

Kosmologie



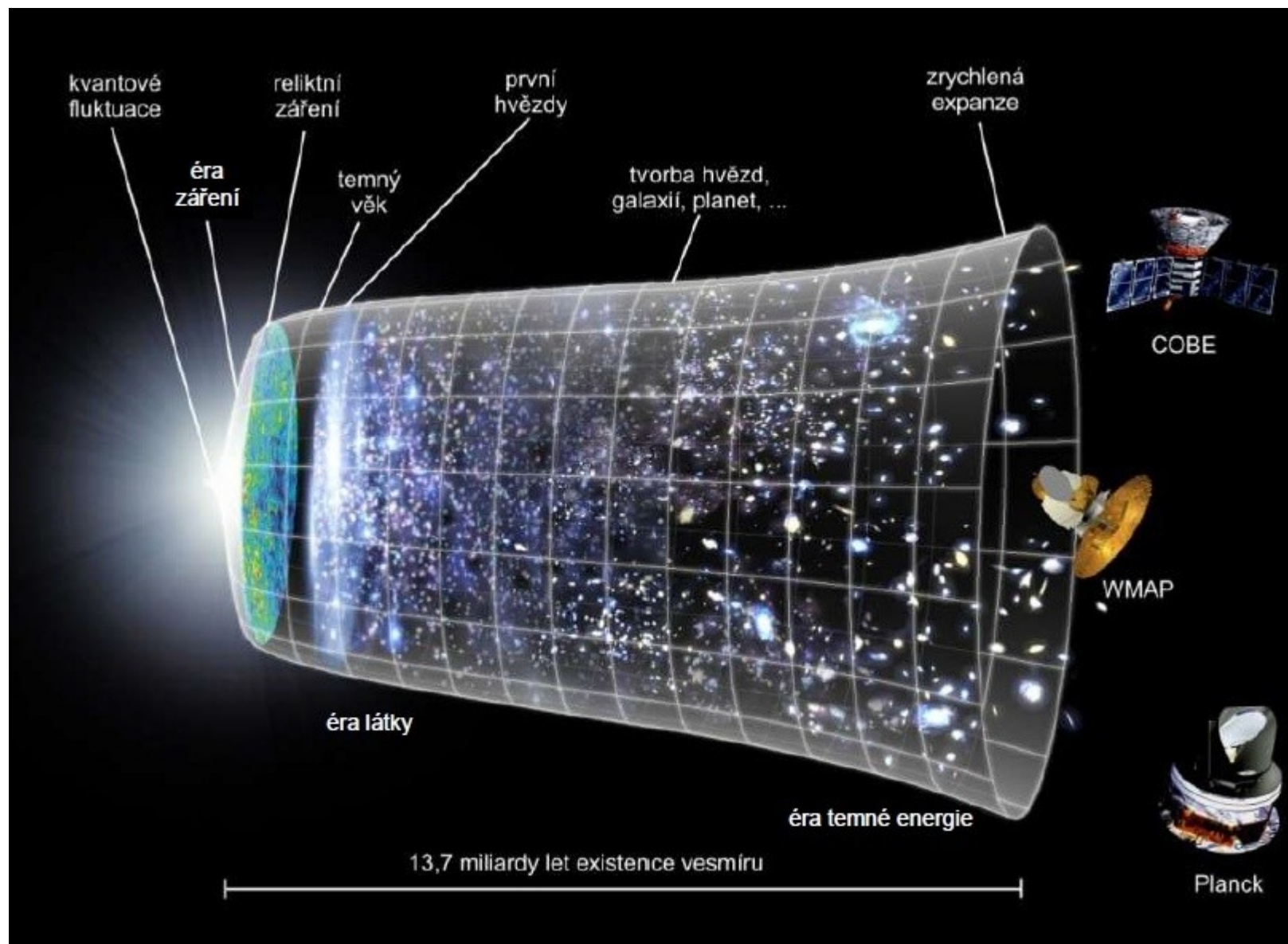
Astrofyzika XI.

Kosmologie

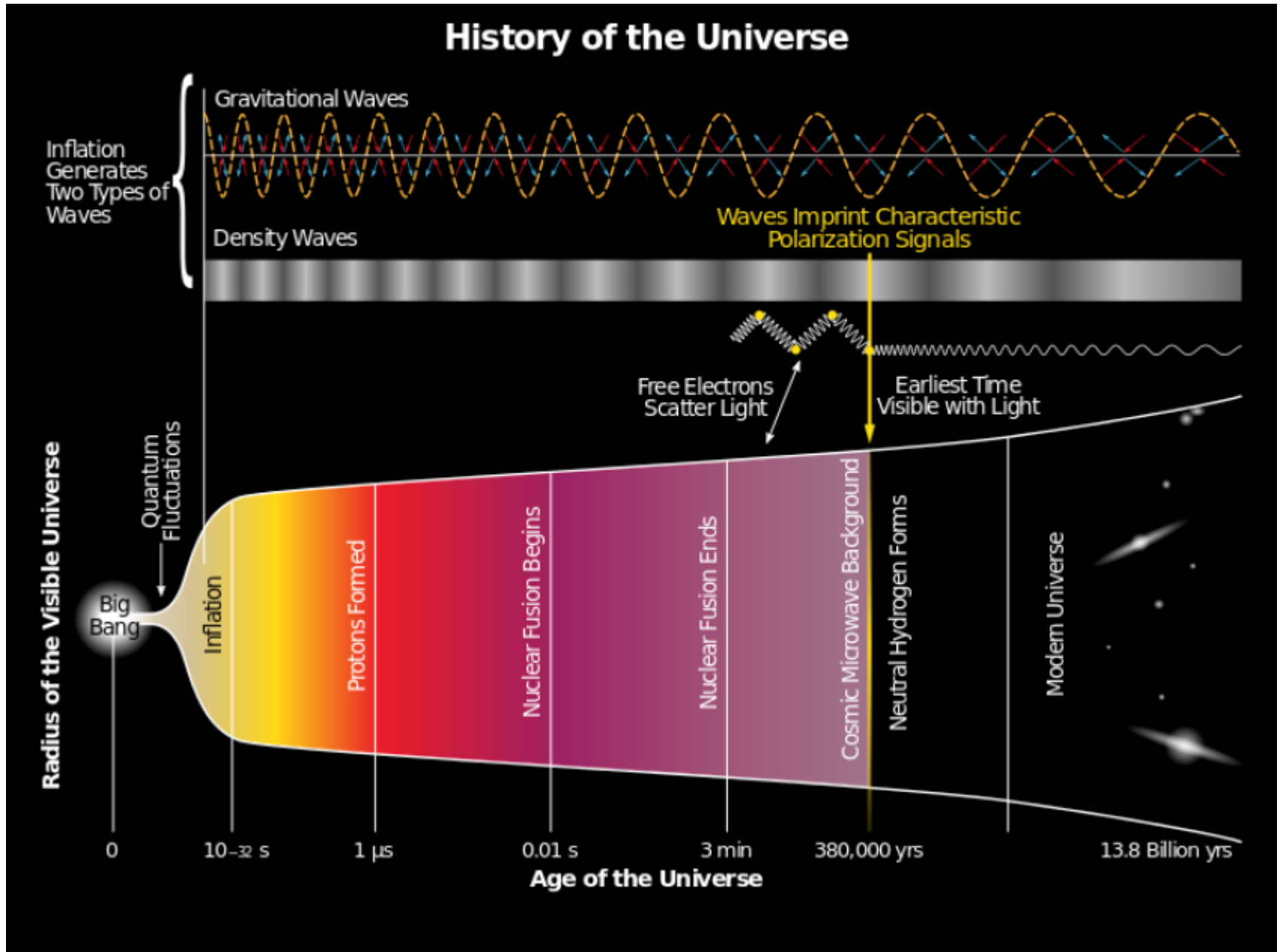
Vladimír Štefl

Ústav teoretické fyziky a astrofyziky

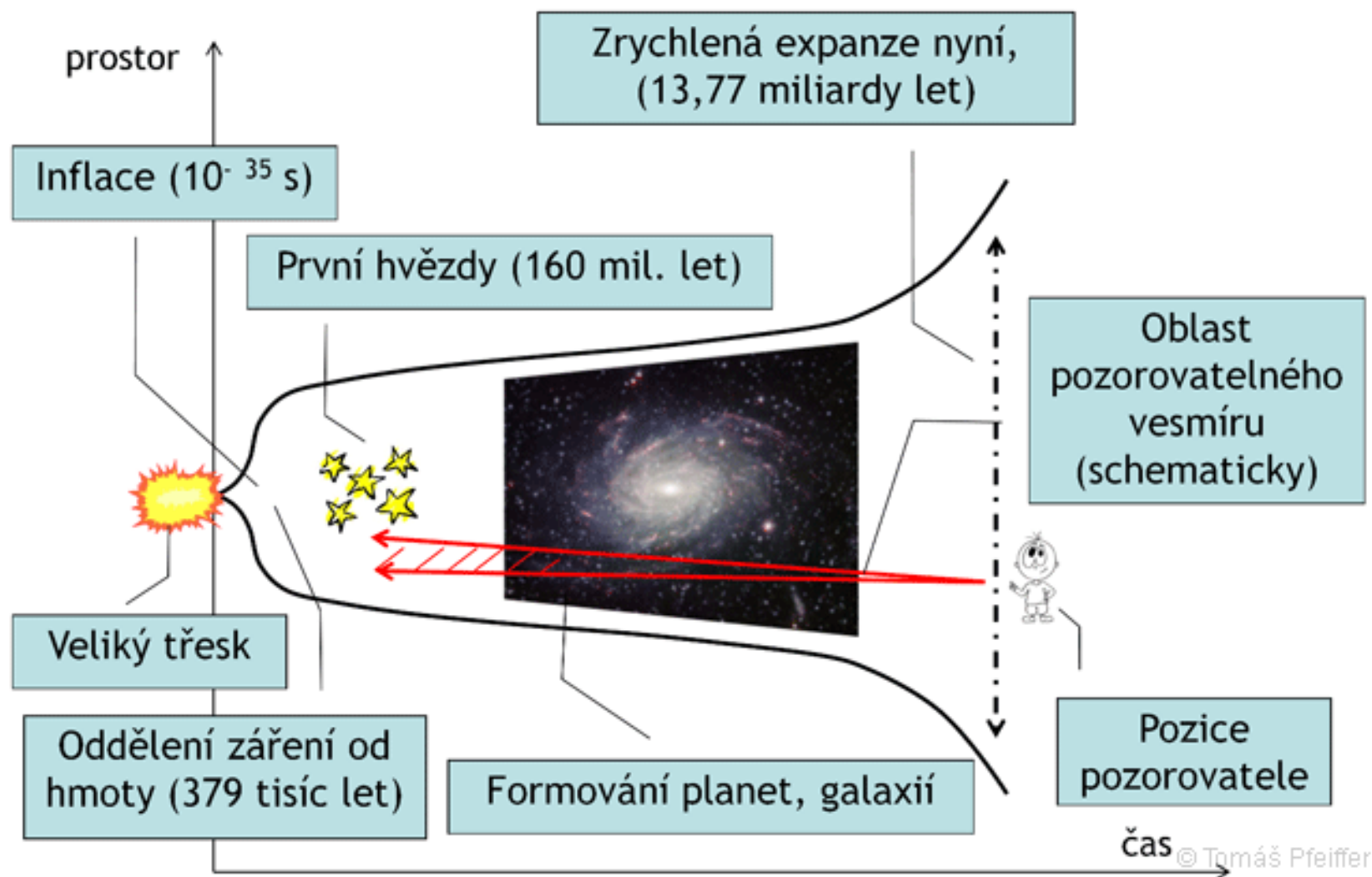
Vývoj vesmíru



Vývoj vesmíru



Vývoj vesmíru



Vývoj vesmíru

do 10^{-43} s – Planckova epocha

není jednotný popis, více teorií;
všechny fyzikální interakce jsou spojeny v jediné univerzální

10^{-43} – 10^{-36} s – epocha velkého sjednocení

vesmír chladne a rozpíná se; oddělení gravitační interakce

10^{-36} – 10^{-12} s – elektroslabá epocha

začíná oddělením elektroslabé a silné interakce, měly by vzniknout mg. monopóly – nepozorují se -> vyřešeno zavedením inflace
v inflačním modelu konec epochy v čase 10^{-32} s

cca 10^{-36} - 10^{-32} – inflační epocha

překotné rozepnutí/nafouknutí vesmíru (**inflace vesmíru**) – zvětšení objemu vesmíru o nejméně 78 řádů! (1980 Alan Guth, 1981 Katsuhiko Sato; později Andrej Linde a Paul Steinhardt)

příčina? - odpuzivé gravitační síly vyvolané působením záporného tlaku vakua.

Souběžně s nafukováním vznikala ve vesmíru i nová hmota

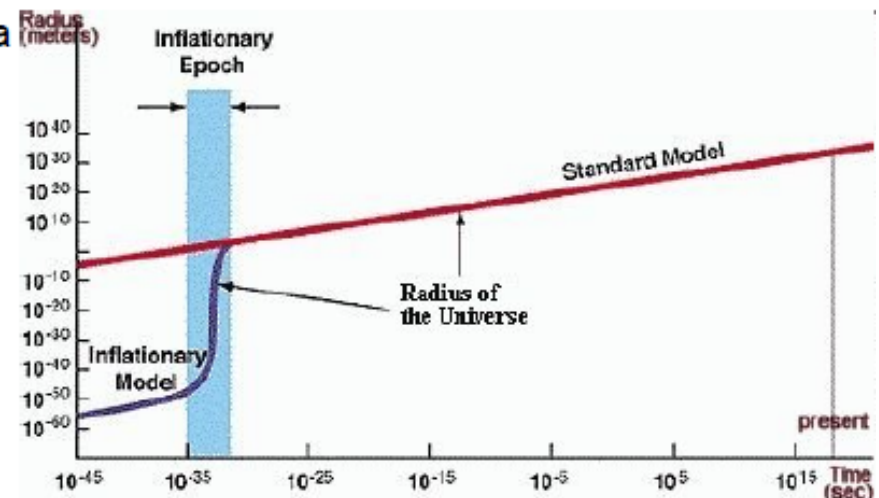
na konci: ve vesmíru kvark-gluonové plazma

řeší nedostatky standardního modelu

baryogeneze - tvorba baryonů:

nevysvětlená nerovnováha

hmota - anti-hmota



Vývoj vesmíru

Vývoj vesmíru

počáteční singularita, $\rho \uparrow$

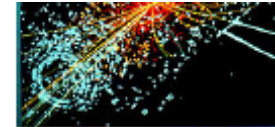
éra záření... fáze vývoje, kdy záření určovalo
dynamiku vývoje vesmíru

hustota energie ve formě záření $\rho_r \sim R^{-4}$ R^{-3} R^{-1}
záření i látka v tepelné rovnováze
rovnovážné záření černého tělesa

éra látky... hustota látky dosáhla hustoty
hustoty ve formě záření

Vývoj raného vesmíru

méně spekulací, více fyzikálního zdůvodnění;
supersymetrie vlastností vesmíru => pak porušení při energii > 1 TeV



10^{-12} - 10^{-6} s - kvarková éra

všechny interakce odděleny; formují se částice,
ale teplota příliš vysoká, aby se kvarky
spojily v hadrony

10^{-6} - 1 s - hadronová éra

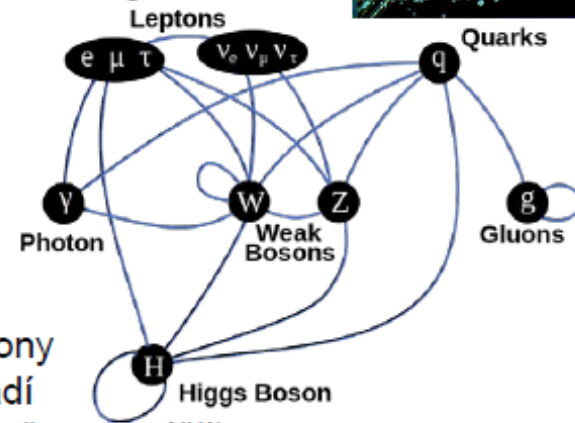
tvoří se hadrony (protony, neutrony); oddělily se neutrony
– volně putují vesmírem => kosmické neutrinové pozadí
(obdoba mikrovlnného pozadí, reliktního záření – uvolněno později)
na konci – většina hadronů a antihadronů anihilovala

1 – 10 s – leptonová éra

ve vesmíru dominovaly leptony a anti-leptony;
na konci – konec tvorby nových párů lepton-antilepton, většina stávajících
anihilovala, zůstal jen malý zbytek leptonů; vesmír byl neprůhledný (rozptýl na
volných elektronech);

10 s – 380 000 let – fotonová éra

většina energie vesmíru ve fotonech, které interagovaly s protony, elektrony a event.
jádry, na konci - oddělení záření od látky – vznik reliktního záření; před tím vesmír
zcela neprůhledný, hustota $2 \cdot 10^9$ větší, teplota 3 000 K; ve vesmíru zárodky kup
galaxií a buněčné struktury



Vývoj vesmíru

Fotonová éra

Nukleosyntéza (3 min - 20 min)

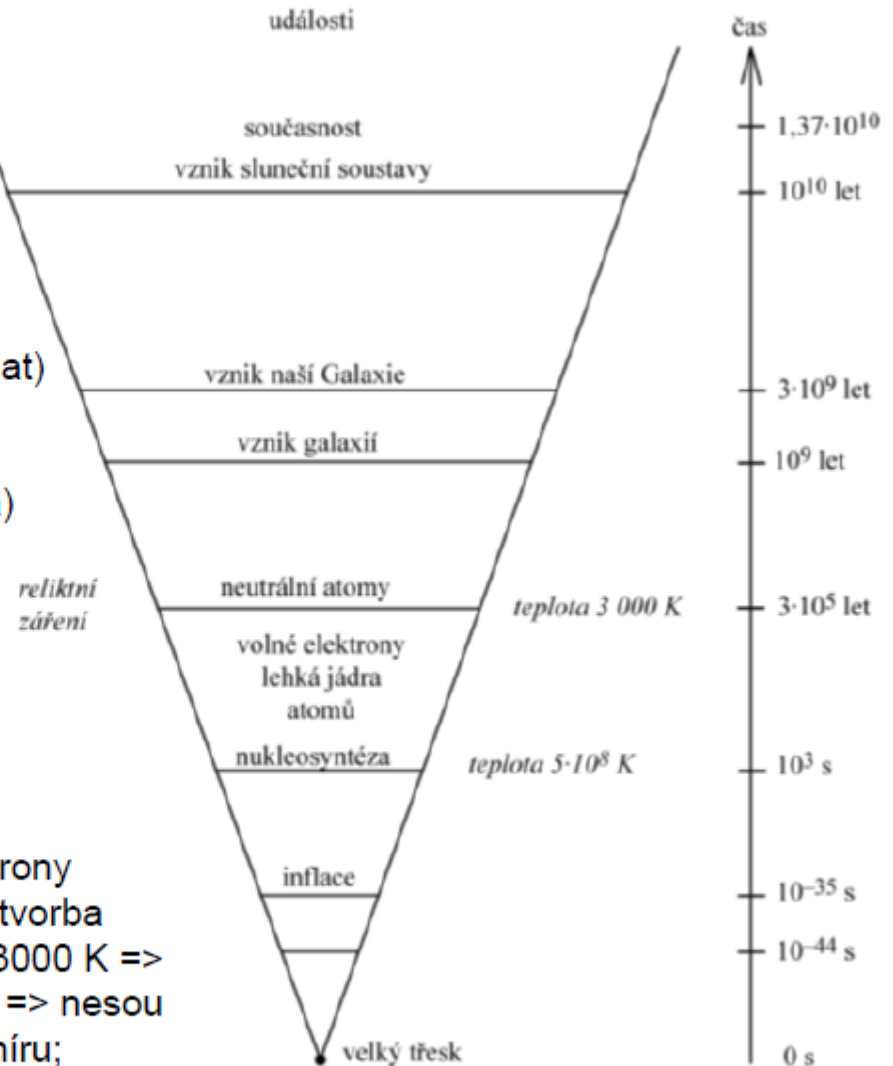
během fotonové éry tvorba atomových jader až po He^4 , kde skončila většina neutronů hmotnostně 3x více H než He, ostatní – jen stopové množství
konec jaderného vývoje: chladnutí a řídnutí velmi rychlé (jaderné reakce nemohou probíhat)

Převaha hmoty (70 000 let)

hustota nerelativistické hmoty (atomová jádra) = hustotě relativistického záření (fotony);
vytvářejí se malé struktury hmoty, dominuje chladná temná hmota – její chování a vývoj není jednoznačně popsán

Rekombinace: cca 377 000 let

na počátku H, He ionizovány, bez elektronů;
vesmír se rozpínal => řídil a chladnul => elektrony zachytávány ionty => hustota vesmíru klesá, tvorba neutrálních atomů H a He (rekombinace) při 3000 K => fotony se naposledy rozptýlili na elektronech => nesou informaci o tehdejší rozdělení látky ve vesmíru; fotony mohou volně cestovat => vesmír zprůhledněl! = oddělení záření od látky
reliktní záření = otisk tehdejšího vesmíru!



