplikovat tuto teorii na vesmír jako celek s menším či větším úspěchem. S postupem času a tedy s větším množstvím observačních faktů a zvýšeným množstvím provedených pozorování dochází postupně k zpřesňování měření a jimi získaných hodnot. Tyto nové poznatky kladou stále přísnější podmínky na kosmologické modely a proto i v nejpřesnějších modelech dochází k disproporcím a nesrovnalostem v některých parametrech modelů s realitou.

Problém kosmologické konstanty lze rozdělit na dvě části. První částí je řešení tzv. „fine tuning“ problému, tedy přesného nastavení kosmologické konstanty na tak malou hodnotu, kterou pozorujeme dnes, a to již nastavenou dávno v minulosti vesmíru a níže popsany problém příkrého nesouladu QFT a současné observační kosmologie.

Další částí je pak otázka, jestli má kosmologická konstanta nenulovou hodnotu nebo je nulová. Budeme-li vycházet ze současných pozorování a tedy předpokládat, že vesmír prochází fází zrychlené expanze, jak plyne z relace vzdálenost-rudý posuv měřené pro supernovy typu Ia (**RIESS A. G. et al., 1998**, **PERLMUTTER S. et al., 1999**), pak lze tuto expanzi nejjednodušeji vysvětlit pomocí malé kladné hodnoty kosmologické konstanty. Stále ale nelze zcela vyloučit i možnost nulové kosmologické konstanty (**MÉSZÁROS, A. 2002**). Vliv kosmologické konstanty ve vesmíru, která je součástí temné energie je popsána hustotním parametrem Ω_Λ . Jeho hodnota podle posledních měření získaných pomocí kosmické sondy Planck a jeho následným aplikováním na v dnešní době

nejuznávanější kosmologický model, tedy *Lambda-CDM* (**PLANCK COLLABORATION., 2013**), je:

$$\Omega_{\Lambda} = 0,693 \pm 0,019 \quad (3.2).$$

Vlastní hodnota kosmologické konstanty je pak určena v jednotkách standardizovaného metrického systému jako:

$$\Lambda = 10^{-52} m^{-2} \quad (3.3).$$

Problém ovšem nastane, budeme-li chtít porovnat tuto hodnotu dosaženou kosmologickými výpočty s hodnotou získanou ze standardního modelu částicové fyziky, kdy k výpočtu použijeme QFT, tedy kvantovou teorii pole. Zde dojde k rozdílu v řádu 10^{120} (**BANKS T., 2004, CARROLL, S. M. 2001, WEINBERG, S., 1989** nebo **WEINBERG, S., 1996**). Tento rozdíl je považován za nejhorší nesoulad s teoretickou předpovědí. Spolu s problémem plochosti vesmíru tvoří nejsložitější řešitelné problémy každého modelu. Problému plochosti se ovšem podařilo zbavit použitím například inflačních teorií v kosmologii.

3.4 Řešení problému kosmologické konstanty

Možná řešení problému kosmologické konstanty lze dle **LI M. et al., (2012)** rozdělit na řešení založená na

- symetriích,
- antropickém principu,
- narušení „fine tuning“ mechanismu,
- modifikované gravitaci,
- kvantové kosmologii,
- holografickém principu,
- zpětné vazbě neboli na nelineárnosti v Einsteinově teorii,
- nových fenomenologických a kosmologických modelech.

Pokud se zaměříme na novější SUSY teorie, popřípadě na jiné strunové teorie, tak některé z nich dokonce vyžadují kosmologickou konstantu rovnou nule a tedy neposkytují dobré řešení pro observační data.

V roce 1987 Steven Weinberg prezentoval jedno z možných řešení (WEINBERG, S., 1987) právě tak malé hodnoty kosmologické konstanty, jak plyne ze standardního kosmologického modelu. Toto řešení se nazývá „Antropický princip“. Ten tvrdí, že hodnota kosmologické konstanty je v různých místech prostoru různá nebo jak je někdy reprezentováno, fyzikální konstanty mají právě takovou velikost, aby umožnily existenci inteligentního života. Toto vysvětlení není masově přijato a existuje větší množství jeho odpůrců než přívrženců.