Vývoj vesmíru

Konec fotonové éry

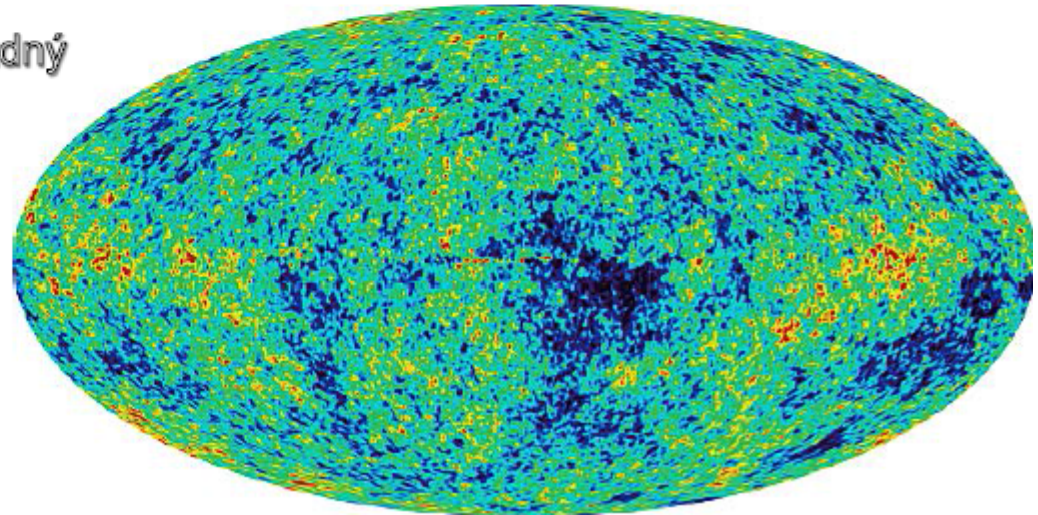
stav: volně se pohybující elektrony zachyceny atomovými jádry =>
vesmír průhledný pro záření (neutrální atomy pohlcují a rozptylují
záření podstatně méně než volné elektrony) => oddělení fotonů
a látky => počátek samostatné existence *reliktního záření*

reliktní záření - ze všech směrů téměř rovnoměrně, ale...

COBE, WMAP, Planck - odchylky od izotropie => už v raném
vesmíru zárodečné chuchvalce látky => z nich houbovitá struktura
(vlákna a stěny galaxií); překotný vznik *protogalaxií* – v nich
hvězdy první generace - začátek jejich relativně pomalého vývoje

na konci fotonové éry:

vesmír průhledný ale prázdný
– nejsou zdroje záření!



Inflační fáze vesmíru

příběh inflace $\rightarrow$ vznik velkého počtu částic
na úkor prohlubující se záporné gravitační
energie, vzhledem k překosné době částic
při inflaci — hustota energie při expanzi konst.

$\Rightarrow$ fiktivní záporný tlak

I. věta termodynamická $\rightarrow$ vesmír — adiabaticky izolovaný

$$\partial Q = dU + p dV$$

$$\text{vnitřní energie } U = \rho c^2 = g V c^2$$

$$\frac{dU}{dV} = 0$$

při konst. $g \Rightarrow 0 = (g c^2 + p) dV$

tlak ve vesmíru v průběhu inflace je záporný

$$p = -g c^2$$

Po ukončení inflační fáze začíná standardní
Friedmannova kosmologie.

Vesmír - současnost

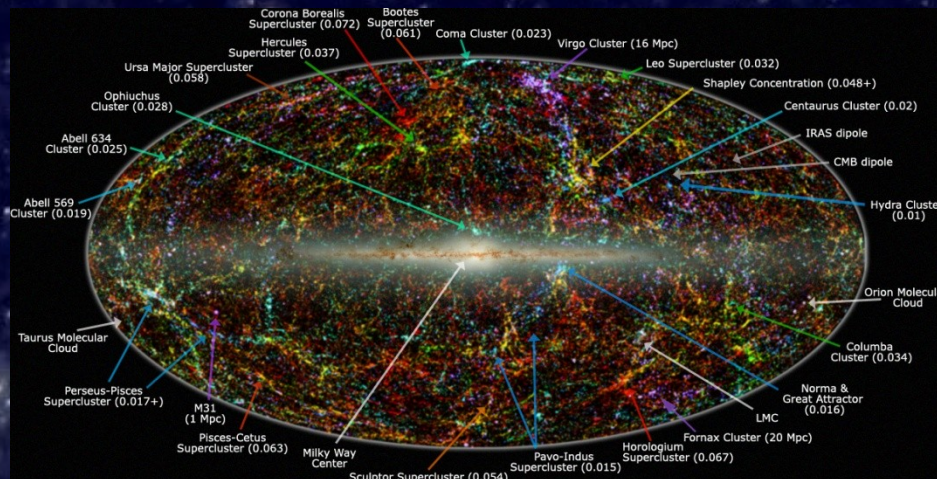
Současnost

nejlepší odhad stáří vesmíru: 13.799 ± 0.021 mld let od velkého třesku

největší struktura ve vesmíru je „cosmic web“ – pěnová struktura;

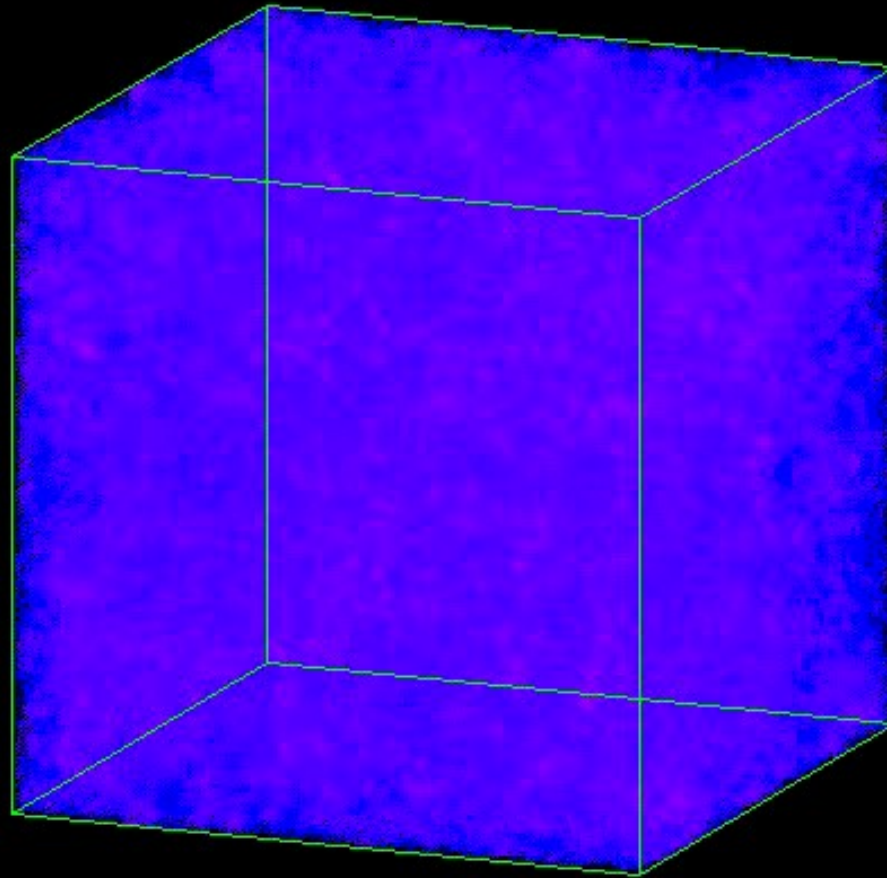
rozpínání vesmíru se zrychluje =>

- žádné další inflační struktury nepřekročí horizont událostí
- nevytvoří se žádné takové gravitačně vázané struktury



Vesmír – vývoj struktury

15.67

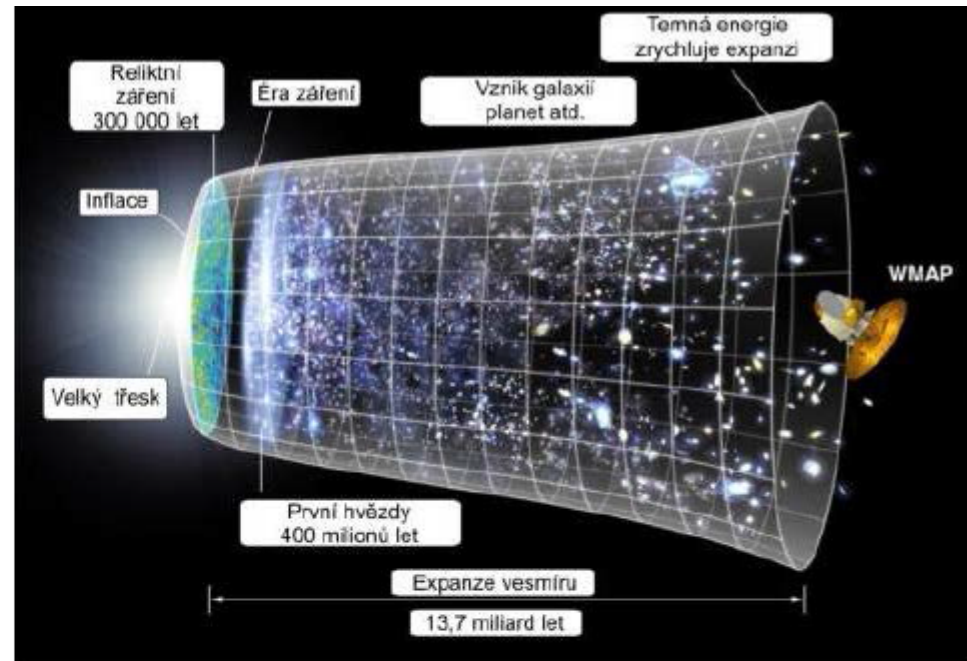
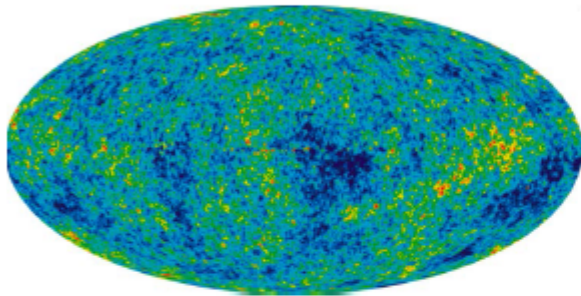


Vesmír - současnost

V jakém vesmíru žijeme?

Lze to zjistit?

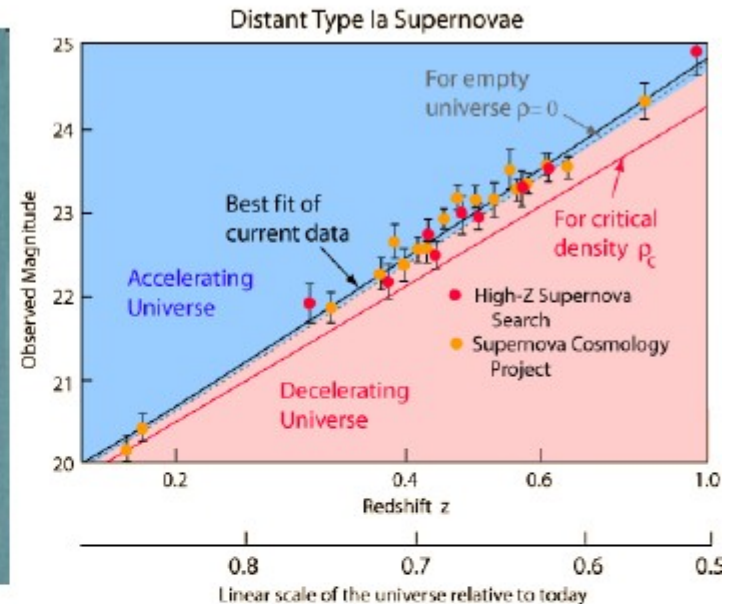
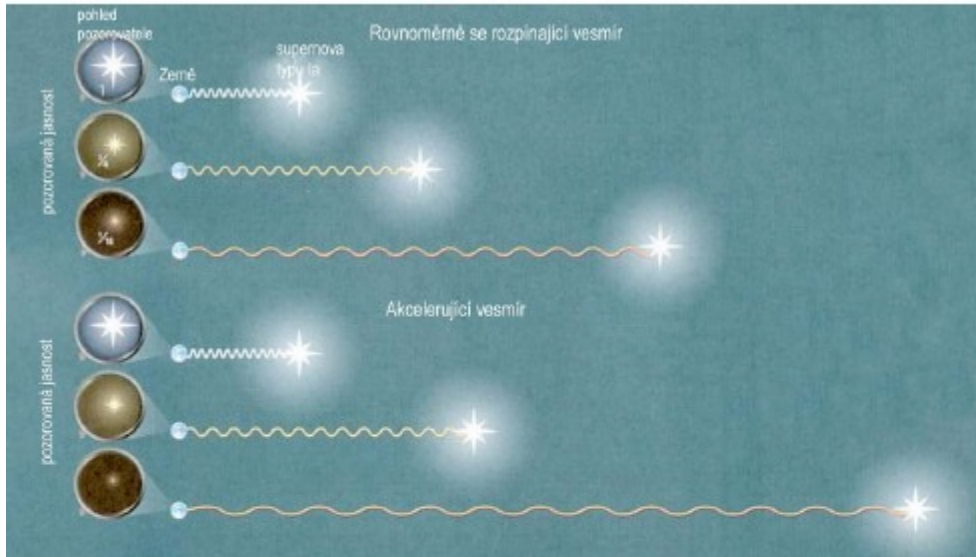
V principu ano.



1. dle vzdáleností kup galaxií
x problém určování přesných vzdáleností kup galaxií
2. podle křivosti vesmíru – lze měřit z fluktuací teploty reliktního záření
3. podle hustoty vesmíru
uzavřený vesmír => střední hustota látky > *kritická* (odpovídá 1 atomu vodíku asi v jednom dm^3 prostoru)
x ve vesmíru registrujeme našimi přístroji jen několik procent hmoty
(paradox skryté hmoty - znám už od 30. let 20. století)

Vesmír - současnost

Akcelerující vesmír



1998 - dva týmy – ze studia supernov typu Ia
rozpínání vesmíru zrychluje

Nobelova cena za fyziku 2011

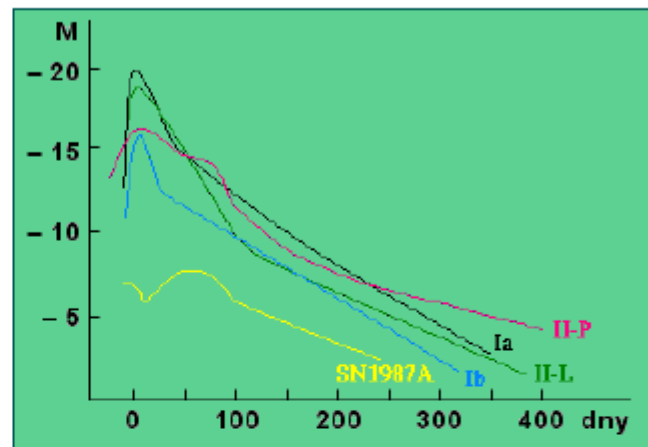
2014, 2015 – různé typy SN Ia => zrychlení
rozpínání je menší



Saul Perlmutter, Adam Riess, Brian Schmidt

Vesmír - současnost

Experimenty – supernovy typu Ia



Supernova typu Ia - přenos látky z hvězdy na bílého trpaslíka, který zvětšuje hmotnost. Po překročení Chandrasekharovy meze ($1,4 M_{\odot}$) se bílý trpaslík zhroutí do neutronové hvězdy. Explozivnímu termonukleární hoření C, O na Ni 56 v celém objemu trpaslíka. Množství uvolněné energie je vždy zhruba stejné, takže z relativní pozorované jasnosti lze vypočítat vzdálenost příslušné supernovy. Přesnější hodnoty se pak určí z tvaru světelné křivky.

Adam Riess (Space Telescope Science Institute, Baltimore, 1998) + Saul Perlmutter (Lawrence Berkeley National Laboratory, 1999): Měření vzdálenosti a červeného posuvu supernov Ia. Zjištěna urychlovaná expanze. To znamená ve svém důsledku přítomnost temné energie ve vesmíru, která se projevuje záporným tlakem. Nejvzdálenější použitá supernova byl objekt 1997ff.

Další projekty: Obě zmíněné skupiny spolu s Alexejem Filipenkem pořídily do roku 2003 soubor 230 supernov. Tyto objekty byly vyhledávány také v *klíčovém projektu HST* pro určení Hubbleovy konstanty i v současných přehlídkových projektech, například projektu GOODS.

Vesmír - současnost

Astronomické pozadí Nobelovy ceny za fyziku v roce 2011

Jiří Grygar

Fyzikální ústav AV ČR, v. v. i., Na Slovance 2, 182 21 Praha 8

V říjnu 2011 oznámila komise pro udělování Nobelových cen, že Nobelovu cenu za fyziku získávají v r. 2011 tři astronomové (Saul Perlmutter, Brian P. Schmidt a Adam G. Riess) za objev zrychlujícího se rozpínání vesmíru pomocí pozorování vzdálených supernov. V tomto případě se udělení ceny za zmíněné výzkumy vcelku očekávalo; šlo vlastně jen o to, kdy se tak stane. Jde totiž vskutku o epochální astronomický objev, i když napsat příslušné publikace v letech 1998 a 1999 vyžadovalo od autorů značnou odvahu – docela přitom riskovali svou vědeckou pověst. V článku poukazují na hluboké kořeny objevu v astronomické historii zejména od počátku 20. století.