3.4.1 Časově proměnná kosmologická „konstanta“

Přechod od *Lambda-CDM* k modelu cyklického vesmíru, ani existence kvintesence a už vůbec ne antropický princip nejsou dokazatelné současnou experimentální fyzikou, popřípadě neposkytují zlepšení současného stavu standardního modelu. Navíc výše zmíněné teorie neposkytují předpovědi nových jevů, jak je od teorií požadováno a jejich řešení problému kosmologické konstanty, respektive problému velmi přesného naladění fyzikálních konstant v daleké minulosti blízko jejich současné hodnoty neboli „fine tuning“ je povětšinou nahrazeno problémy výrazně složitějšími.

Oproti tomu lze problém řešit velmi elegantně i efektivně za předpokladu, že kosmologická „konstanta“ již nebude konstanta (PODARIU, S., RATRA, B. 2000), ale bude časově proměnná během vývoje vesmíru (PEEBLES, P. J. E., RATRA, B., 1988). Tyto možnosti byly zkoumány v posledních několika letech. V menší míře pak jako součást teorií založených na holografickém principu (LU J. et al., 2011a nebo LI M., 2004), popřípadě jako součást holografické temné energie v Brans-Dickeově teorii. (např.: LU J., et al., 2011b, LU J. et al., 2012 nebo NAYAK B. A SINGH L.P., 2008). Zajímavě je tento problém podán autory XU L., LU J., LI W., 2010. Autoři článku zavádějí časově proměnnou kosmologickou konstantu pouze s použitím časové a rozměrové škály vesmíru, tedy bez holografického principu nebo použití heisenbergových relací neurčitosti. Za předpokladu nenulové hodnoty kosmologické konstanty je možné zavést

přirozenou časovou a rozměrovou škálu ve tvaru:

$$r_\Lambda = t_\Lambda = \sqrt{\frac{3}{|\Lambda|}} \quad (3.4).$$

Odtud je pak možné definovat časově proměnnou kladnou kosmologickou „konstantu“ následovně:

$$\Lambda(t) = \frac{3}{r_\Lambda^2(t)} = \frac{3}{t_\Lambda^2} \quad (3.5).$$

Takto zavedenou konstantu pak autoři nazývají „*age cosmological constant*“.

Splnění zákonů zachování $T_{\mu\nu}{}^{;\mu} = 0$ pro tenzor hybnosti a energie ve tvaru:

$$T_{\mu\nu} - \frac{\Lambda(t)c^4}{8\pi G} \quad (3.6)$$

nám dává, pro prostorově plochý FLRW vesmír, následující rovnici (**PEEBLES, P. J. E., RATRA, B., 2003**):

$$\dot{\rho}_\Lambda + \dot{\rho}_m + 3H(1 + w_m)\rho_m = 0 \quad (3.7),$$

kde $\rho_\Lambda = M_p^2 \Lambda(t)$, M_p je Planckova hmotnost a w je parametr stavové rovnice, jehož hodnota pro kosmologickou konstantu je mínus jedna a pro chladnou temnou hmotu nula. Uvažujeme-li pouze o interakci těchto dvou entit, které charakterizujeme interakčním členem Q použitým v následujících dvou rovnicích:

$$\dot{\rho}_m + 3H(1 + w_m)\rho_m = Q \quad (3.8),$$

$$\dot{\rho}_\Lambda + 3H(\rho_\Lambda + p_\Lambda) = -Q \quad (3.9),$$

pak z těchto rovnic, spolu s rovnicí celkového zákona zachování hybnosti a energie

$$\dot{\rho}_{tot} + 3H(\rho_{tot} + p_{tot}) = 0 \quad (3.10)$$

a po provedení drobných úprav dostaneme rovnici

$$\dot{\rho}_\Lambda + 3H(\rho_\Lambda + p_\Lambda^{eff}) = 0 \quad (3.11),$$

která obsahuje nově vzniklý efektivní tlak

$$p_{\Lambda}^{eff} = p_{\Lambda} + \frac{Q}{3H} \quad (3.12).$$

Za pomoci předchozích vztahů (3.11) a (3.12) je možno definovat efektivní hodnotu parametru w_{Λ}^{eff} stavové rovnice:

$$w_{\Lambda}^{eff} = \frac{p_{\Lambda}^{eff}}{\rho_{\Lambda}} = -1 - \frac{1}{3} \frac{d \ln \rho_{\Lambda}}{d \ln a} = -1 + \frac{2}{3} \frac{\sqrt{\Omega_{\Lambda}}}{k} \quad (3.13).$$

Rovnici pro zákony zachování $T_{\mu\nu}^{;\mu} = 0$ lze přepsat následovně:

$$\frac{d \ln H}{dx} + \frac{3}{2}(1 - \Omega_{\Lambda}) = 0 \quad (3.14).$$

Současně tak byla využita Friedmannova rovnice pro hustotní parametry a plochý vesmír:

$$\Omega_m + \Omega_{\Lambda} = 1 \quad (3.15),$$

kde

$$\Omega_m = \frac{\rho_m}{3M_p^2 H^2} \quad (3.16),$$

$$\Omega_{\Lambda} = \frac{3kM_p^2}{t_{\Lambda}^2} \frac{1}{3M_p^2 H^2} \quad (3.17).$$

Zderivováním rovnice (3.14) podle x získáme následující vztah:

$$\frac{d \ln H}{dx} + \frac{1}{2} \frac{d \ln \Omega_{\Lambda}}{dx} + \frac{\sqrt{\Omega_{\Lambda}}}{k} = 0 \quad (3.18).$$

Kde „ k “ ve výše uvedených rovnicích je modelová konstanta. Následným dosazením rovnice (3.11) do rovnice (3.14) získáme diferenciální rovnici pro hustotní parametr kosmologické konstanty ve tvaru:

$$\Omega'_{\Lambda} = \Omega_{\Lambda} \left(3 - 3\Omega_{\Lambda} - \frac{2}{k} \sqrt{\Omega_{\Lambda}} \right) \quad (3.19),$$

případně pomocí parametru rudého posuvu „ z “ ji můžeme přepsat jako:

$$\frac{d\Omega_\Lambda}{dz} = -\Omega_\Lambda \left(3 - 3\Omega_\Lambda - \frac{2}{k} \sqrt{\Omega_\Lambda} \right) (1+z)^{-1} \quad (3.20).$$

Integrací výše uvedené evoluční rovnice a následným zafixováním integrační konstanty pomocí současně změřené hodnoty hustotního parametru (**ADE et al., 2013**) $\Omega_{\Lambda,0} = 0,683$ nebo podle jakékoliv jiné hodnoty hustotního parametru změřeného ve známém čase.

Ve výsledku vidíme, že pokud je hodnota efektivního parametru stavové rovnice v rozsahu $-1 < w_\Lambda^{\text{eff}} < -1 + 2/3k$, pak hustotní parametr kosmologické konstanty nabývá hodnot v rozsahu $0 \leq \Omega_\Lambda \leq 1$, přičemž pro $\Omega_\Lambda \approx 0$ platí $w_\Lambda^{\text{eff}} \rightarrow -1$. Jak je vidět, v kosmologické minulosti se „*age cosmological constant*“ chovala jako průvodní kosmologická konstanta a ve fázi, kdy kosmologický člen dominuje ve vesmíru je určujícím prvkem hodnoty tohoto parametru závislost na modelové konstantě k .

3.4.2 Cyklický model

Nejnovější teorií zabývající se řešením problému kosmologické konstanty je takzvaný cyklický model autorů Neila Turoka a Paula Steinhardta (**STEINHART P. J., TUROK N., 2002**). Tito autoři užili cyklického modelu vzešlého z jedné nedávné SUSY teorie tzv. M-teorie.

Přestože se cyklické modely vesmíru objevovaly již na počátku 20. století a vycházely z tehdy uveřejněné Einsteinovy teorie relativity, byla jejich přípustnost narušována a dokonce bylo možné ukázat, že takové modely stejně nejsou cyklické do nekonečna, ale mají svůj počátek. Naproti tomu cyklický model Steinhart-Turokův (**STEINHART P. J., TUROK N., 2002a**) je založený na teorii bránových světů tj. na existenci P-dimenzionálních D-bran a konkrétně v tomto případě 3-dimenzionální D-bránou ve vícerozměrném časoprostoru. V tomto modelu se každých 10^{12} let setká naše brána s jinou blízkou bránou a toto setkání odpovídá „Velkému třesku“. Toto popisuje tzv. „Ekpyrotický model“. V případě cyklického modelu se vesmír rozšiřuje, až dosáhne určité hodnoty a poté se smrští a dojde k „Velkému Křachu“. Toto celé se opakuje, ale přitom každý vesmír obsahuje stejné množství hmoty jako na začátku, avšak hodnota kosmologické konstanty se stále