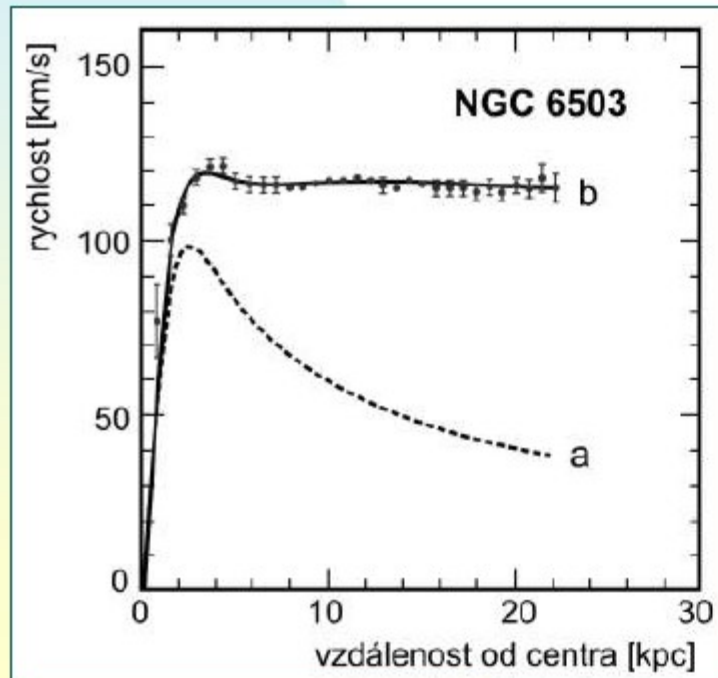
Vesmír - temná hmota

Temná hmota

- 1934, F. Zwickey - nesoulad rotačních křivek kup galaxií kupa Vlasy Bereniky)
- nejpřesnější měření na vlně 21 cm
- 50% hmoty galaxií, 23% hmoty vesmíru

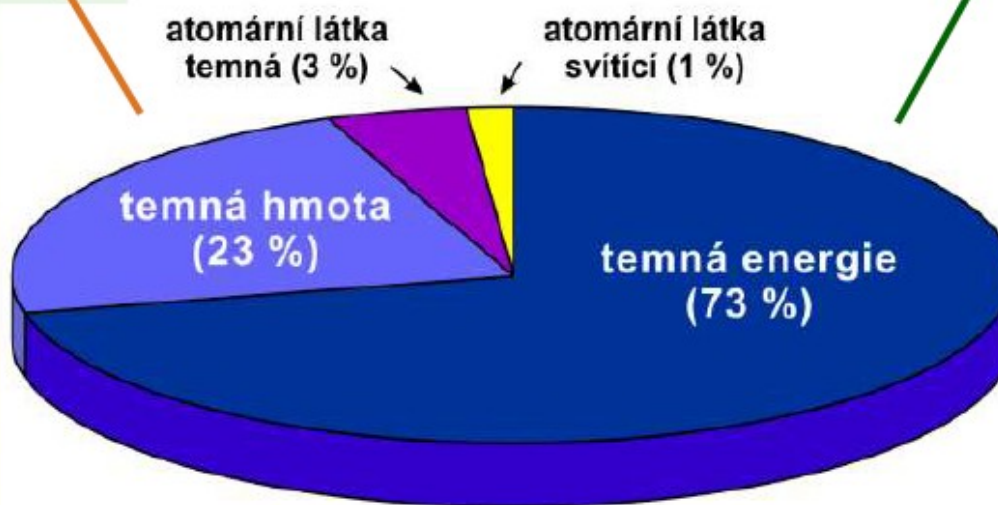
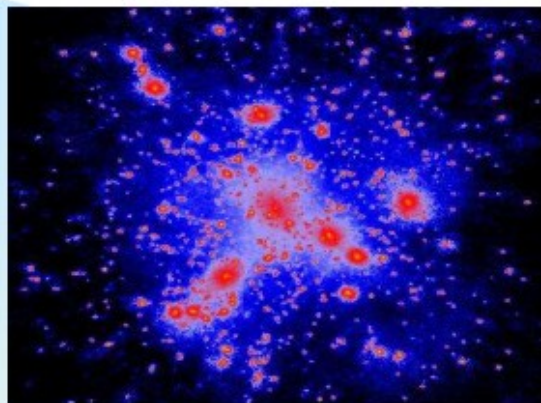


Fritz Zwickey (1898-1974)



Vesmír - současnost

Složení vesmíru



Vesmír - temná hmota a energie

▪ **CDM (Cold Dark Matter)** - chladná temná hmota. Tvoří většinu temné hmoty. Každá malá porucha rozložení hustoty přitahuje pomalé částice CDM a ty ji ještě prohlubují. Vznik struktur „zdola nahoru“.

▪ **HDM (Hot Dark Matter)** – horká temná hmota, menší část, jinak by zabránila vytvoření struktur ve vesmíru. Částice HDM by jakoukoli malou poruchu v rozložení hmoty velmi záhy vyhladily. Vesmír s HDM proto může struktury tvořit jen „shora dolů“.

z gravitačních příjevů galaxií (V.V.) $\Rightarrow$
23% temné hmoty, 73% temné energie

Nebaryonová (23%)

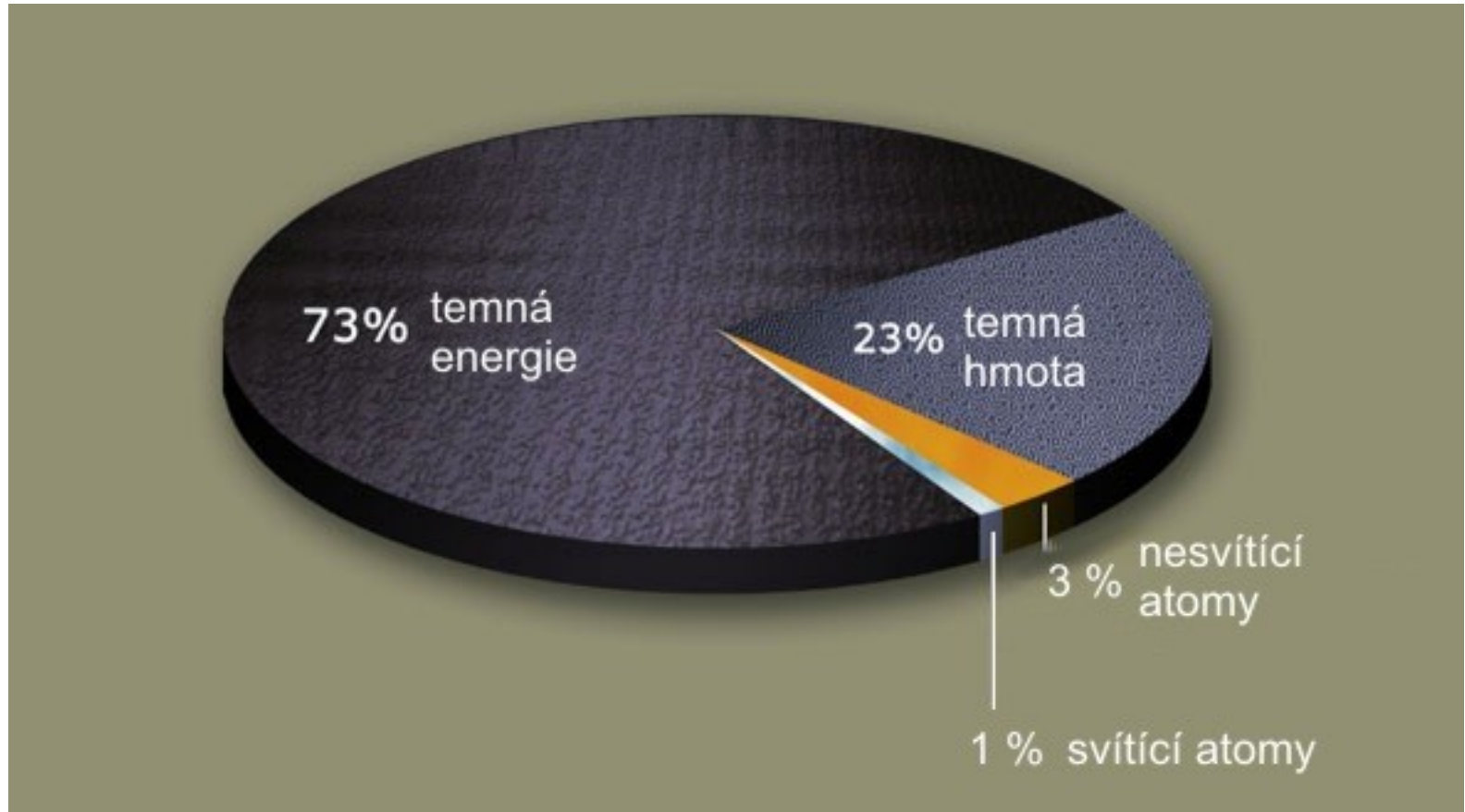
- neutrino (HDM)
- wimpsy (CDM)
- wimpzilly (CDM)
- axiony (CDM)

Baryonová (3%)

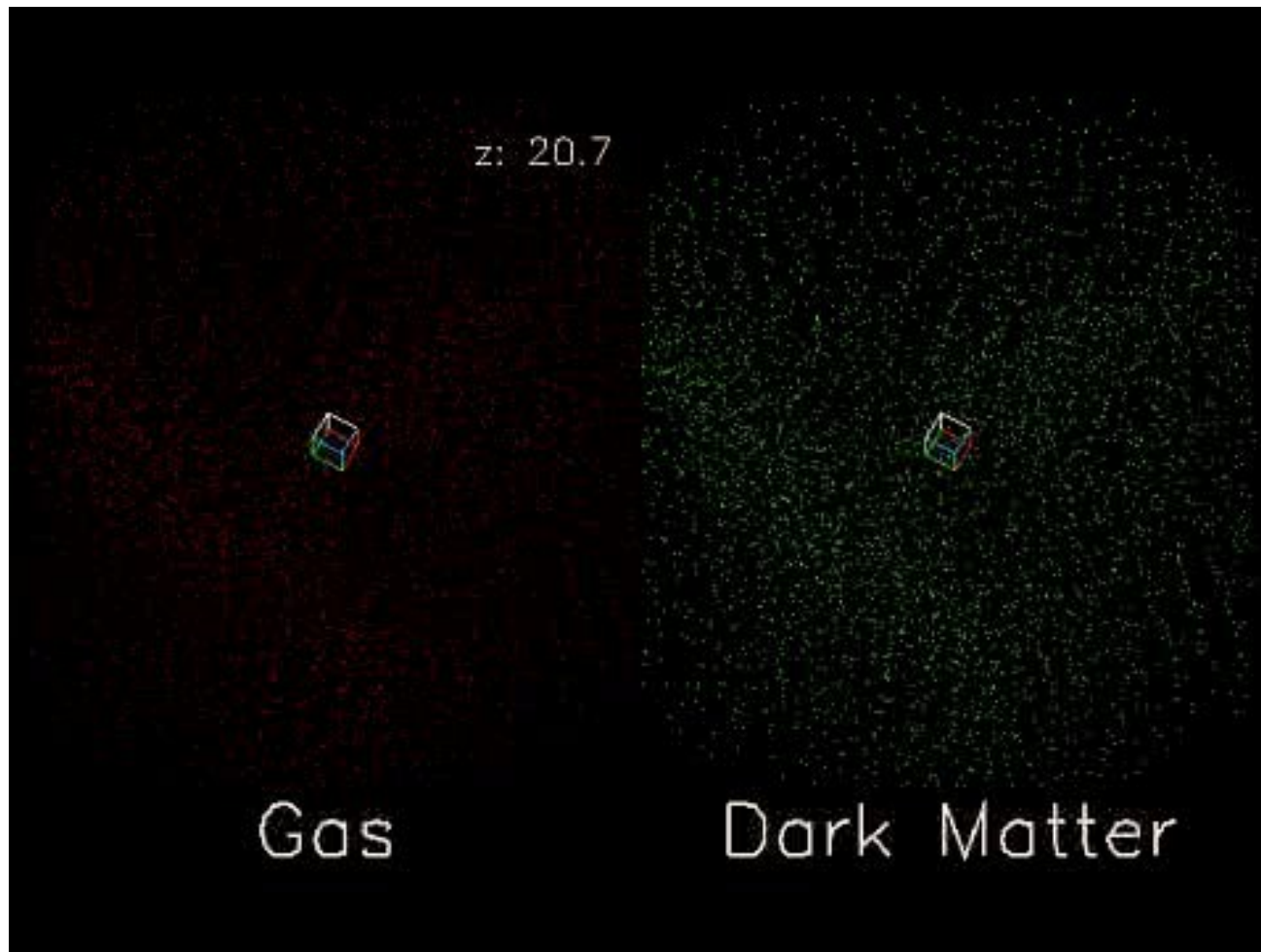
- bílí trpaslíci
- neutronové hvězdy
- červení trpaslíci
- černé díry
- objekty planetárního typu
- machos

temná hmota - problém částicové fyziky, temná energie - možná energie vakua

Vesmír - temná energie, hmota, atomy



Vesmír - temná hmota



Vesmír - pozorování

Další pozorování

Temná hmota

řada experimentů už probíhá – Kanada, Itálie, Španělsko, USA;
detekce – skrytá hmota v Galaxii tvořena WIMPy (Weakly Interacting Massive Particles) => tisíce WIMPů musí procházet každým cm^2 Země za 1s



Kosmická neutrina

snaha o detekci neutrinového záření kosmického pozadí (podobné reliktnímu mikrovlnnému záření, ale z doby 2 s po VT) => okno do velmi raného vesmíru
problém: taková neutrina nyní velmi chladná (1.95 K) => přímo prakticky nepozorovatelná

Gravitační vlny

kosmické gravitační vlny pozadí – pozůstatek kosmické inflace
možnosti měření – přímo i nepřímo zkoumáním polarizace CMB
BICEP3, řada detektorů grav. vln LISA, Virgo, GEO 600, TAMA 300 ...

Reliktní záření

1965



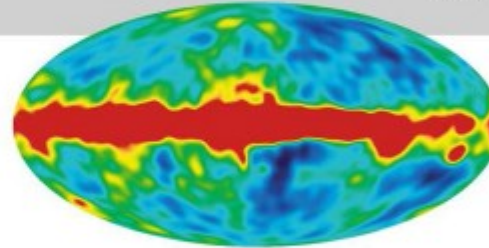
Penzias and
Wilson



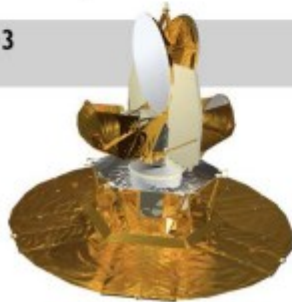
1992



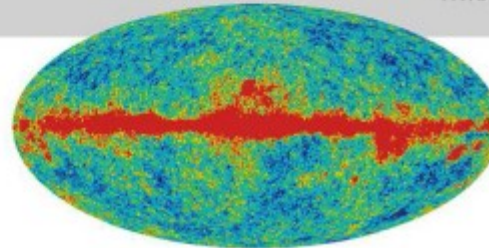
COBE



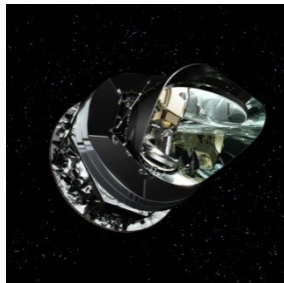
2003



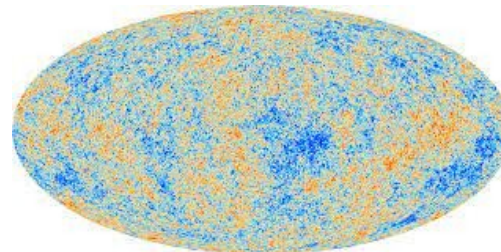
WMAP



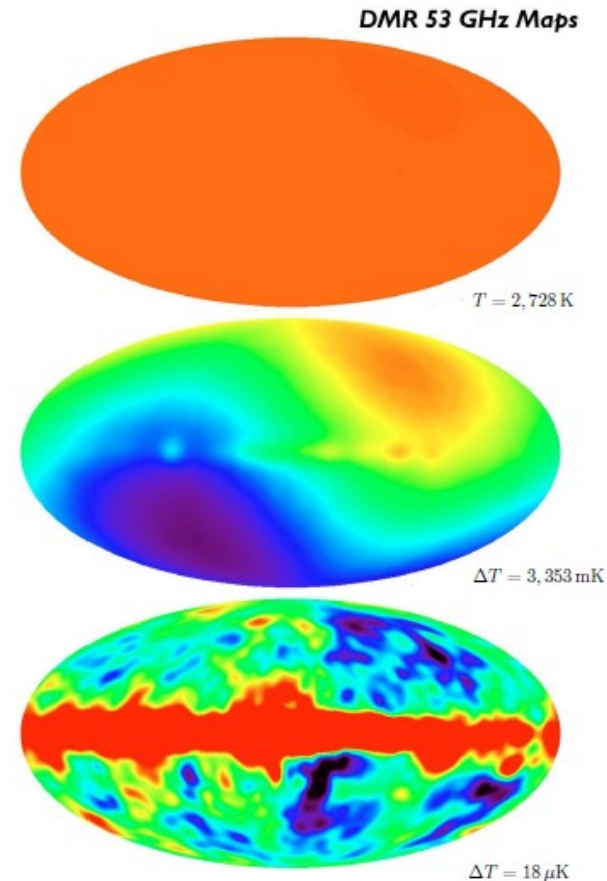
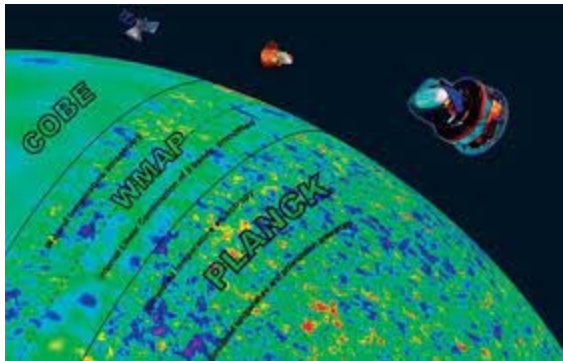
2009



Planck

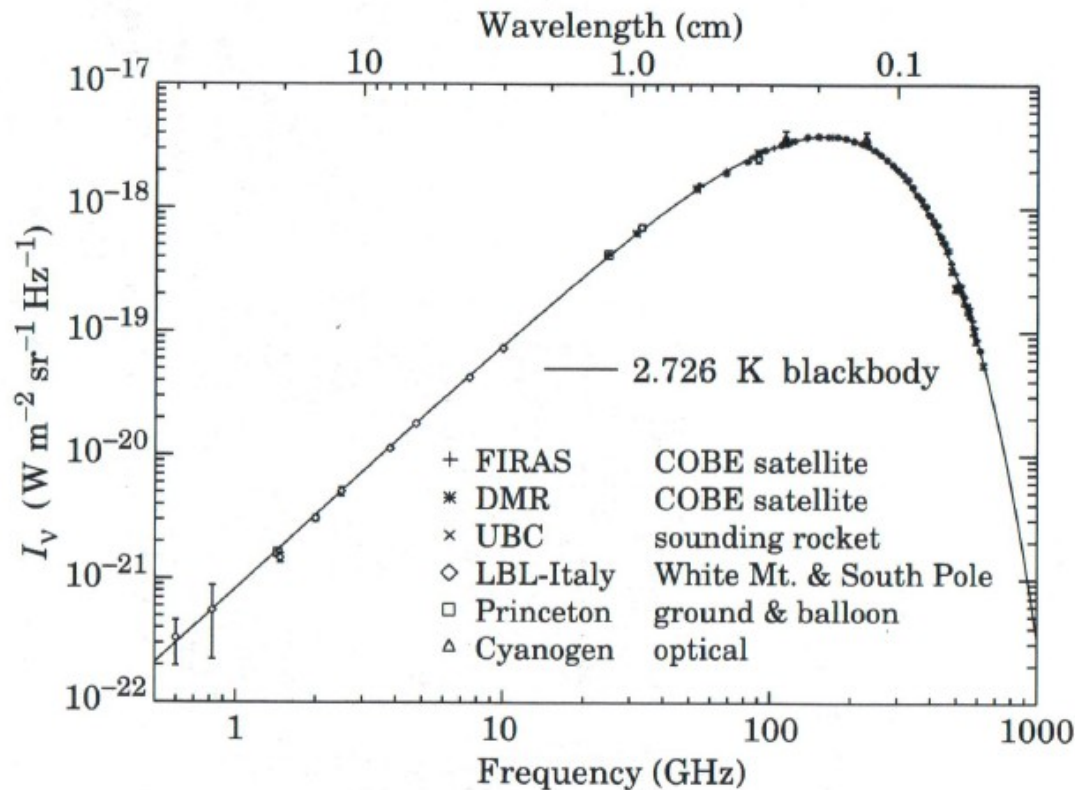


Reliktní záření - družice Cobe



Obr. 1.2: Teplota kosmického mikrovlnného záření podle výsledků družice COBE, konkrétně její součásti DMR (Differential Microwave Radiometer). Tři mapy teploty záření pro různé rozsahy jsou vyneseny v galaktických souřadnicích, rovina naší Galaxie se nachází uprostřed. Horní mapa dokládá, že záření je vysoce homogenní s teplotou $T \approx 2,73 \text{ K}$. Prostřední část ukazuje rozdíly v teplotě řádu mK. Zřetelná dipólová anizotropie odpovídá pohybu sluneční soustavy vůči kosmickému mikrovlnnému záření (jeho klidové soustavě). Pokud tuto anizotropii odečteme, získáme zbývající anizotropii řádu μK na dolní mapě, přičemž výrazný červený pruh uprostřed odpovídá záření z naší Galaxie; více obrázků a informací lze nalézt na <http://lambda.gsfc.nasa.gov/product/cobe/> a v [1.4]. Studium anizotropií mikrovlnného záření, jež jsou podle současných představ „otiskem“ fluktuací hustoty vesmíru v době vzniku mikrovlnného záření (tj. asi 300-400 000 let po velkém třesku), je považováno za klíč k pochopení vzniku pozorovaných

Reliktní záření



Penzias & Wilson (1965):
“Measurement of Excess
Antenna Temperature at
4080 Mc/s”

⇒ Cosmic Microwave
Background radiation (CMB)

CMB spectrum is
blackbody with temperature
 $T_{\text{CMB}} = 2.728 \pm 0.004 \text{ K}$.