zmenšuje. Dalo by se říci, že není „resetována“ na původní hodnotu, tak jako zbytek vesmíru. Je pravděpodobně možné, že tyto „trojbrány“ kmitají jako oscilátory a to tlumeně nebo netlumeně. V případě tlumených oscilací by se časy jednotlivých průniků obou bran snižovaly, a tedy lépe odpovídaly odhadované délce života tohoto vesmíru. Navíc by se vysvětlila tak malá hodnota kosmologické konstanty, protože takový model mohl za významně kratší časový úsek projít větším počtem cyklů. Jednou z výhod tohoto modelu je jeho experimentální ověření pomocí detekce gravitačních vln generovaných během inflační fáze na počátku vesmíru. Pokud budou tyto vlny detekovány, bude muset být model cyklického vesmíru upraven. Toto experimentální ověření je jednou z největších výhod takových modelů.

3.5 Alternativy ke kosmologické konstantě

3.5.1 Kvintescence

Kosmologická konstanta je tou jednodušší variantou, která dokáže popsat a vysvětlit zrychlenou expanzi vesmíru. Jako její alternativa se objevuje komplikovaněji zavedená kvintescence, poskytující mnohem komplexnější pohled na tuto problematiku.

Kvintescence se popisuje pomocí skalárního pole ϕ a jeho potenciální energie s dynamikou tohoto pole. Jako taková může být kvintescence proměnná jak prostorově $\phi(r)$, tak skrze závislost $\phi(t)$ i časově.

Jedná se tedy o skalární pole prostupující celý vesmír, popsané parametrem stavové rovnice w_q ve tvaru (**COPELAND, E. J., SAMI, M., TSUJIKAWA, S. 2006**):

$$w_q = \frac{p_q}{\rho_q} = \frac{\frac{1}{2}\dot{Q}^2 - V(Q)}{\frac{1}{2}\dot{Q}^2 + V(Q)} \quad (3.21),$$

kde p_q je tlak, ρ_q je hustota a $V(Q)$ je potenciální energie. Pro porovnání parametr w_q pro kosmologickou konstantu je roven mínus jedné.

3.5.2 Fantomová energie

Speciálním případem kvintescence je tzv. „Fantomová energie“ pro kterou předpokládáme $w_p < -1$ (ASTASHENOK, A. V. 2012). Taková forma energie teoreticky může způsobit překotnou expanzi až na úroveň kosmologické inflace a tím dovést vesmír k „Velkému roztržení“.

4 Závěr

Závěrem lze říci, že některé současné teorie týkající se kosmologické konstanty, které jsou založené například na teorii zpětné vazby v Einsteinově teorii gravitace nebo teorie založené na holografickém principu či části Brans-Dickeho teorie je možné nahradit teorií časově proměnné, takzvané „age cosmological constant“ a to nikoli použitím komplikované matematiky, ale pouze automatickým zavedením časové škály v daném vesmíru. Taková teorie je vnitřně jednotná a přitom není třeba čekat na její experimentální ověření, neboť ji lze ověřit již za pomoci současných observačních dat.

Jiný pohled na tuto problematiku kosmologické konstanty poskytuje cyklický typ Ekpyrotického modelu autorů Neila Turoka a Paula Steinharta. Tato teorie řeší i další tzv. „fine tuning“ problémy jako například plochosti horizontu či problém počáteční singularity. Navíc, jako jedna z mála teorií založených na strunové teorii, poskytuje do budoucna možnost ověření pomocí detekce gravitačních vln.

V poslední době dochází k novému rozvoji teorií obsahujících kosmologickou konstantu a to jak z důvodů pokusů o vysvětlení podstaty temné energie, tak i k vysvětlení některých jevů na poli kvantové teorie. V návaznosti na vypuštění sond COBE, později pak WMAP a v současnosti nejnovější sondy Planck, které se zabývaly výzkumem kosmického reliktního záření **Obr. 1.** byly z jejich naměřených dat vědeckými týmy získány parametry pro popis chování našeho vesmíru.

Nejnovější data z mise sondy Planck pak objevily anomálie v reliktním záření dle **Obr. 2.**, která dosud nemají řešení. Řešení těchto anomálií mohou být nalezena i pomocí teorii s časově a prostorově proměnou kosmologickou konstantou.

Výsledky týmu Supernova cosmology project a týmu okolo sondy Planck ukazují zastoupení temné energie ve vesmíru. Teorií, které by určily jakého charakteru tato forma energie je, se v současnosti vyskytuje mnoho a právě kosmologická konstanta charakterizuje toto řešení naprosto nejelegantnějším způsobem.

5 Literatura

- ADE, P. et al. (Planck Collaboration) *Planck 2013 results. XVI. Cosmological parameters*. eprint arXiv:1303.5076 (2013)
- ALDEBARAN, *Současná kosmologie*, aldebaran.cz [online]. [Cit. 20.4.2013]
Dostupné: <http://www.aldebaran.cz/astrofyzika/kosmologie/modern.html>
- AMANULLAH, R. et al. *Spectra and Light Curves of Six Type Ia Supernovae at $0.511 < z < 1.12$ and the Union2 Compilation*. *Astrophysical Journal* 716, 712-738 (2010)
- ASTASHENOK, A. V. et al. *Phantom Cosmology without Big Rip Singularity*. eprint arXiv:1201.4056 (2012)
- BANKS, T. *The Cosmological constant problem* [online]. [Cit. 3.8.2013] Dostupné: http://physicstoday.org/journals/doc/PHTOAD-ft/vol_57/iss_3/46_1.shtml?bypassSSO=1 (2004)
- BONDI, H. *Cosmology*. Cambridge University Press, (1960), Cambridge
- CARROLL, S. M. *The Cosmological Constant*. *Living Rev. Relativity* 4, 1 (2001)
- COPELAND, E. J., SAMI, M., TSUJIKAWA, S. *Dynamics of Dark Energy*. *Int. J. Mod. Phys. D* 15, 1753-1936 (2006)
- EINSTEIN, A. *Die Feldgleichungen der Gravitation* *Sitzungsber. Preuss. Akad. Wiss.*, 844–847 (1915), Berlin
- EINSTEIN, A. *Kosmologische Betrachtungen zur allgemeinen Relativitätstheorie*. *Sitzungsber. Preuss. Akad. Wiss.*, 142–152 (1917), Berlin
- EINSTEIN, A. *Zum Kosmologischen Problem der allgemeinen Relativitätstheorie*. *Sitzungsber. Preuss. Akad. Wiss.*, 235–237 (1931), Berlin
- FRIEDMAN, A. *On the Curvature of Space*. *General Relativity and Gravitation* 31 (12), 1991–2000 (1999)
- FRIEDMAN, K. A., TURNER, M. S., HUTERER, D. *Dark Energy and the Accelerating Universe*. *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* 46, 385-432 (2008)

- GAMOW, G. *My World Line: An Informal Autobiography*. Viking Press, (1970), New York
- HUBBLE, E. *A relation between distance and radial velocity among extra-galactic nebulae*. PNAS 15, 168-173 (1929)
- KARDASHEV, N. *LEMAÎTRE'S Universe and Observations*. Astrophysical Journal 150, L135 (1967)
- KROUPA, P. et al. *Local-Group test of dark-matter Concordance Cosmology: Toward a new paradigm for structure formation*. eprint arXiv:1006.1647v3 (2010)
- LANDAU, L. D., LIFSHITZ, E. M. *The Classical Theory of Fields*. Pergamon press (1951), Oxford
- LI, M. *A Model of Holographic Dark Energy*. Physics Letters B603, 1 (2004)
- LI, M. Et al. *Dark Energy: a Brief Review*. eprint arXiv:1209.0922 (2012)
- LU, J. et al. *An accelerated universe from Brans-Dicke theory in the Einstein frame*. Eur. Phys. J. Plus 127, 154 (2011a)
- LU, J. et al. *Cosmological constraints on the generalized holographic dark energy*. Eur. Phys. J. C. 71, 1800 (2011b)
- LU, J. et al. *Time variable cosmological constant of holographic origin with interaction in Brans-Dicke theory*. eprint arXiv:1203.4906 (2012)
- MÉSZÁROS, A. *On the Reality of the Accelerating Universe*. Astrophysical Journal 580, 12 (2002)
- NAYAK, B., SINGH, L. P. *Present Acceleration of Universe, Holographic Dark Energy and Brans-Dicke Theory*. Modern Physics Letters A 24, 1785-1792 (2009)
- NEUENSCHWANDER, D. E. *History of Big Bang Cosmology, Part 3: The de Sitter Universe and Redshift*. [online]. [Cit. 20.5.2014] Dostupné: http://www.sigmapisigma.org/radiations/2008/ecp_bigbang3.pdf (2008)
- PAULI, W. *Theory of Relativity*. Pergamon press (1958), New York
- PEEBLES, P. J. E., RATRA, B. *Cosmology with a time-variable cosmological 'constant'*. Astrophysical Journal Letters 325, L17 (1988)