(Smoot et al., 1997, Fig. 1)

Nobelova cena r. 1978

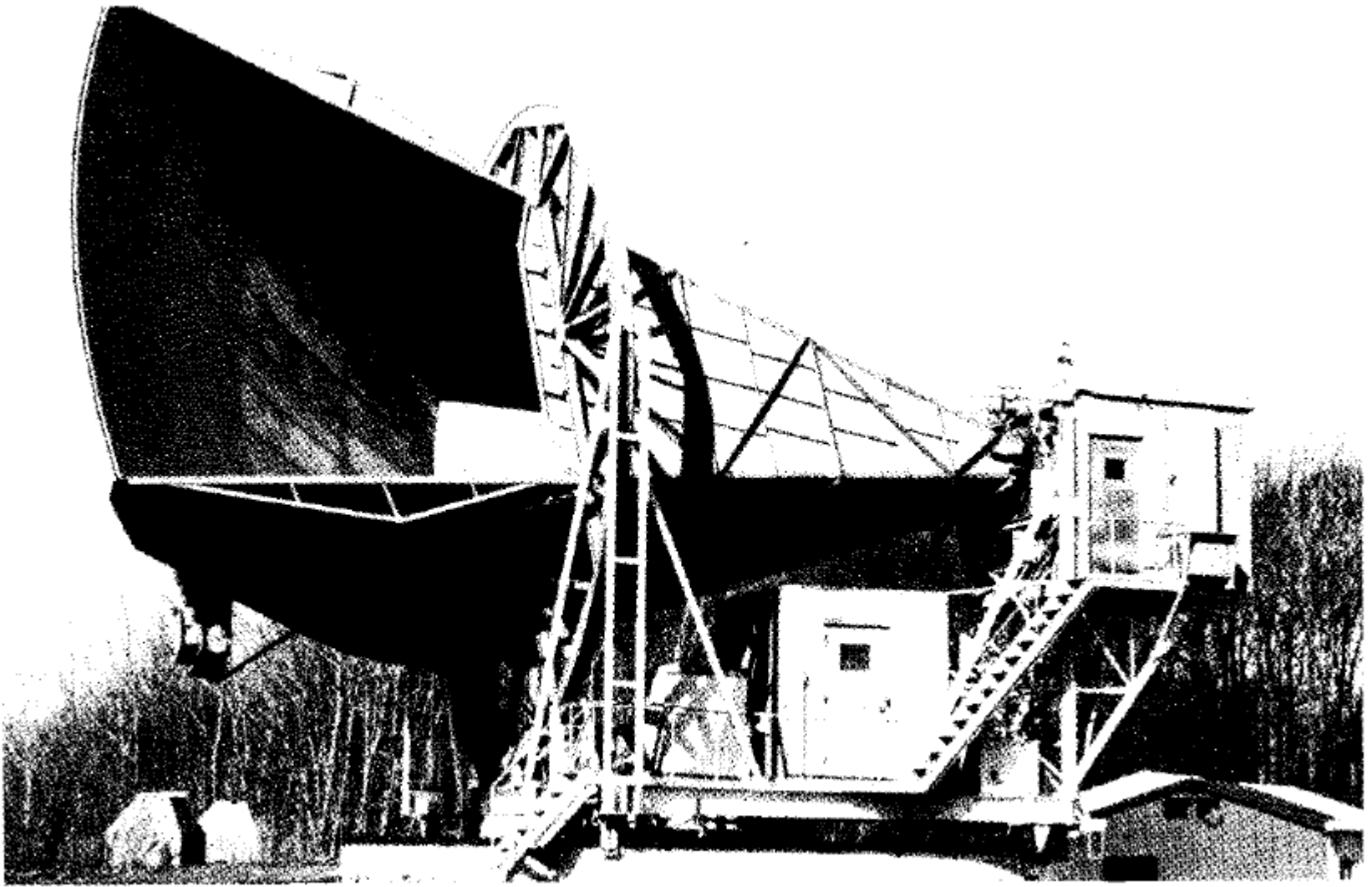


Fig. I The 20 foot horn-reflector which was used to discover the Cosmic Microwave Background Radiation.

Nobelova cena r. 1978

THE COSMIC MICROWAVE BACKGROUND RADIATION

Nobel Lecture, 8 December, 1978

by

ROBERT W. WILSON

Bell Laboratories

Holmdel, N.J. U.S.A.

1. INTRODUCTION

Radio Astronomy has added greatly to our understanding of the structure and dynamics of the universe. The cosmic microwave background radiation, considered a relic of the explosion at the beginning of the universe some 18 billion years ago, is one of the most powerful aids in determining these features of the universe. This paper is about the discovery of the cosmic microwave background radiation. It starts with a section on radio astronomical measuring techniques. This is followed by the history of the detection of the background radiation, its identification, and finally by a summary of our present knowledge of its properties.

Rudi Welt Mandl

Rudi Welt Mandl (30.1.1894 Vsetín - 31.12.1948 Los Angeles)

- vzdělání ve Vídni, 1. Světová válka východní fronta (zajetí Sibiř, útěk 1918)
- 1919 - vystudoval elektrické inženýrství ve Vídni
- Jižní Amerika, Německo, USA - Washington D.C., mytí nádobí v restauracích
- znalosti elektřiny, optiky, zájem o relativitu, náruživý čtenář odborného tisku
- přesvědčen o možnosti čochování hvězdy hvězdou, kontaktování vědců
- jaro 1936 - návštěva redakce Science News Letter v Washingtonu
- 17.4.1936 návštěva Einsteina v Princetonu, následná korespondence
- dotaz přes redakci Science News Letter 16.9.1936 přiměl Einsteina k publikaci
- New York (kotelník, práce ve strojařské dílně), Florida (rozvod), Kalifornie
- vynálezy: snaha o patentování hlavolamu, rámu na obrazy, vrtačky
- 1948 - nabízí baseballovým týmům stroj na počasí



Einstein, Science 84, 1936, s. 506

DISCUSSION

LENS-LIKE ACTION OF A STAR BY THE DEVIATION OF LIGHT IN THE GRAVITATIONAL FIELD

SOME time ago, R. W. Mandl paid me a visit and asked me to publish the results of a little calculation, which I had made at his request. This note complies with his wish.

The light coming from a star A traverses the gravitational field of another star B , whose radius is R_o . Let there be an observer at a distance D from B and at a distance x , small compared with D , from the extended central line $\overline{AB}$. According to the general theory of relativity, let α_o be the deviation of the light ray passing the star B at a distance R_o from its center.

For the sake of simplicity, let us assume that $\overline{AB}$ is large, compared with the distance D of the observer from the deviating star B . We also neglect the eclipse (geometrical obscuration) by the star B , which indeed is negligible in all practically important cases. To permit this, D has to be very large compared to the radius R_o of the deviating star.

It follows from the law of deviation that an observer situated exactly on the extension of the central line $\overline{AB}$ will perceive, instead of a point-like star A , a luminous circle of the angular radius β around the center of B , where

$$\beta = \sqrt{\alpha_o \frac{R_o}{D}}.$$

It should be noted that this angular diameter β does

not decrease like $1/D$, but like $1/\sqrt{D}$, as the distance D increases.

Of course, there is no hope of observing this phenomenon directly. First, we shall scarcely ever approach closely enough to such a central line. Second, the angle β will defy the resolving power of our instruments. For, α_o being of the order of magnitude of one second of arc, the angle R_o/D , under which the deviating star B is seen, is much smaller. Therefore, the light coming from the luminous circle can not be distinguished by an observer as geometrically different from that coming from the star B , but simply will manifest itself as increased apparent brightness of B .

The same will happen, if the observer is situated at a small distance x from the extended central line $\overline{AB}$. But then the observer will see A as two point-like light-sources, which are deviated from the true geometrical position of A by the angle β , approximately.

The apparent brightness of A will be increased by the lens-like action of the gravitational field of B in the ratio q . This q will be considerably larger than unity only if x is so small that the observed positions of A and B coincide, within the resolving power of our instruments. Simple geometric considerations lead to the expression

$$q = \frac{l}{x} \cdot \frac{1 + \frac{x^2}{2l^2}}{\sqrt{1 + \frac{x^2}{4l^2}}},$$

where

$$l = \sqrt{\alpha_o D R_o}.$$

DECEMBER 4, 1936

SCIENCE

507

If we are interested mainly in the case $q \gg 1$, the formula

$$q = \frac{l}{x}$$

is a sufficient approximation, since $\frac{x^2}{l^2}$ may be neglected.

Even in the most favorable cases the length l is only a few light-seconds, and x must be small compared with this, if an appreciable increase of the apparent brightness of A is to be produced by the lens-like action of B .

Therefore, there is no great chance of observing this phenomenon, even if dazzling by the light of the much nearer star B is disregarded. This apparent amplification of q by the lens-like action of the star B is a most curious effect, not so much for its becoming infinite, with x vanishing, but since with increasing distance D of the observer not only does it not decrease, but even increases proportionally to $\sqrt{D}$.

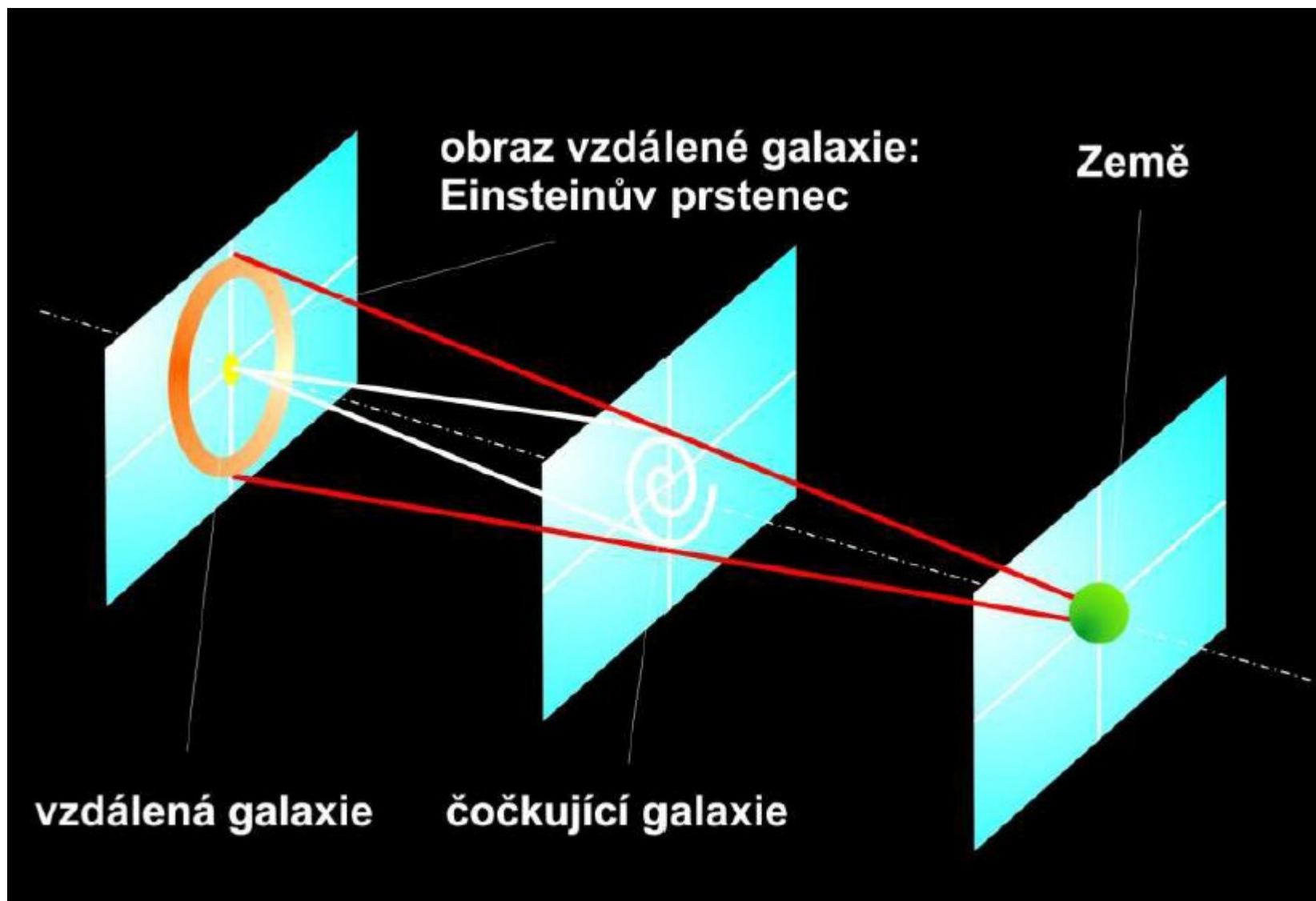
ALBERT EINSTEIN

INSTITUTE FOR ADVANCED STUDY,
PRINCETON, N. J.

strata. All the deposits on the walls of this trench appear to be fairly well bedded, and even to a casual observer they are very clear. The strata run almost horizontally, thus making them easy to trace for hundreds of feet. Over these skeletal remains were four strata. Beginning at bottom the stratum was gravel, about four feet thick. Over that was a gray clay two feet thick, which covered the human remains; then three feet of very dark clay. The fourth stratum from the bottom was gray clay, three to four feet thick, with boulders enmeshed. The top stratum was three feet of yellow clay; no loam soil on top.

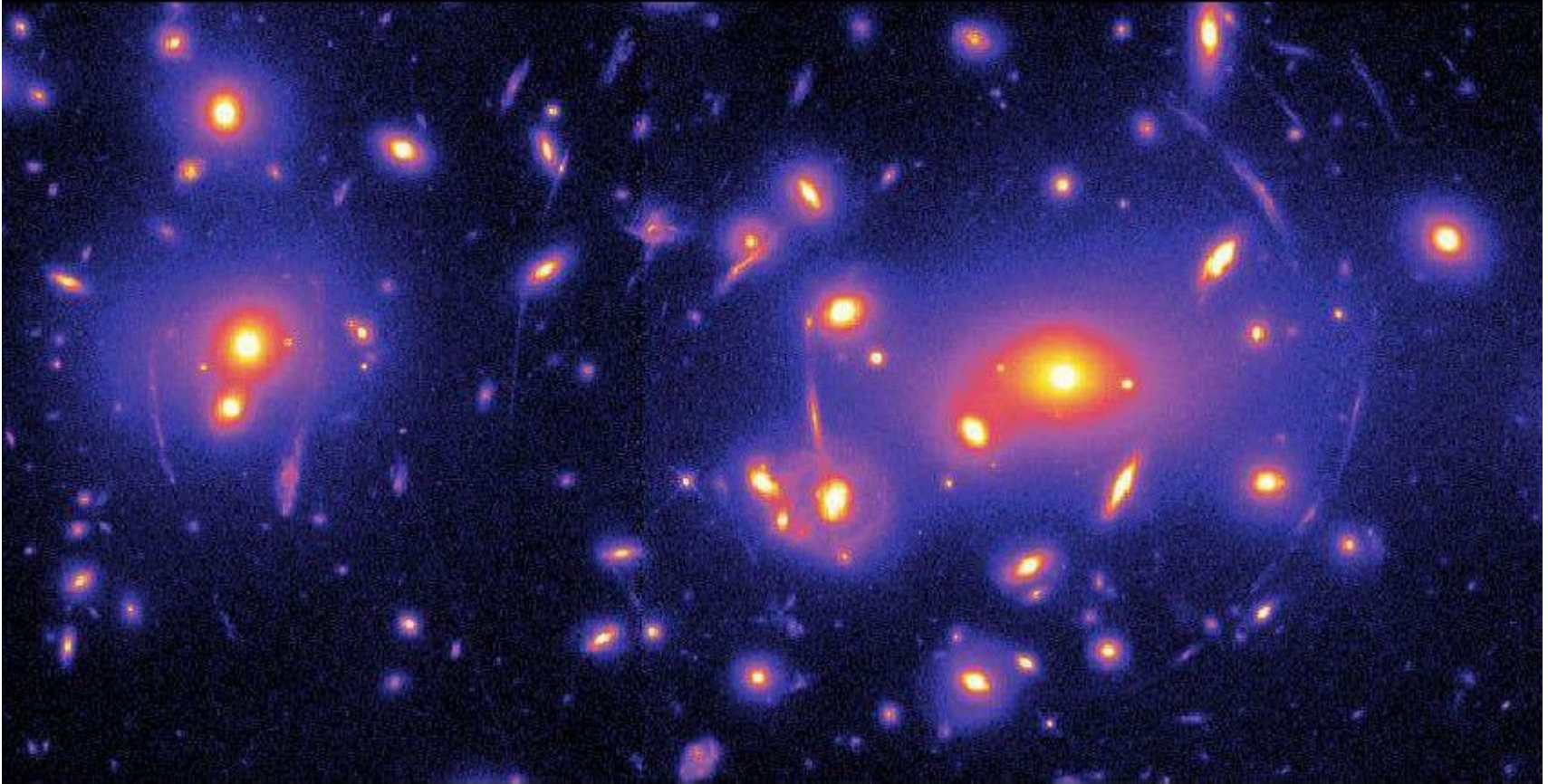
For several weeks the site was watched by Dr. Lopatin and the workers, with the hope that other discoveries of the kind would be made, and on the thirteenth of March about one thousand feet from the site where the human remains were found, several bones of a large animal were discovered. Four large teeth and some fragments of tusks came to light in close proximity to the large bones. For identification, Dr. Thomas Clements, of the geology department of the University

Vesmír - pozorování



Vesmír - pozorování

Temná hmota – kupa galaxií



Obrázek gravitačně čočkující kupy galaxií pořízený HST byl zpracován v roce 2005 speciální technikou na univerzitě v Yale. Z efektu gravitačních čoček na jednotlivé členy kupy byla dopočtena temná hmota, která v kupě musí být. Na obrázku je zobrazena modrou barvou. Je vidět, že obklopuje jednotlivé galaxie v kupě.