- PEEBLES, P. J. E. *Principles of Physical Cosmology*. Princeton University press (1993), Princeton
- PEEBLES, P. J. E., RATRA, B. *The cosmological constant and dark energy*. Rev. Mod. Phys. 75, 559 (2003)
- PERCIVAL, W. J. et al. *Baryon Acoustic Oscillation in the Sloan Digital Sky Survey Data Release 7 Galaxy Sample*. Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 401, 2148-2168 (2010)
- PERLMUTTER, S. et al. *Measurements of Ω and Λ from 42 High-Redshift Supernovae*. Astro. J. 517, 565-586 (1999)
- PETROSIAN, V., SALPETER E., SZEKERES, P. *Quasi-Stellar Objects in Universes with Non-Zero Cosmological Constant*. Astrophysical Journal 147, 1222-1226 (1967)
- PODARIU, S., RATRA, B. *Supernova Ia Constraints on a Time-variable Cosmological "Constant"*. Astrophysical Journal 532, 109 (2000)
- RIESS, A. G. et al. *Observational Evidence from Supernovae for an Accelerating Universe and a Cosmological Constant*. Astro. J. 116, 1009-1038 (1998)
- SANDERS, R. H., MCGAUGH, S. S. *Modified Newtonian Dynamic as an Alternative to dark Matter*. Ann. Rev. Astron. Astrophys. 40, 263-317 (2002)
- SHKLOVSKY, J. *On the Nature of "standard" Absorption Spectrum of the Quasi-Stellar Objects*. Astrophysical Journal 150, L1 (1967)
- STEINHART, P. J., TUROK, N. *A Cyclic Model of the Universe*. eprint arXiv:hep-th/0111030v2 (2002)
- STEINHART, P. J., TUROK, N. *The Cyclic Universe: An Informal Introduction*. eprint arXiv:astro-ph/0204479 (2002a)
- TOLMAN, R. C. *Relativity, Thermodynamics and Cosmology*. The Clarendon Press (1934), Oxford
- XU, L., LU, J., LI, W. *Time variable cosmological constant from the age of universe*. Physics Letters B690, 333-336 (2010)

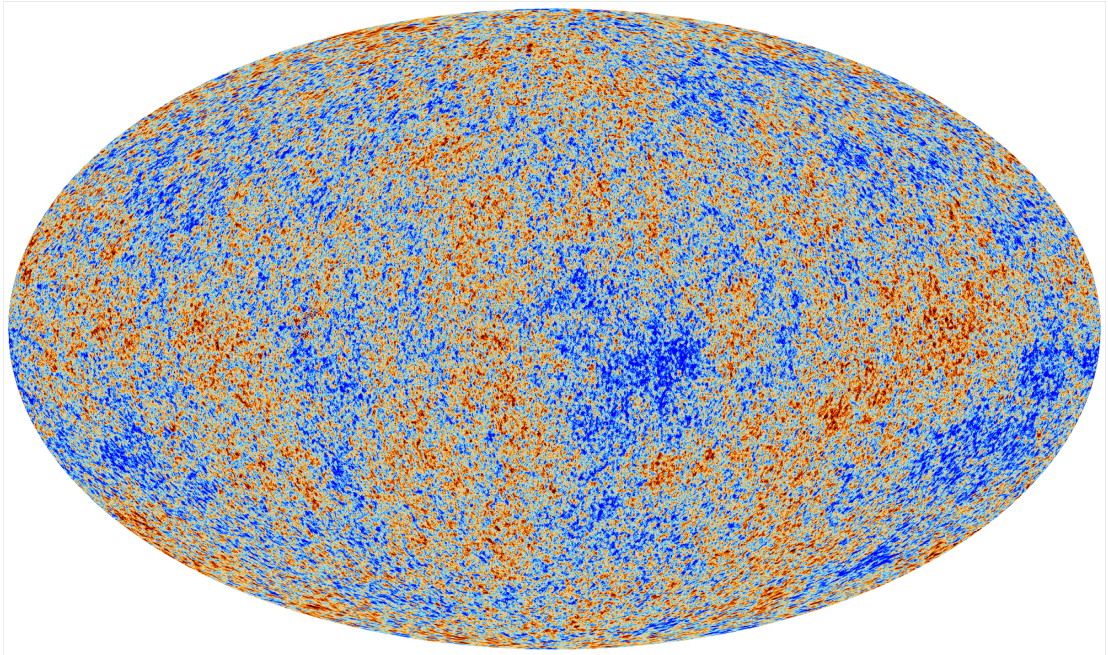
WEINBERG, S. *Gravitation and Cosmology: Principles and Application of the General Theory of Relativity*. John Wiley and Sons, Inc. (1972), New York