Vesmír - pozorování, kosmologický princip

střed vesmíru – historicky Země (Aristoteles) -> Slunce -> ?

Koperník – poloha Země není ve vesmíru jedinečná

pol. 19. stol. – paralaxy hvězd – umisťování Slunce do prostoru mezi hvězdy ->
poloha v Galaxii -> Galaxie -> střed vesmíru neexistuje!

základní paradigma kosmologie:

Žádný bod v prostoru nemá privilegované postavení!

Vlastnosti vesmíru v dostatečně velkém měřítku budou stejné pro všechny pozorovatele.



Vesmír musí být homogenní a izotropní!
(stejnorodý a stejný ve všech směrech)

Kosmologický princip - izotropie

1934 Hubble pozoroval prout galaxií do 20th magnitudy
 že má 1 čísel. stupně přibližně 131 galaxií
 absolutní efektivní 41 253 čísel. stupně
 porovnáním prout galaxií hvězdné magnitudy $m, m+1$
 můžeme stanovit, jak jsou rozloženy v prostoru
 vidíme hvězdné magnitudy galaxií m , absolutní
 hvězdné magnitudy M , vzdálenost r

$$r = 10^{1-0.2M} \cdot 10^{0.2m}$$

předpokládáme, že galaxie nacházejí se ve sféře
 s galaxií v mají stejnou abs. hvězdnou magn. M ,
 jsou rozloženy rovnoměrně. Předpokládáme, že počet
 do m - té hvězdné magnitudy je $N(m) \sim r^3$
 $N(m) \sim r^3 \approx 10^{3(1-0.2M)} \cdot 10^{0.6m}$

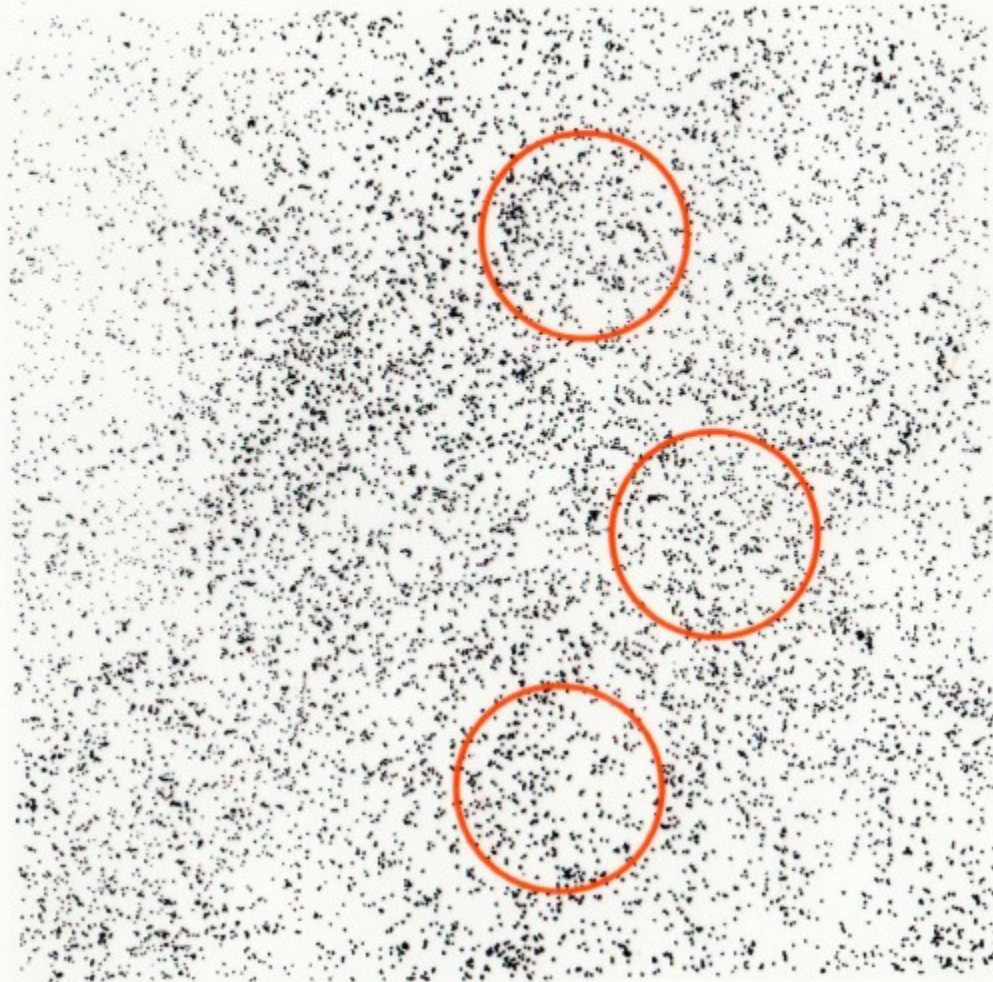
porovnáme celkový počet galaxií s hvězdn. magnitudami
 do $m+1$ k prout galaxií s hvězdn. magnitudou m

$$\frac{N(m+1)}{N(m)} = \frac{10^{0.6(m+1)}}{10^{0.6m}} = 10^{0.6} = 3.98 \approx 4$$

Hubble dokázal, že tento poměr je stejný ve
 všech směrech. Tedy galaxie jsou
 rozloženy v prostoru izotropně

Kosmologický princip - izotropie

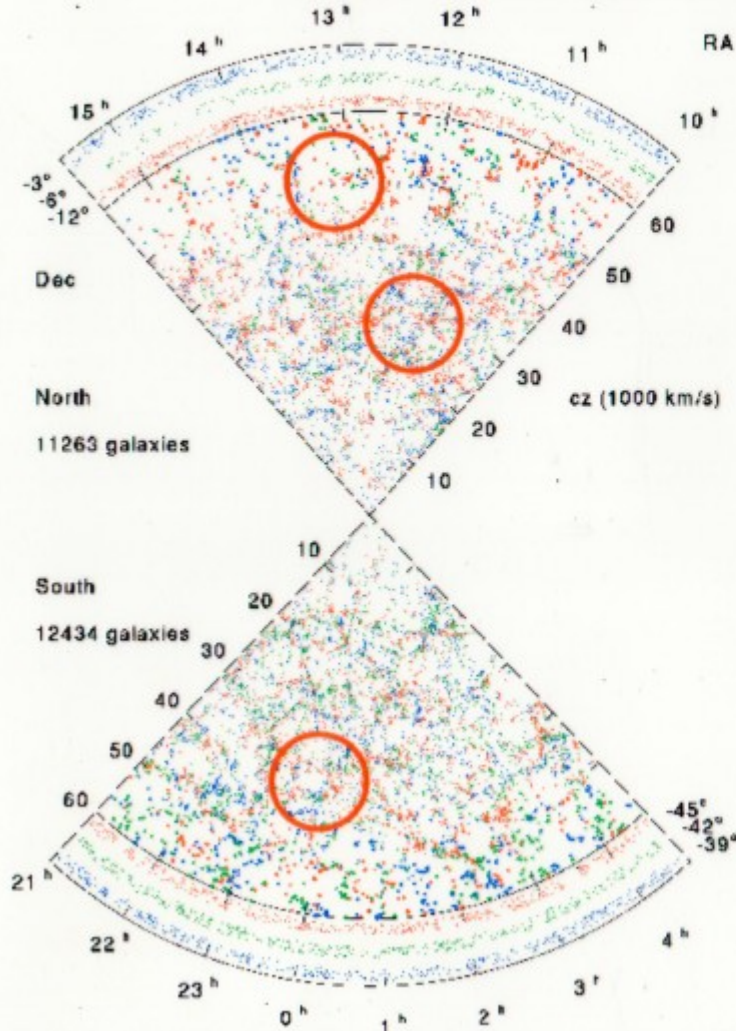
Isotropy of the Universe on large scales: modern measurements (continued)



Isotropy on the scale represented by these circles's diameter means that approximately the same numbers of galaxies are contained within them, no matter where on the sky we put them, which is evidently true in this picture.

Kosmologický princip - homogenita

Homogeneity of the Universe on large scales: modern measurements (concluded)



Homogeneity on the scale of these circles's diameter means that approximately the same numbers of galaxies are contained within them, no matter where we put them within the Universe's volume, which is evidently true in this picture.

Fyzikální kosmologické modely

Newtonův model vesmíru

vesmír je nekonečný, rovnoměrně vyplněný hvězdami, které nekonají žádný systematický pohyb => **homogenní, izotropní** – v prostoru i čase!

hezké ale!!!

vady Newtonova modelu = **kosmologické paradoxy**:

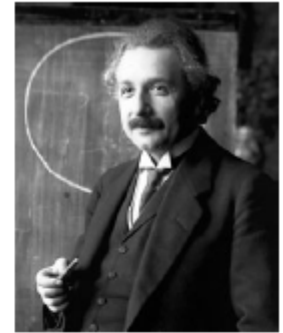
- **gravitační paradox** - výsledné gravitační pole nekonečného počtu kosmických objektů => gravitační síly se vykompenzují, ale potenciály $\rightarrow \infty$
řešení: prázdný vesmír
- **fotometrický paradox – Olbersův, Keplerův ...** - když je hvězd nekonečně mnoho, proč nevyplní oblohu?
řešení:
 - hvězdy „nežijí“, nezáří nekonečně dlouho
 - vesmír není nekonečný v prostoru i čase; světlo ze stejně vzdálených míst k nám „putuje“ určitou dobu=> ze vzdálenějších oblastí světlo nedolétlo
 - vesmír se rozpíná => kosmologický červený posuv záření; snížení intenzity záření

Nejjednodušším důkazem vývoje a časových změn vesmíru je tma v noci.

Fyzikální kosmologické modely

Standardní model

do poč. 20. st. – vesmír statický a věčný



1916 **Albert Einstein**: OTR

- rovnice obecné relativity $G_{\mu\nu} = \kappa T_{\mu\nu}$
- matematický popis faktu, že hmota kolem sebe zakřivuje prostor a čas
- $\kappa = 8\pi G/c^4$ pro slabá pole Einsteinovy rovnice $\rightarrow$ Newtonův gravitační zákon
- vesmír statický $\Rightarrow$ 1917 kosmologická konstanta Λ

$$G_{\mu\nu} + \Lambda g_{\mu\nu} = \kappa T_{\mu\nu}$$



1922 **Alexandr Fridman** - řešení rovnic OTR (včetně Λ) popisujících vývoj vesmíru v čase $\Rightarrow$ vesmír není statický, ale dynamický!



1927 **Georges Lemaître** - nezávislé potvrzení Fridmanových výpočtů (potvrzením objev rozpínání vesmíru)



1929 **Edwin Hubble** – objev vzdalování se galaxií, rozpínání vesmíru

1931 **Albert Einstein** – kosmologická konstanta = největší omyl života (později kosm. konstanta rehabilitována)

Základy obecné teorie relativity 1916

1916.

№ 7.

ANNALEN DER PHYSIK.

VIERTE FOLGE. BAND 49.

1. *Die Grundlage
der allgemeinen Relativitätstheorie;
von A. Einstein.*

Die im nachfolgenden dargelegte Theorie bildet die denkbar weitgehendste Verallgemeinerung der heute allgemein als „Relativitätstheorie“ bezeichneten Theorie; die letztere nenne ich im folgenden zur Unterscheidung von der ersteren „spezielle Relativitätstheorie“ und setze sie als bekannt voraus. Die Verallgemeinerung der Relativitätstheorie wurde sehr erleichtert durch die Gestalt, welche der speziellen Relativitätstheorie durch Minkowski gegeben wurde, welcher Mathematiker zuerst die formale Gleichwertigkeit der räumlichen Koordinaten und der Zeitkoordinate klar erkannte und für den Aufbau der Theorie nutzbar machte. Die für die allgemeine Relativitätstheorie nötigen mathematischen Hilfsmittel lagen fertig bereit in dem „absoluten Differentialkalkül“, welcher auf den Forschungen von Gauss, Riemann und Christoffel über nichteuklidische Mannigfaltigkeiten ruht und von Ricci und Levi-Civita in ein System gebracht und

Obecná teorie relativity - modely vesmíru

Einstein r. 1917 navrhl model vesmíru trojrozměrný, sférický, stacionární a homogenní - trojrozměrná koule, s konečným objemem, neměnicí se s časem

Einsteinovy rovnice grav. pole:

$$R_{ik} - \frac{1}{2} g_{ik} R - \Lambda g_{ik} = - \frac{8\pi K}{c^4} T_{ik}$$

T_{ik} .. čtyřrozměrný tenzor
energie - ~~hybnosti~~ ~~impulsu~~

$T_{ik} = T_{ki}$.. symetrický tenzor

g_{ik} .. metrický tenzor

$$g_{ik} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}$$

R .. invariant křivosti

R_{ik} .. Ricciův tenzor

Λ .. kosmologická konstanta

Obecná teorie relativity

Einsteinovy rovnice grav. pole:

$$R_{ik} - \frac{1}{2} g_{ik} R - \Lambda g_{ik} = - \frac{8\pi K}{c^4} T_{ik}$$

T_{ik} .. čtyřrozměrný tenzor
energie - hybnosti - impulsu

$T_{ik} = T_{ki}$.. symetrický tenzor

g_{ik} .. metrický tenzor

$$g_{ik} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}$$

Obecná teorie relativity

R ... invariant křivosti

R_{ik} ... Ricciův tenzor

Λ ... kosmologické konstanty

... Einsteinova rovnice

$$\kappa = + \frac{8\pi k}{c^4} \approx 7,4 \cdot 10^{-28} \text{ s}^2 \text{ kg}^{-1} \text{ m}^{-1}$$

R_{ik} ... ukazuje, jak se mění geometrie časoprostoru
od euklidovské geometrie

R_{ik} ... tímto máme vzhled našeho
blízkého vesmíru

OTR – rovnice gravitačního pole



- 1915: Einsteinovy rovnice gravitačního pole :
- *Gesetz des Gravitationsfeldes - Analogon der Poisson-Gleichung*
 $\Delta\phi = 4\pi G\rho$
- Im Materiefreien Fall: $R_{\mu\nu} = 0$
- *Tensorgleichung* statt skalarer, *Tensordichte* der Energie $T_{\mu\nu}$ statt Skalardichte ρ

geometrie

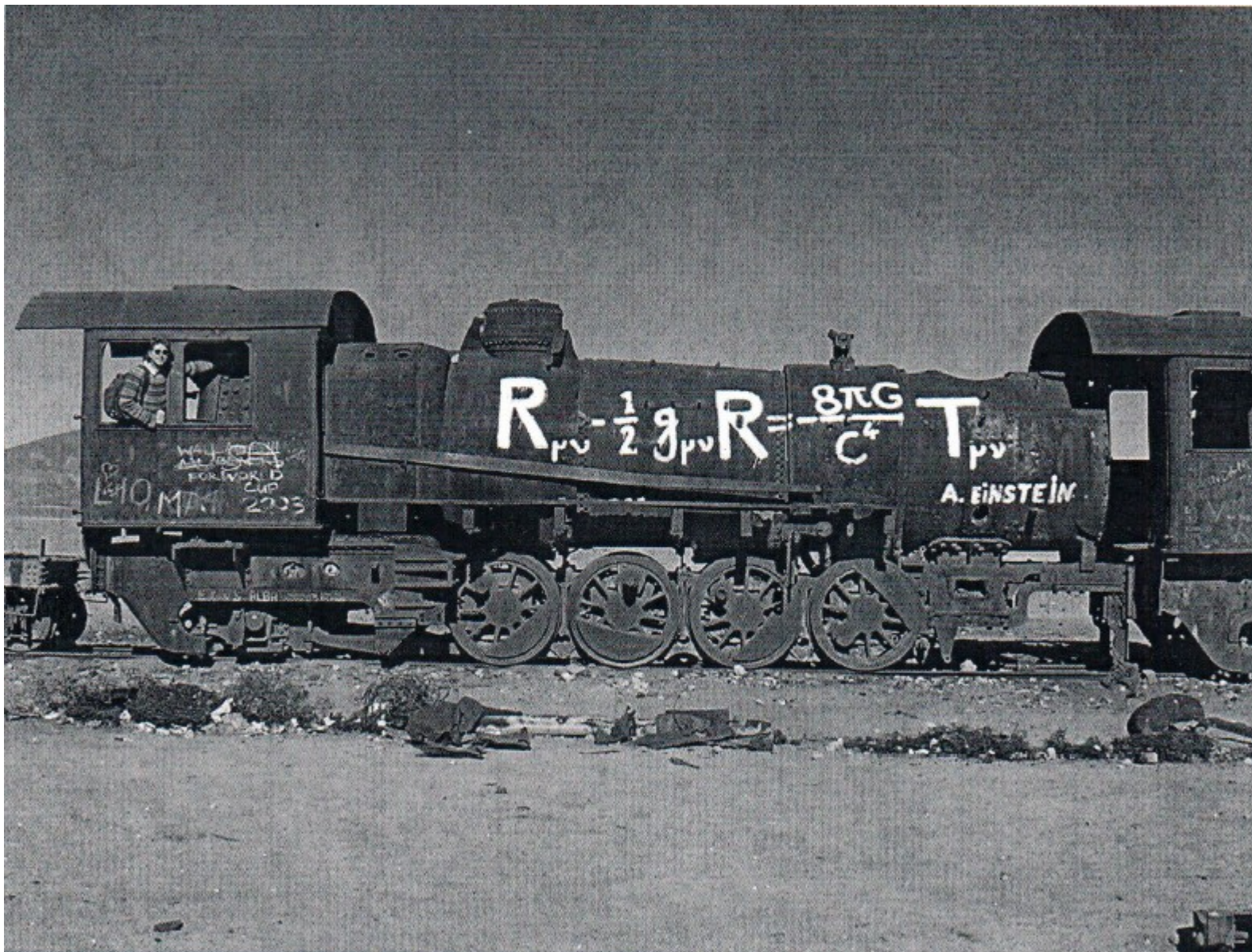
energie - hmota

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}g_{\mu\nu}R + \Lambda g_{\mu\nu} = \frac{8\pi G}{c^2}T_{\mu\nu}$$

kosmologická konstanta

- konstanta $\Lambda \rightarrow$ stacionární vesmír
- dnes spojována s tzv. temnou energií

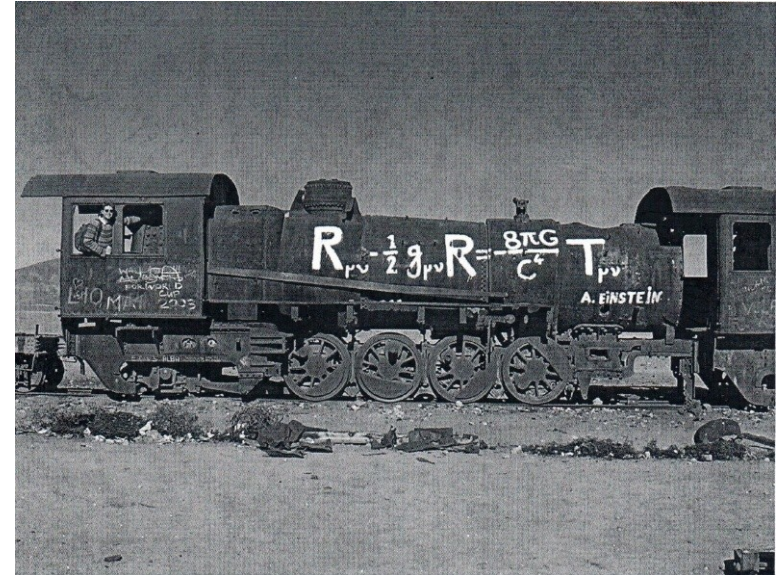
Obecná teorie relativity



Obecná teorie relativity

EINSTEIN FIELD EQUATION *for General Relativity*

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}Rg_{\mu\nu} = \frac{8\pi G}{c^4} T_{\mu\nu}$$



$$R_{\mu\nu} - \frac{R}{2}g_{\mu\nu} - \Lambda g_{\mu\nu} = \frac{8\pi G}{c^4} T_{\mu\nu}$$

$$\left(\frac{\dot{R}}{R}\right)^2 - \frac{8}{3}\pi G\rho - \frac{1}{3}\Lambda c^2 = -\frac{kc^2}{R^2}$$

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

FRIEDMANN
EQUATIONS

$$\frac{\dot{a}^2 + kc^2}{a^2} = \frac{8\pi G\rho + \Lambda c^2}{3}$$

Alexander Alexandrovič Friedmann

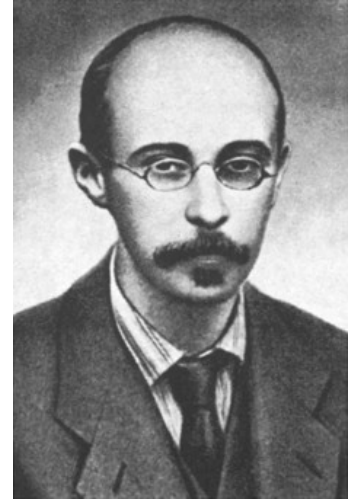
1888 - 1925

ruský matematik, meteorolog, kosmolog, články

O křivosti prostoru 1922

O možnosti světa s konstantní zápornou křivostí 1924

že vývojový nestacionární model vesmíru (zakřivený, uzavřený, konečný a bez hranic) je možný i bez tzv. Λ členu



Georges Henri Lemaitre 1894 - 1966

belgický matematik, kosmolog, článek

Homogenní vesmír o konstantní hmotnosti

a rostoucím poloměru se započítáním

radiálních rychlostí extragalaktických mlhovin 1927

existence nestacionárních modelů vesmíru



Alexander Alexandrovič Friedmann 1922

Über die Krümmung des Raumes.