WEINBERG, S. *Anthropic Bound on the Cosmological Constant*. Phys. Rev. Lett. 59, 2607 (1987)

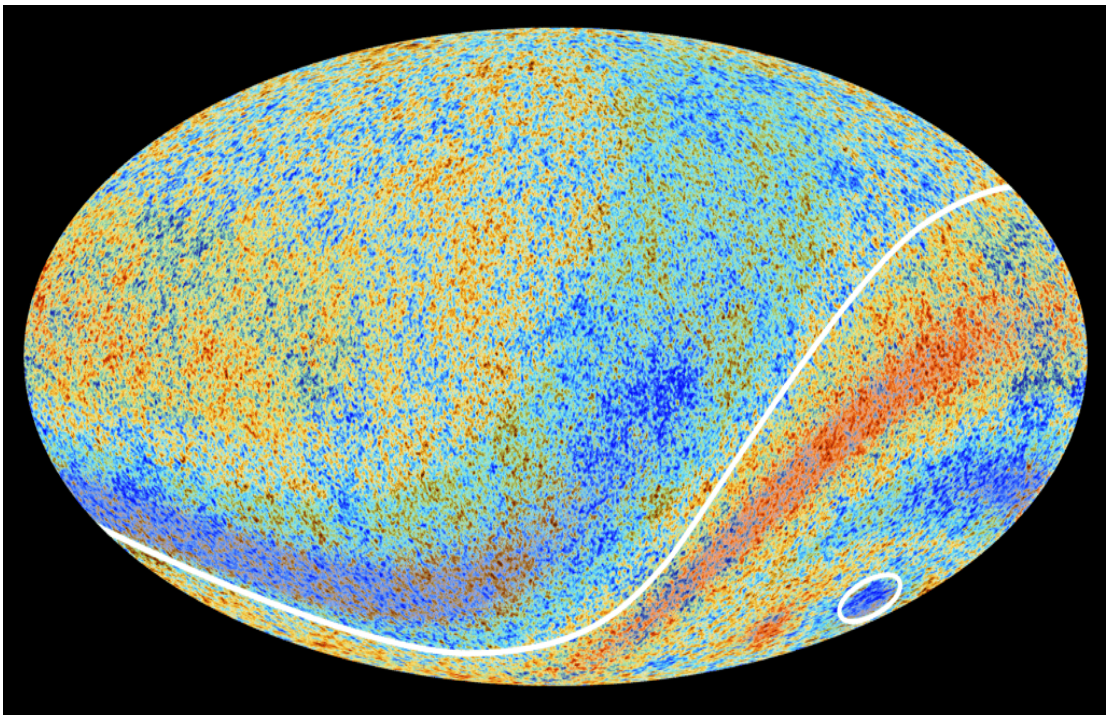
WEINBERG, S. *The cosmological constant problem*. Rev. Mod. Phys. 61, 1 (1989)

WEINBERG, S. *Theories of the Cosmological Constant*. eprint arXiv:astro-ph/9610044 (1996)