Von A. Friedman in Petersburg.

Mit einer Abbildung. (Eingegangen am 29. Juni 1922.)

§ 1. 1. In ihren bekannten Arbeiten über allgemeine kosmologische Fragen kommen Einstein¹⁾ und de Sitter²⁾ zu zwei möglichen Typen des Weltalls; Einstein erhält die sogenannte Zylinderwelt, in der der Raum³⁾ konstante, von der Zeit unabhängige Krümmung besitzt, wobei der Krümmungsradius verbunden ist mit der Gesamtmasse der im Raume vorhandenen Materie; de Sitter erhält eine Kugelwelt, in welcher nicht nur der Raum, sondern auch die Welt in gewissem Sinne als Welt konstanter Krümmung angesprochen werden kann⁴⁾. Dabei werden wie von Einstein so auch von de Sitter gewisse Voraussetzungen über den Materietensor gemacht, die der Inkohärenz der Materie und ihrer relativen Ruhe entsprechen, d. h. die Geschwindigkeit der Materie wird als genügend klein vorausgesetzt im Vergleich zu der Grundgeschwindigkeit⁵⁾ — der Lichtgeschwindigkeit.

Die Annahmen der ersten Klasse sind die folgenden:

1. Die Gravitationspotentiale genügen dem Einsteinschen Gleichungssystem mit dem kosmologischen Gliede, das man auch gleich Null setzen darf:

$$R_{ik} - \frac{1}{2} g_{ik} \bar{R} + \lambda g_{ik} = -\kappa T_{ik} \quad (i, k = 1, 2, 3, 4), \quad (\text{A})$$

hier sind g_{ik} die Gravitationspotentiale, T_{ik} der Materietensor, κ — eine Konstante, $\bar{R} = g^{ik} R_{ik}$; R_{ik} ist bestimmt durch die Gleichungen

$$R_{ik} = \frac{\partial^2 \log \sqrt{g}}{\partial x_i \partial x_k} - \frac{\partial \log \sqrt{g}}{\partial x_\sigma} \left\{ \begin{matrix} ik \\ \sigma \end{matrix} \right\} - \frac{\partial}{\partial x_\sigma} \left\{ \begin{matrix} ik \\ \sigma \end{matrix} \right\} + \left\{ \begin{matrix} i\alpha \\ \sigma \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} k\sigma \\ \alpha \end{matrix} \right\}, \quad (\text{B})$$

Georges Henri Lemaitre 1927

UN UNIVERS HOMOGENE DE MASSE CONSTANTE ET DE RAYON CROISSANT,
RENDANT COMPTE
DE LA VITESSE RADIALE DES NÉBULEUSES EXTRA-GALACTIQUES

Note de M. l'Abbé G. LEMAITRE

1. GÉNÉRALITÉS.

La théorie de la relativité fait prévoir l'existence d'un univers homogène où non seulement la répartition de la matière est uniforme, mais où toutes les positions de l'espace sont équivalentes, il n'y a pas de centre de gravité. Le rayon R de l'espace est constant, l'espace est elliptique de courbure positive uniforme $1/R^2$, les droites issues d'un même point repassent à leur point de départ après un parcours égal à πR , le volume total de l'espace est fini et égal à $\pi^2 R^3$, les droites sont des lignes fermées parcourant tout l'espace sans rencontrer de frontière ⁽¹⁾.

$$ds^2 = - R^2 d\sigma^2 + dt^2 \quad (1)$$

$d\sigma$ est l'élément de longueur d'un espace de rayon égal à un ; le rayon R de l'espace est une fonction du temps. Les équations du champ de gravitation s'écrivent

$$3 \frac{R'^2}{R^2} + \frac{3}{R^2} = \lambda + \kappa \rho \quad (2)$$

et

$$2 \frac{R''}{R} + \frac{R'^2}{R^2} + \frac{1}{R^2} = \lambda - \kappa p \quad (3)$$

Friedmannovy rovnice

$$R_{ik} - \frac{1}{2} R g_{ik} - \Lambda g_{ik} = - \frac{8\pi G}{c^4} T_{ik}$$

$R = R(t)$... plošná křivost prázdná, $\Lambda = 0$

$$\frac{\dot{R}^2}{R^2} + 2 \frac{\ddot{R}}{R} = - \frac{k c^2}{R^2} \quad (1) \quad k \begin{cases} -1 \\ 0 \\ +1 \end{cases}$$

$$\frac{\dot{R}^2}{R^2} - \frac{8\pi G}{3} \rho = - \frac{k c^2}{R^2} \quad (2)$$

do rovnice zadáme $H = \frac{\dot{R}}{R}$ i $q = - \frac{\ddot{R}}{R} \cdot \frac{1}{H^2}$

$$\text{tj. } \frac{\dot{R}^2}{R^2} = H^2 \text{ a vyčíslení } \frac{1}{c^2} \quad (2)$$

$$\Rightarrow \frac{k}{R^2} = \frac{8\pi G \rho}{3 c^2} - \frac{H^2}{c^2} \text{ i pro } k = 0 \Rightarrow$$

$$\rho_k = \frac{3 H^2}{8\pi G}$$

Friedmannovy modely vesmíru

A. Friedmann^{*}, modely vesmíru - ^{*}(1888-1925) po ukončení inflace

a) $k = +1$ zakřivení kladné, uzavřený
eliptický vesmír, $\rho > \rho_k$, konečný
objem a počet částic, $v < v_k$

Friedmannovy modely vesmíru

a) $k = 0$ řešení nulové, euklidovský
model vesmíru, $\rho = \rho_k$, vesmír je
stejný, nekonečný, počet částic
i objem jsou nekonečné, $v = v_k$

c) $k = -1$ řešení záporné, stejný
hyperbolický model vesmíru,
 $\rho < \rho_k$, stejný, nekonečný,
počet částic i objem jsou nekonečné
 $v > v_k$, vesmír rozplácený

$$\text{z rovnice (1), (2)} \Rightarrow H^2(2q - 1) = k \frac{c^2}{R^2}$$

$$a) k > 0 \Rightarrow q > 1/2$$

$$b) k = 0 \Rightarrow q = 1/2$$

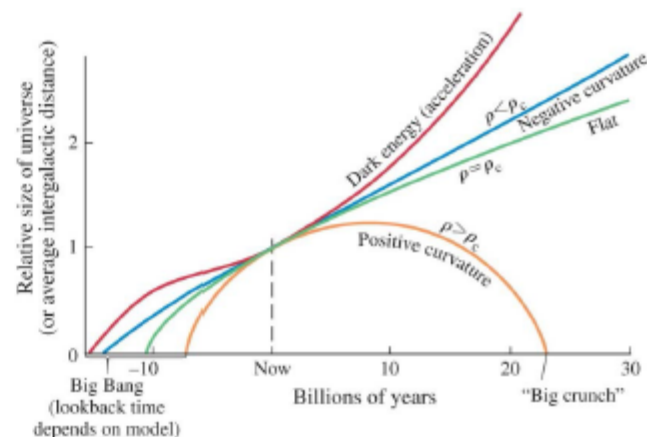
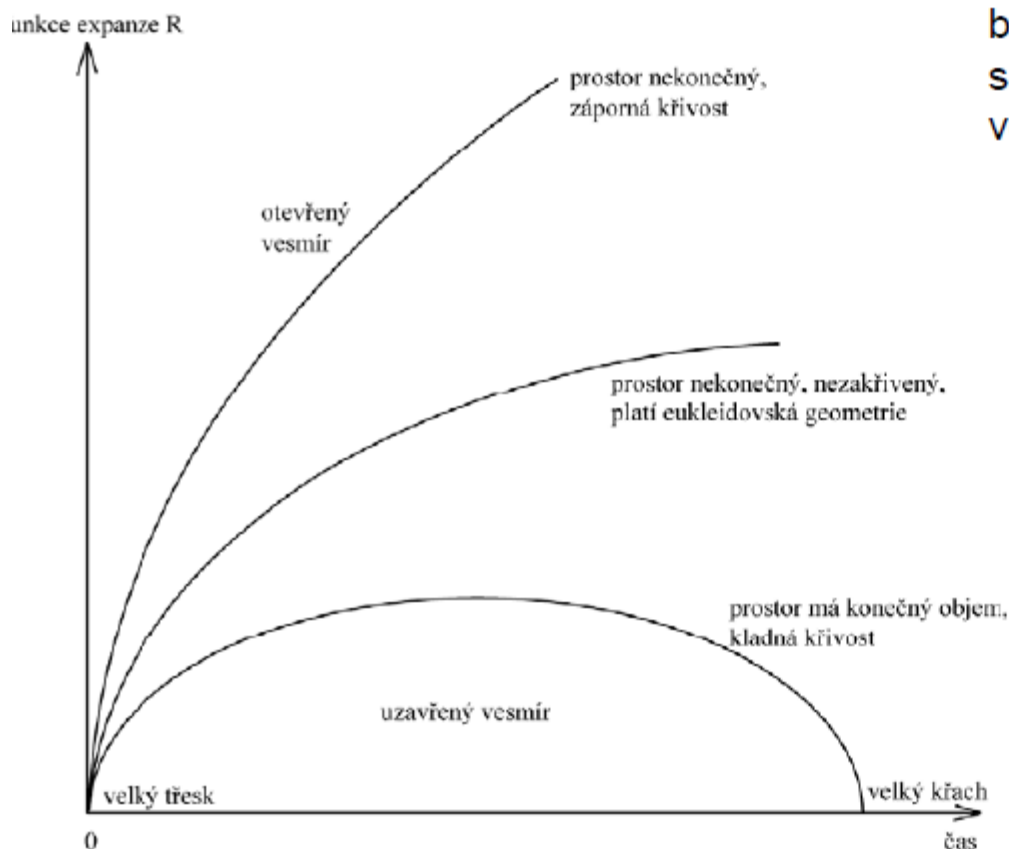
$$c) k < 0 \Rightarrow q < 1/2$$

Friedmannovy modely vesmíru

Fridmanovy modely

v počátečních fázích se vesmír rozpíná, expanze vesmíru probíhá buď stále nebo se může změnit ve smršťování

Funkce expanze (škálovací faktor) R :
bezrozměrné číslo, (udává, jak se
s časem mění vzdálenosti
ve vesmíru)



Friedmannovy modely vesmíru

Hubbleův-Lemaîtreův vztah a kosmologický princip

kosmologický princip => pozorovatel by měl vidět stejné rozložení rychlostí ostatních galaxií nezávisle na místě, kde se nachází

matematickým důsledkem kosmologického principu – **Hubbleův-Lemaîtreův vztah** (1927-9):

Relativní rychlost libovolných dvou galaxií je úměrná vzdálenosti mezi nimi.

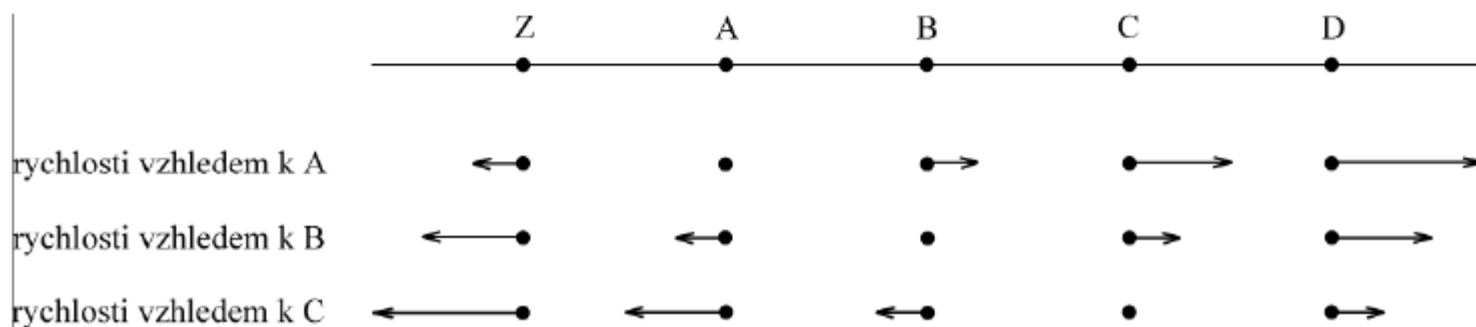
$v = Hr$ – potvrzením správnosti kosmologického principu

dvojí směr:

Hubble - zjištění $v=H.r$ -> nepřímé potvrzení správnosti kosmologického principu => různé části vesmíru se neliší => platí kosmologický princip

a obráceně

kosmologický princip správný => vztah úměrnosti mezi vzdáleností a rychlostí galaxií => z měření Dopplerova posuvu určíme vzdálenost dalekých objektů



OTR – rovnice gravitačního pole



- 1915: Einsteinovy rovnice gravitačního pole :
- *Gesetz des Gravitationsfeldes - Analogon der Poisson-Gleichung*
 $\Delta\phi = 4\pi G\rho$
- Im Materiefreien Fall: $R_{\mu\nu} = 0$
- *Tensorgleichung* statt skalarer, *Tensordichte* der Energie $T_{\mu\nu}$ statt Skalardichte ρ

geometrie

energie - hmota

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}g_{\mu\nu}R + \Lambda g_{\mu\nu} = \frac{8\pi G}{c^2}T_{\mu\nu}$$

kosmologická konstanta

- konstanta $\Lambda \rightarrow$ stacionární vesmír
- dnes spojována s tzv. temnou energií

Gravitační vlny 1916

Näherungsweise Integration der Feldgleichungen der Gravitation.

VON A. EINSTEIN.

Bei der Behandlung der meisten speziellen (nicht prinzipiellen) Probleme auf dem Gebiete der Gravitationstheorie kann man sich damit begnügen, die $g_{\mu\nu}$ in erster Näherung zu berechnen. Dabei bedient man sich mit Vorteil der imaginären Zeitvariable $x_4 = it$ aus denselben Gründen wie in der speziellen Relativitätstheorie. Unter »erster Näherung« ist dabei verstanden, daß die durch die Gleichung

$$g_{\mu\nu} = -\delta_{\mu\nu} + \gamma_{\mu\nu} \quad (1)$$

definierten Größen $\gamma_{\mu\nu}$, welche linearen orthogonalen Transformationen gegenüber Tensorcharakter besitzen, gegen 1 als kleine Größen behandelt werden können, deren Quadrate und Produkte gegen die ersten Potenzen vernachlässigt werden dürfen. Dabei ist $\delta_{\mu\mu} = 1$ bzw. $\delta_{\mu\mu} = 0$, je nachdem $\mu = \nu$ oder $\mu \neq \nu$.

Wir werden zeigen, daß diese $\gamma_{\mu\nu}$ in analoger Weise behandelt werden können wie die retardierten Potentiale der Elektrodynamik. Daraus folgt dann zunächst, daß sich die Gravitationsfelder mit Lichtgeschwindigkeit ausbreiten. Wir werden im Anschluß an diese allgemeine Lösung die Gravitationswellen und deren Entstehungsweise untersuchen. Es hat sich gezeigt, daß die von mir vorgeschlagene Wahl des Bezugssystems gemäß der Bedingung $g = |g_{\mu\nu}| = -1$ für die Berechnung der Felder in erster Näherung nicht vorteilhaft ist. Ich wurde hierauf aufmerksam durch eine briefliche Mitteilung des Astronomen DE SITTER, der fand, daß man durch eine andere Wahl des Bezugssystems zu einem einfacheren Ausdruck des Gravitationsfeldes eines ruhenden Massenpunktes gelangen kann, als ich ihn früher gegeben hatte¹. Ich stütze mich daher im folgenden auf die allgemein invarianten Feldgleichungen.

předpověď existence gravitačních vln, které byly po sto letech experimentálně detekovány od roku 2015...interferometry LIGO a Virgo, pocházely od srážky černých děr, Nobelova cena za fyziku r. 2017

Gravitační vlny 1918

154 Gesamtsitzung vom 14. Februar 1918. — Mitteilung vom 31. Januar

Über Gravitationswellen.

VON A. EINSTEIN.

(Vorgelegt am 31. Januar 1918 [s. oben S. 79].)

Die wichtige Frage, wie die Ausbreitung der Gravitationsfelder erfolgt, ist schon vor anderthalb Jahren in einer Akademiarbeit von mir behandelt worden¹. Da aber meine damalige Darstellung des Gegenstandes nicht genügend durchsichtig und außerdem durch einen bedauerlichen Rechenfehler verunstaltet ist, muß ich hier nochmals auf die Angelegenheit zurückkommen.

Wie damals beschränke ich mich auch hier auf den Fall, daß das betrachtete zeiträumliche Kontinuum sich von einem »galileischen« nur sehr wenig unterscheidet. Um für alle Indizes

$$g_{\mu\nu} = -\delta_{\mu\nu} + \gamma_{\mu\nu} \quad (1)$$

setzen zu können, wählen wir, wie es in der speziellen Relativitätstheorie üblich ist, die Zeitvariable x_4 rein imaginär, indem wir

$$x_4 = it$$

setzen, wobei t die »Lichtzeit« bedeutet. In (1) ist $\delta_{\mu\mu} = 1$ bzw. $\delta_{\mu\mu} = 0$, je nachdem $\mu = \nu$ oder $\mu \neq \nu$ ist. Die $\gamma_{\mu\nu}$ sind gegen 1 kleine Größen, welche die Abweichung des Kontinuums vom feldfreien darstellen: sie bilden einen Tensor vom zweiten Range gegenüber LORENTZ-Transformationen.

§ 1. Lösung der Näherungsgleichungen des Gravitationsfeldes durch retardierte Potentiale.

Wir gehen aus von den für ein beliebiges Koordinatensystem gültigen² Feldgleichungen

$$-\sum_{\alpha} \frac{\partial}{\partial x_{\alpha}} \left\{ \frac{\mu\nu}{\alpha} \right\} + \sum_{\alpha} \frac{\partial}{\partial x_{\nu}} \left\{ \frac{\mu\alpha}{\alpha} \right\} + \sum_{\alpha\beta} \left\{ \frac{\mu\alpha}{\beta} \right\} \left\{ \frac{\nu\beta}{\alpha} \right\} - \sum_{\alpha\beta} \left\{ \frac{\mu\nu}{\alpha} \right\} \left\{ \frac{\alpha\beta}{\beta} \right\} \quad (2)$$

$$= -\kappa \left(T_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} T \right).$$

¹ Diese Sitzungsber. 1916, S. 688 ff.

² Von der Einführung des 2. Gliedes (vgl. diese Sitzungsber. 1917, S. 142) ist dabei Abstand genommen.

Gravitační vlny 1918

156 Gesamtsitzung vom 14. Februar 1918. — Mitteilung vom 31. Januar

so gewählt werden, daß die $g_{\alpha\beta}$ des neuen Systems vier willkürlich vorgeschriebenen Beziehungen genügen. Diese denken wir so gewählt, daß sie im Falle der uns interessierenden Näherung in die Gleichungen (5) übergehen. Die letzteren Gleichungen bedeuten also eine von uns gewählte Vorschrift, nach welcher das Koordinatensystem zu wählen ist. Vermöge (5) erhält man an Stelle von (4) die einfachen Gleichungen

$$\sum_{\alpha} \frac{\partial^2 \gamma'_{\alpha\alpha}}{\partial x_{\alpha}^2} = 2\kappa T_{\alpha\alpha}. \quad (6)$$

Aus (6) erkennt man, daß sich die Gravitationsfelder mit Lichtgeschwindigkeit ausbreiten. Die $\gamma_{\alpha\beta}$ lassen sich bei gegebenen $T_{\alpha\beta}$ aus letzteren nach Art der retardierten Potentiale berechnen. Sind x, y, z, t die reellen Koordinaten $x_1, x_2, x_3, \frac{x_4}{i}$ des Aufpunktes, für welchen die $\gamma'_{\alpha\beta}$ berechnet werden sollen, x_0, y_0, z_0 die räumlichen Koordinaten eines Raumelementes dV_0 , r der räumliche Abstand zwischen letzterem und dem Aufpunkt, so hat man

$$\gamma'_{\alpha\beta} = -\frac{\kappa}{2\pi} \int \frac{T_{\alpha\beta}(x_0, y_0, z_0, t-r)}{r} dV_0. \quad (7)$$

§ 2. Die Energiekomponenten des Gravitationsfeldes.

Ich habe früher¹ die Energiekomponenten des Gravitationsfeldes für den Fall explizite angegeben, daß die Koordinatenwahl gemäß der Bedingung

$$g = |g_{\alpha\beta}| = 1$$

erfolgt, welche Bedingung im Falle der hier behandelten Näherung

$$\gamma = \sum_{\alpha} \gamma_{\alpha\alpha} = 0$$

lauten würde. Dieselbe ist aber bei unserer jetzigen Koordinatenwahl im allgemeinen nicht erfüllt. Es ist deswegen am einfachsten, die Energiekomponenten hier durch eine gesonderte Überlegung zu ermitteln.

Dabei ist jedoch folgende Schwierigkeit zu beachten. Unsere Feldgleichungen (6) sind nur in der ersten Größenordnung richtig, während die Energiegleichungen — wie leicht zu schließen ist — klein von der zweiten Größenordnung sind. Wir gelangen jedoch bequem durch folgende Überlegung zum Ziel. Die Energiekomponenten $\mathfrak{T}_{\alpha}^{\beta}$ (der Materie) und t_{α}^{β} (des Gravitationsfeldes) erfüllen gemäß der allgemeinen Theorie die Relationen

¹ Ann. d. Phys. 49. 1916. Gleichung (50).

Gravitační vlny 2015 - Nobelova cena 2017

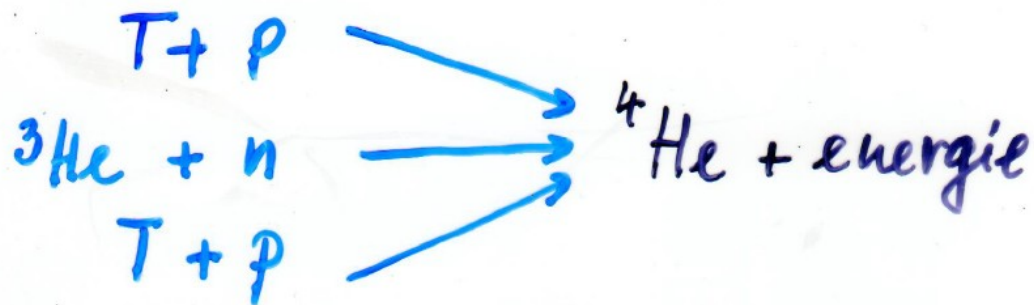
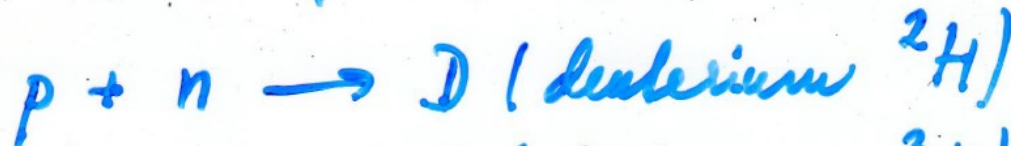
Detektor gravitačních vln LIGO (→ advanced LIGO)

„Observatoř“ LIGO (Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory) sestává ze dvou identických, vzdálených interferometrů s délkou ramen 4 km - 1. záchyt: GW150914



Vývoj vesmíru, vznik prvků

mak le^{uv}de jeder, nejpre helium



dileň + dentéria

po dobu 200 s, ~ 25% helia

astronomické pozorování ~ 25% kultura

Vznik prvků ve vesmíru

velký třesk kosmické záření umírající hvězda srážka neutronových hvězd výbuch těžké hvězdy (II) výbuch bílého trpaslíka (Ia) uměle vyrobeno člověkem																		He					
H																	He						
Li	Be																	B	C	N	O	F	Ne
Na	Mg																	Al	Si	P	S	Cl	Ar
K	Ca	Sc	Ti	V	Cr	Mn	Fe	Co	Ni	Cu	Zn	Ga	Ge	As	Se	Br	Kr						
Rb	Sr	Y	Zr	Nb	Mo	Tc	Ru	Rh	Pd	Ag	Cd	In	Sn	Sb	Te	I	Xe						
Cs	Ba			Hf	Ta	W	Re	Os	Ir	Pt	Au	Hg	Tl	Pb	Bi	Po	At	Rn					
Fr	Ra																						
				La	Ce	Pr	Nd	Pm	Sm	Eu	Gd	Tb	Dy	Ho	Er	Tm	Yb	Lu					
				Ac	Th	Pa	U	Np	Pu	Am	Cm	Bk	Cf	Es	Fm	Md	No	Lr					

Vývoj vesmíru

průběh singulárity

$t=0$, $\rho \rightarrow \infty$, $T \rightarrow \infty$

S. Hawking dokázal, že v rámci OTR je nevyhnutelná r. 1970

Od roku 1985 první inflační modely vesmíru

v inflační fázi mohlo dojít k uvolnění energie, šíření vesmíru

Vývoj vesmíru

nový model vesmíru se singulárním počátkem

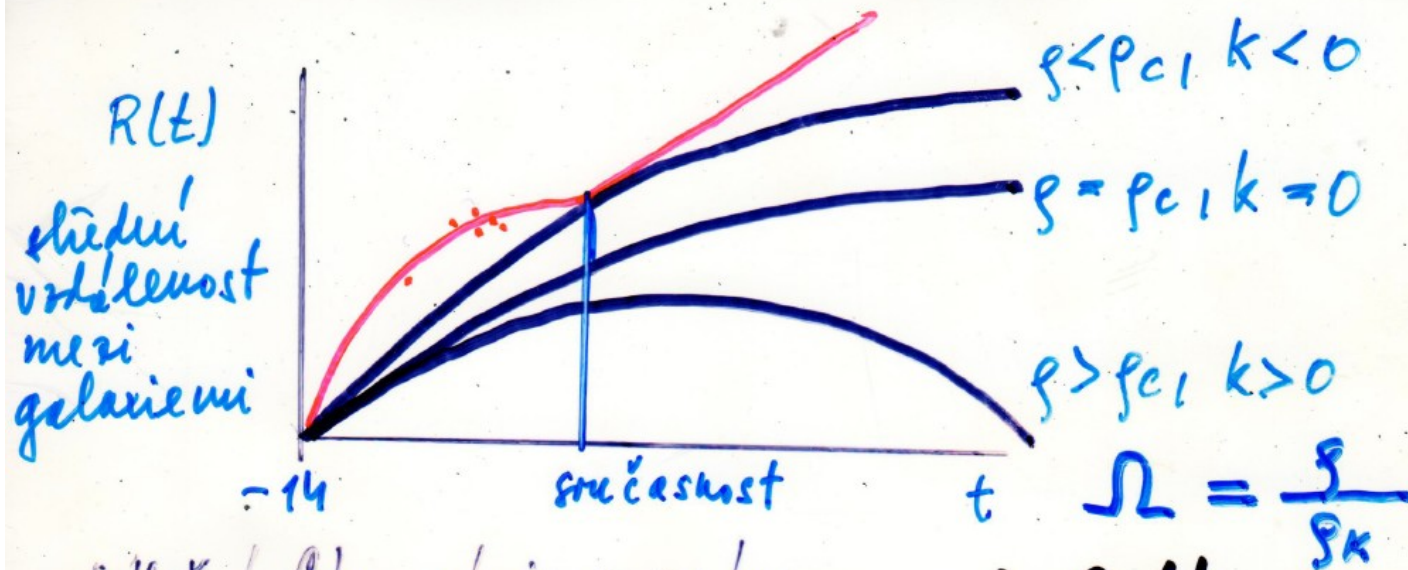
kosmologický princip

vesmír homogenní (ve všech místech stejný)

izotropní (ve všech směrech stejný)

základ většiny kosmologických modelů

Vývoj vesmíru



inflační fáze vznikla ve velmi
v době $(10^{-35} - 10^{-32})$ s

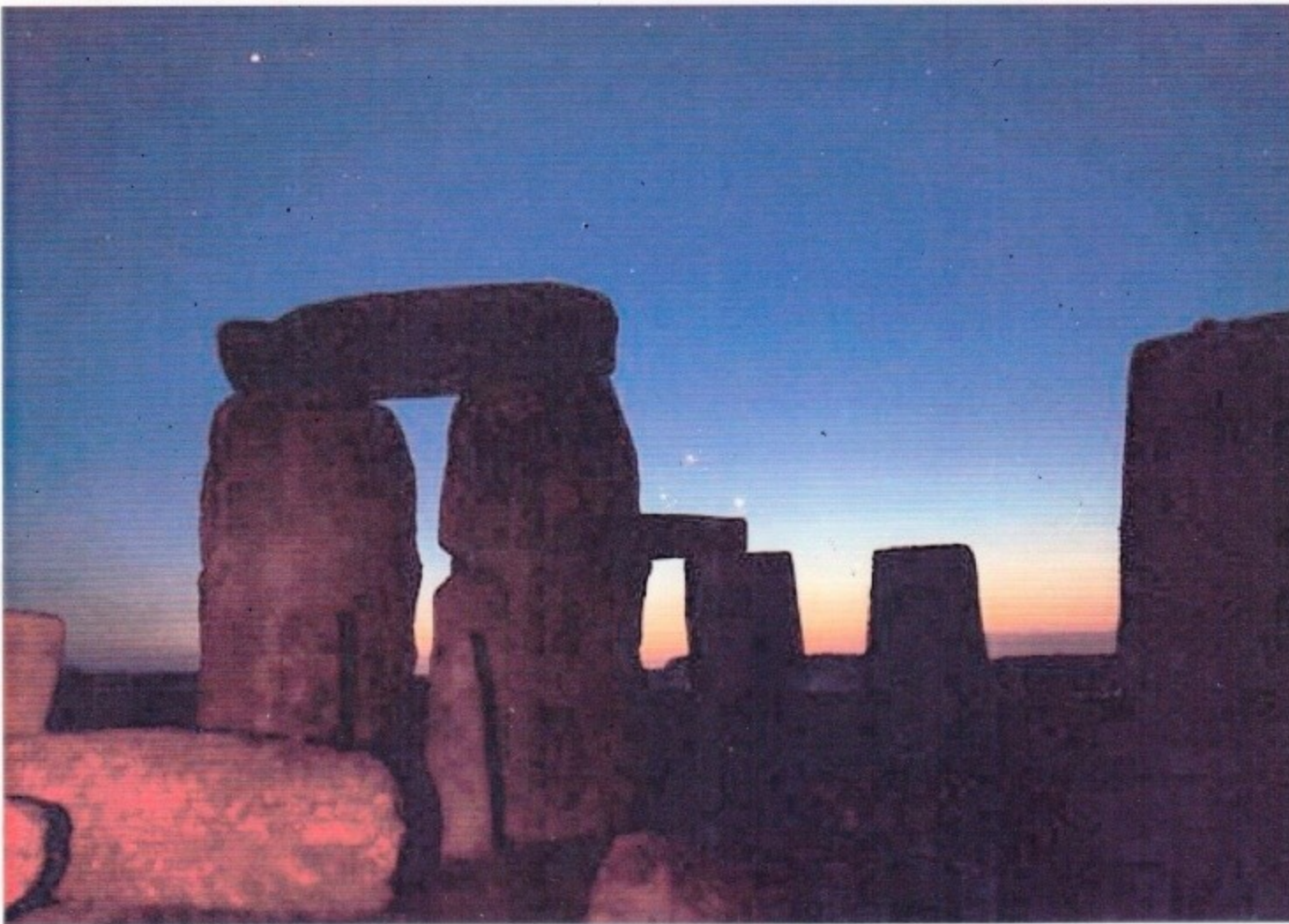
A. Guth

~ 1980

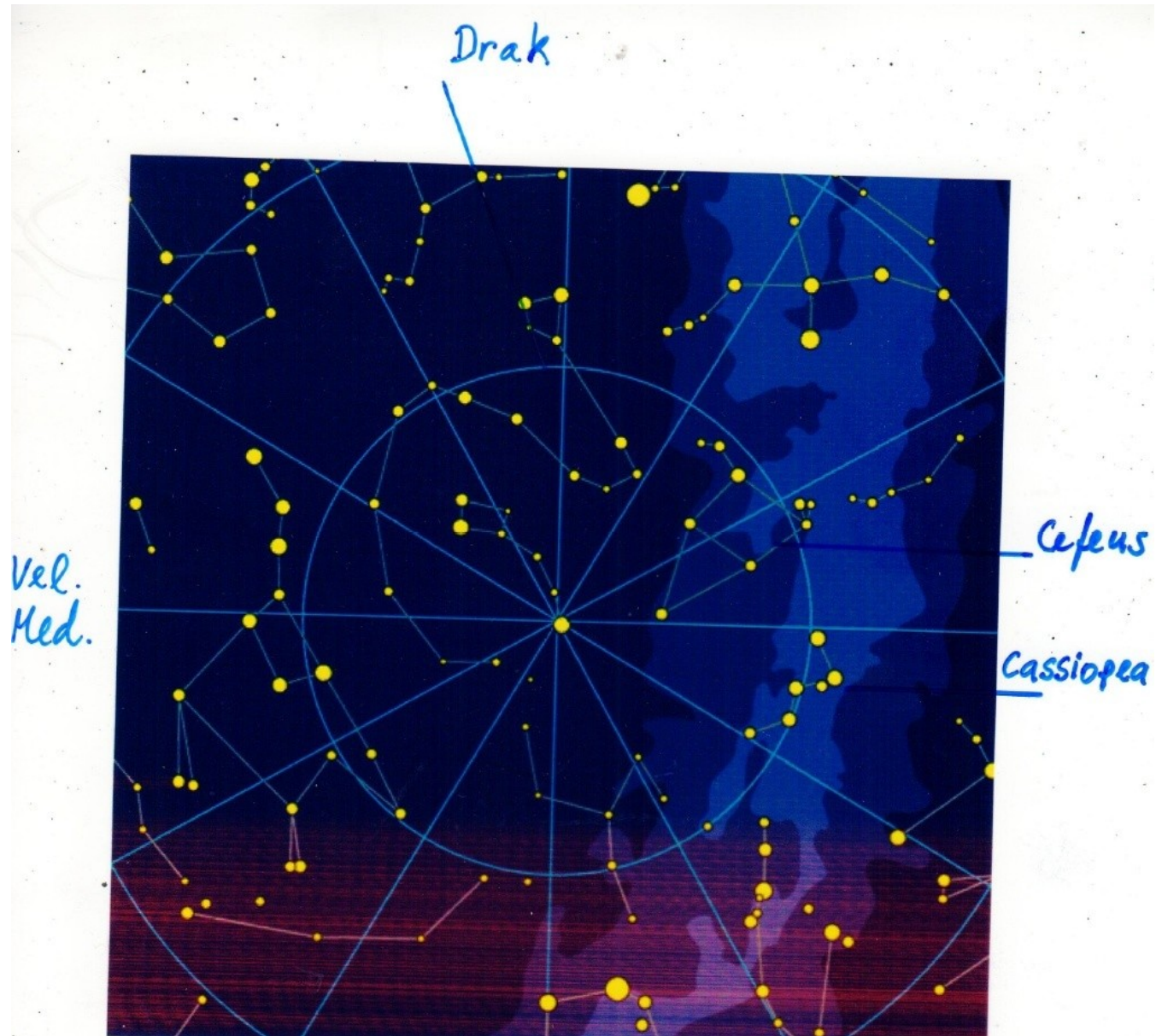
oddělení silné interakce od elektromagnetické
na počátku vývoje všechny interakce spojené,
postupně se jednotlivé interakce oddělily