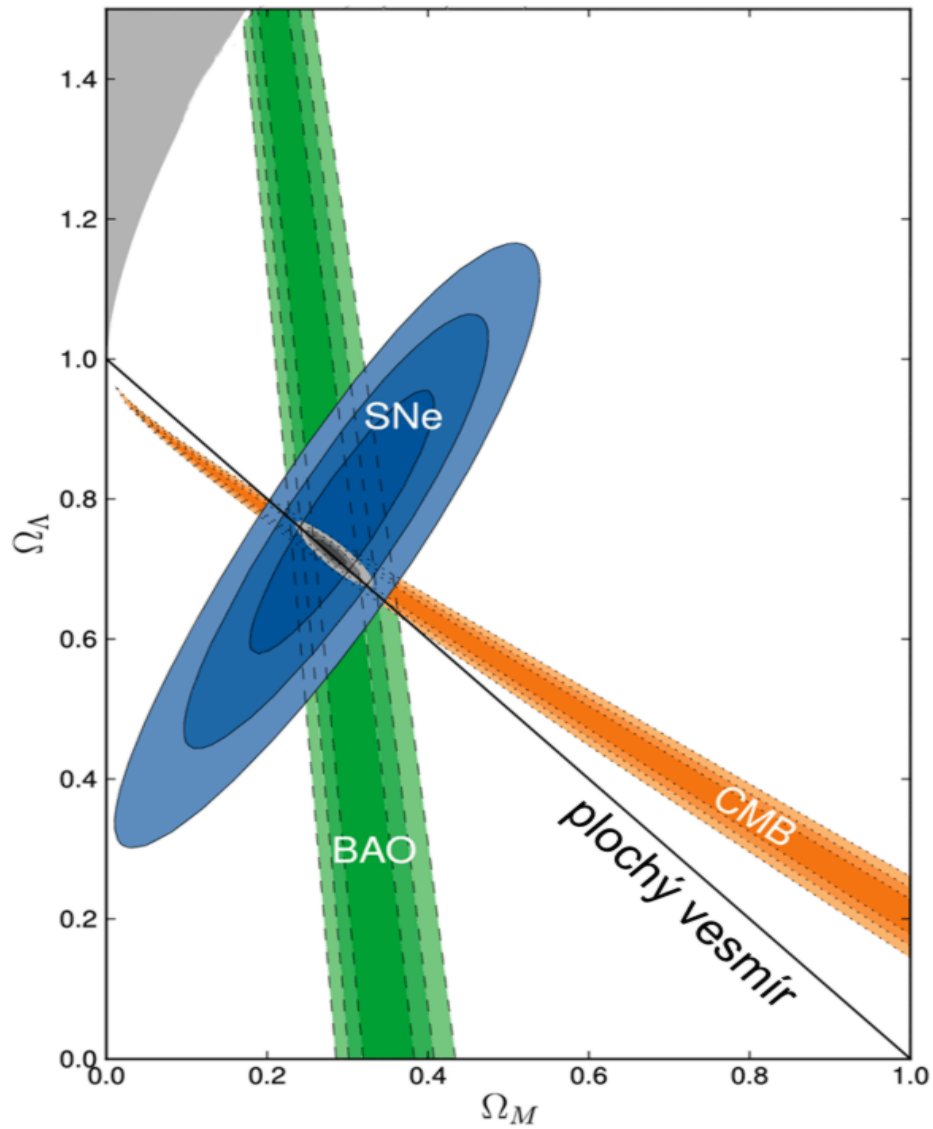
6 Obrazová příloha



Obr. 1.: Mapa fluktuací reliktního záření tak jak ji zachytila družice Planck. Dosažená teplotní citlivostí je pak 2 μK . Převzato z: aldebaran.cz



Obr. 2.: Počítačově zesílená fluktuace v anizotropii reliktního záření. Převzato z: aldebaran.cz



Obr. 3.: Obrázek ukazuje jakým způsobem omezily experimenta BAO, měření fluktuací reliktního záření a měření supernov SNe hodnoty hustotních parametrů pro temnou energii a hmotu v našem vesmíru. Parametry plo plochý vesmír jsou naznačeny přímkou danou rovností součtu obou hustotních parametrů rovnému 1. Převzato z: (AMANULLAH, R. et al. 2010)