současný pohled — $k < 0$, urychlování
rozpluvání vesmíru

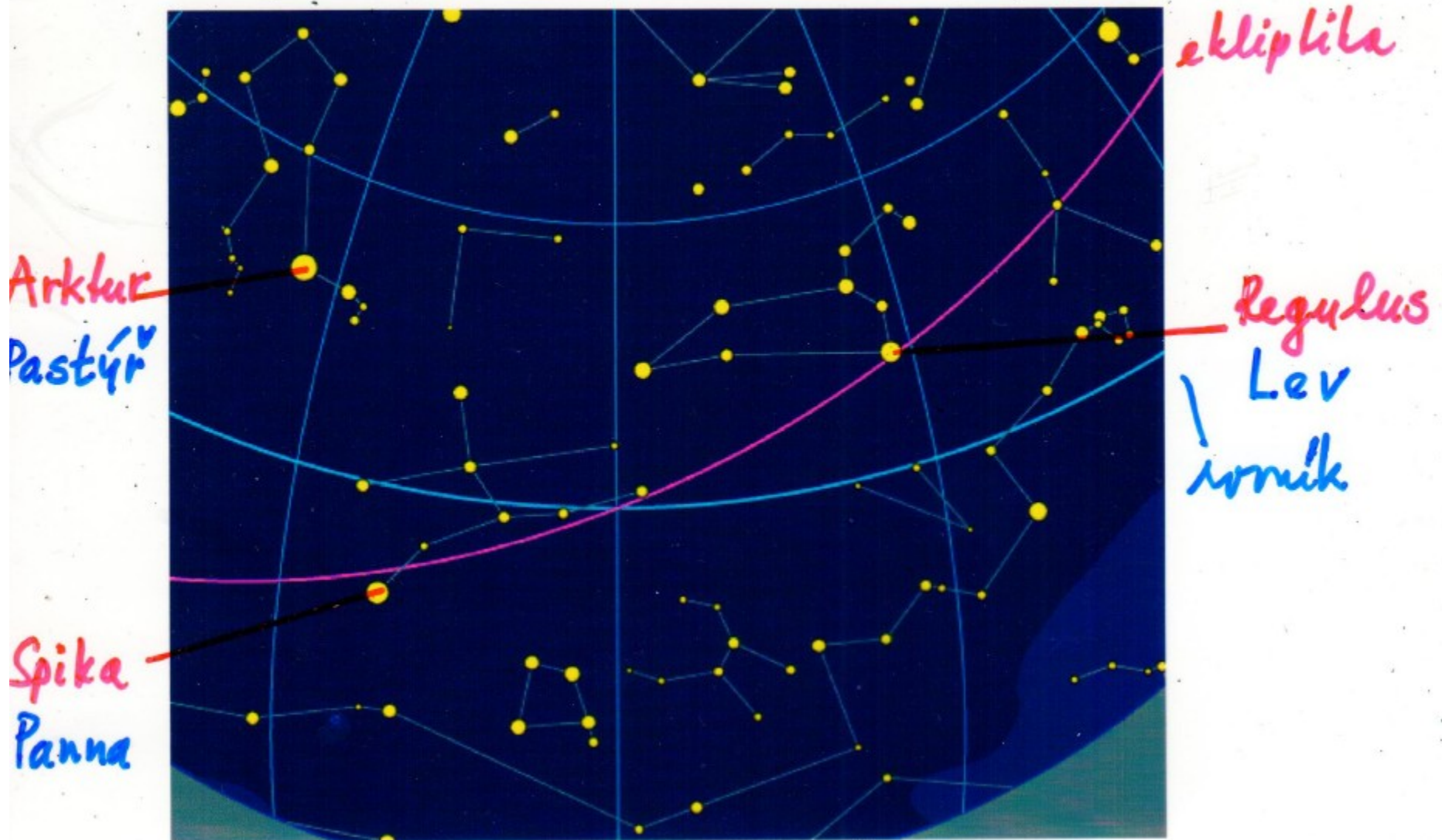
Pozorování, obloha



Hvězdná obloha, cirkumpolární souhvězdí



Hvězdná obloha, jaro



Hvězdná obloha, léto

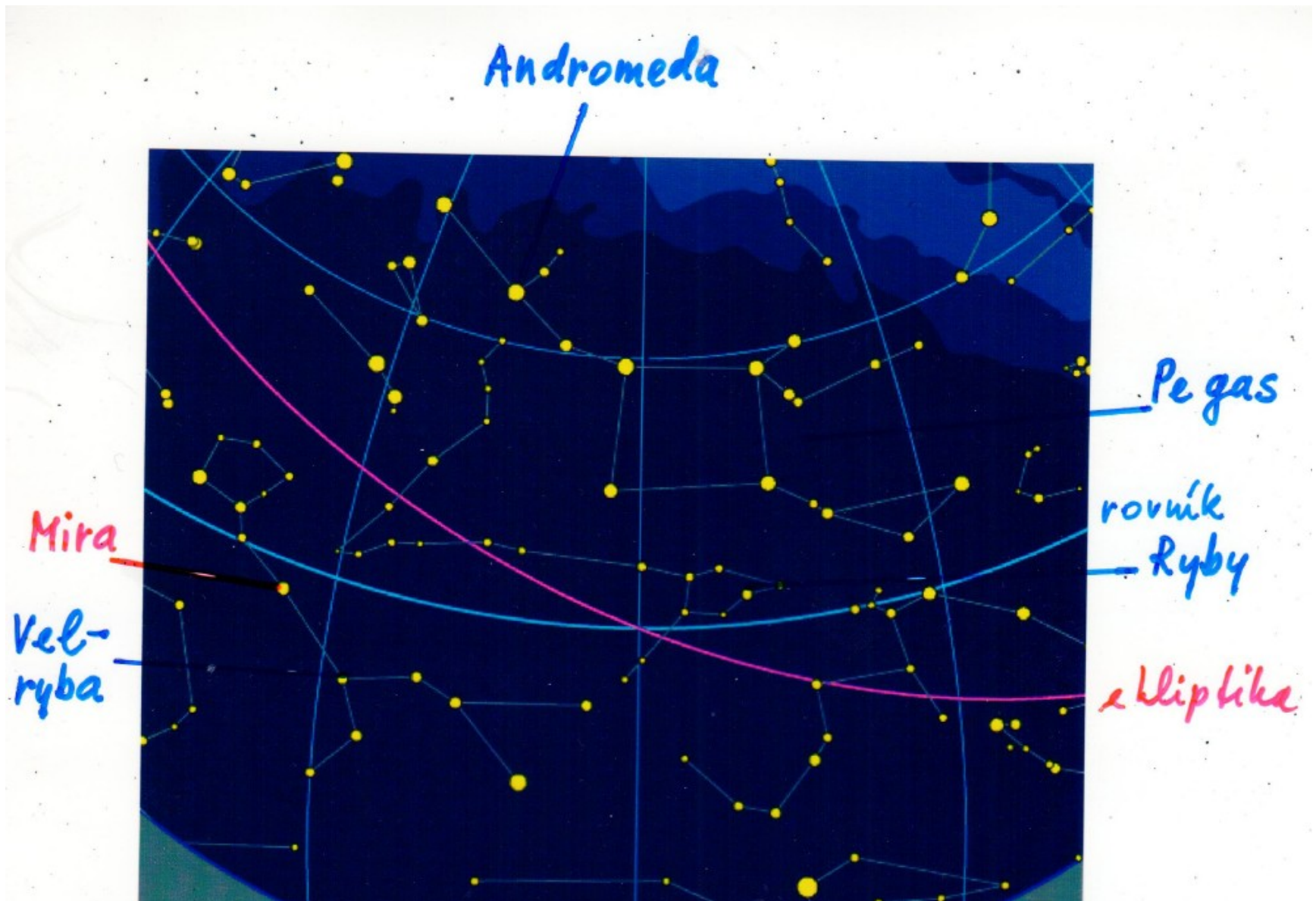
Deneb
Labuť

Vega
Lyra

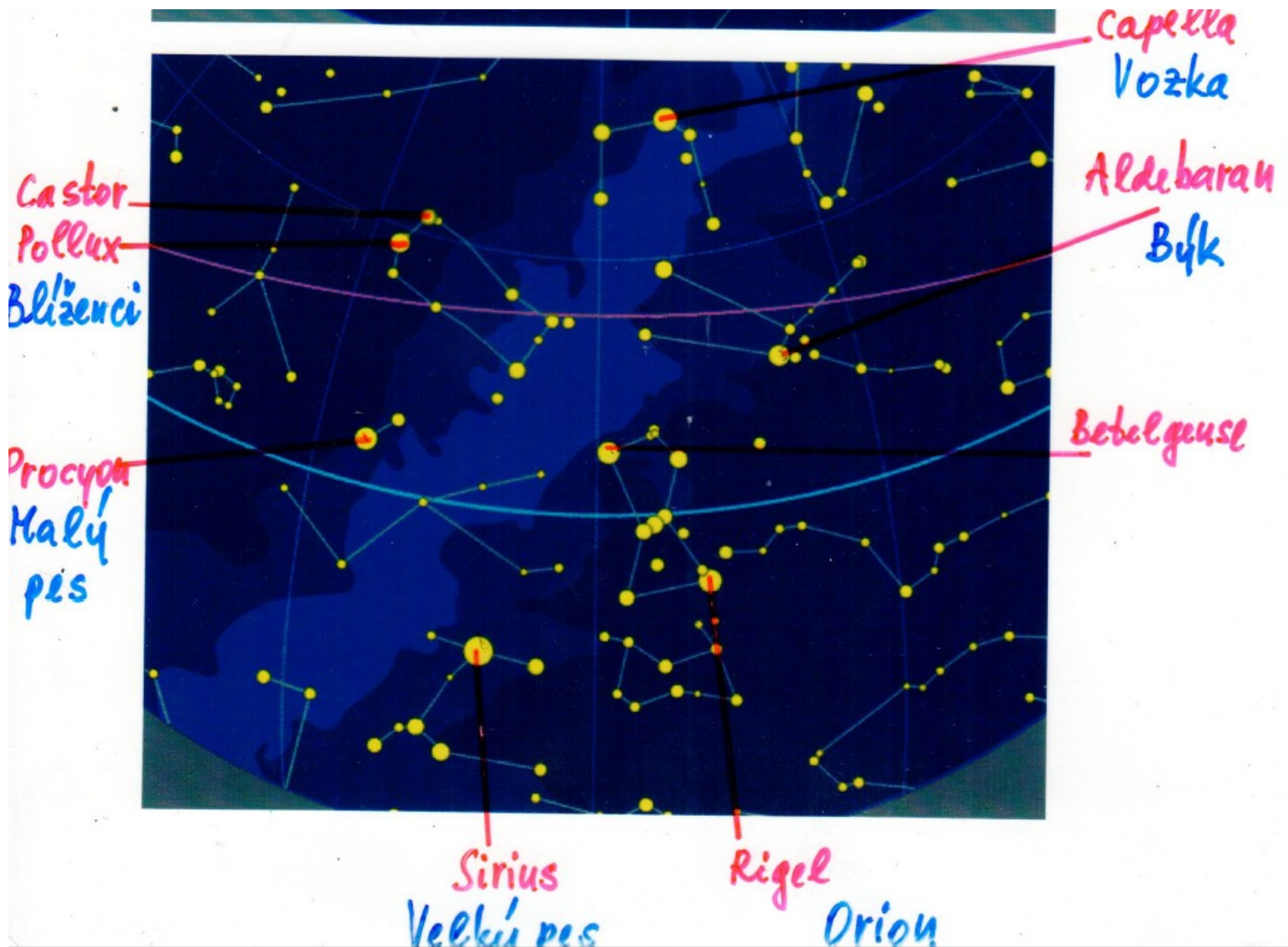
Altair
Orlí



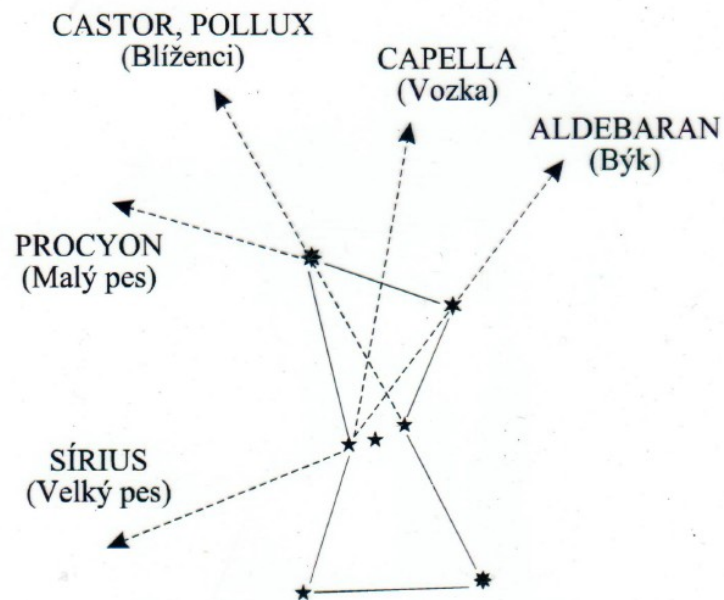
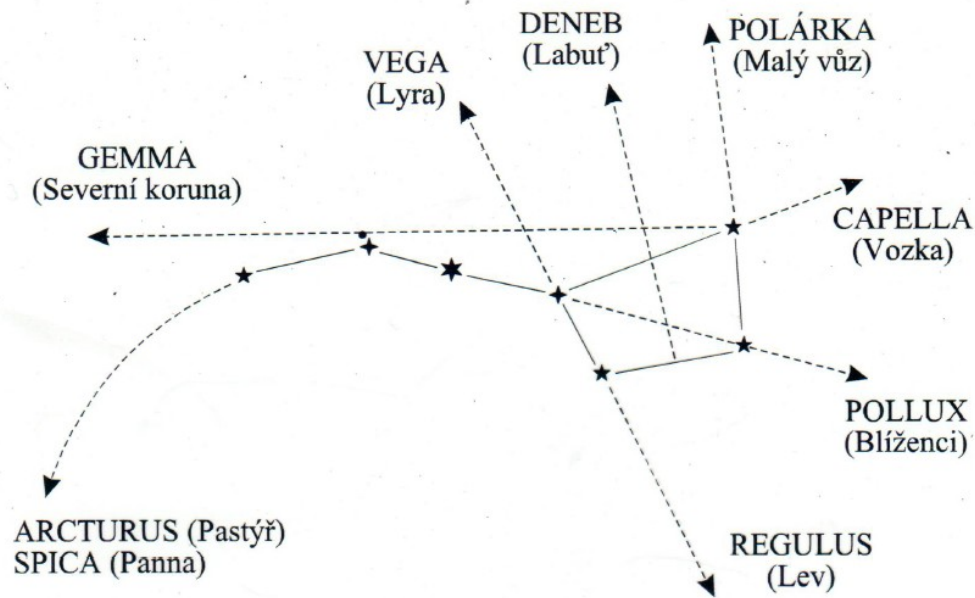
Hvězdná obloha, podzim



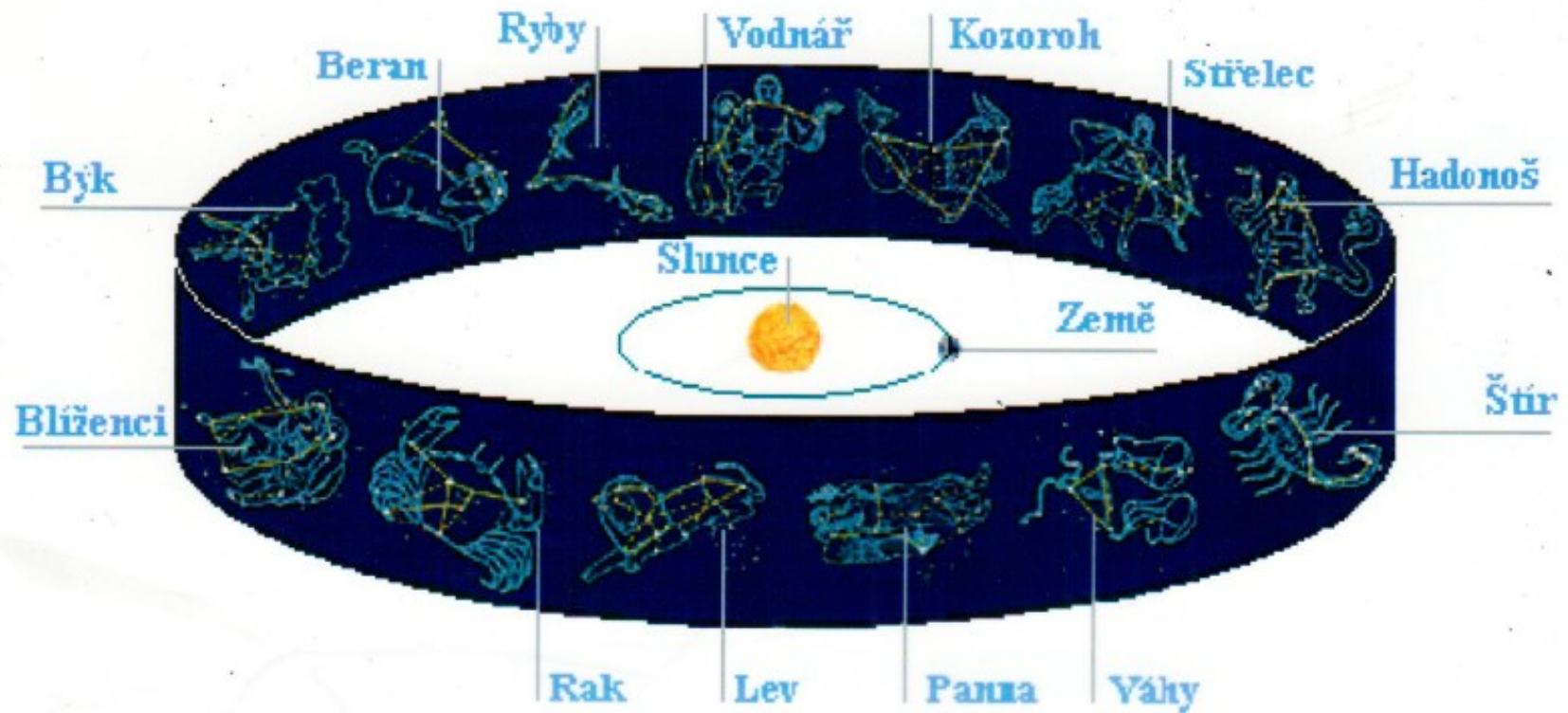
Hvězdná obloha, zima



Orientace na obloze



Zvířetníková souhvězdí



Pohyb Slunce na obloze

(platí pro naši zeměpisnou šířku, tj. asi +50 stupňů)

Začátek astronomického jara (kolem 21. 3., jarní rovnodennost):

- Slunce vychází v 6 h východním směrem;
- v poledne je Slunce asi 40 stupňů vysoko (nad vodorovnou rovinou);
- Slunce zapadá v 18 h západním směrem;
- „bílý den“ trvá přibližně 12 h, noc také 12 h.

Začátek astronomického léta (kolem 21. 6., letní slunovrat):

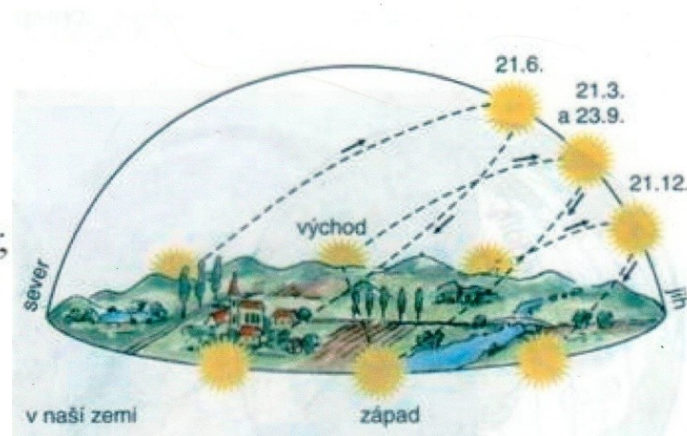
- Slunce vychází ve 4 h severovýchodním směrem;
- v poledne je Slunce asi 63 stupňů vysoko (nad vodorovnou rovinou);
- Slunce zapadá v 20 h severozápadním směrem;
- „bílý den“ trvá přibližně 16 h, noc 8 h.

Začátek astronomického podzimu (kolem 23. 9., podzimní rovnodennost):

- Slunce vychází v 6 h východním směrem;
- v poledne je Slunce asi 40 stupňů vysoko (nad vodorovnou rovinou);
- Slunce zapadá v 18 h západním směrem;
- „bílý den“ trvá přibližně 12 h, noc také 12 h.

Začátek astronomické zimy (kolem 21. 12., zimní slunovrat):

- Slunce vychází v 8 h jihovýchodním směrem;
- v poledne je Slunce asi 17 stupňů vysoko (nad vodorovnou rovinou);
- Slunce zapadá v 16 h jihozápadním směrem;
- „bílý den“ trvá přibližně 8 h, noc 16 h.



Střídání ročních období

stálý sklon rotační osy Země k rovině oběhu

$$\epsilon(t) = 23^\circ 26' 21,4'' - 0,4684(t - 2000)$$

t... letopočet

sluneční paprsky dopadají v průběhu roku pod
měnícím se úhlem - mění se deklinace, Slunce
postupuje po ekliptice zprava doleva

Příčiny různých teplot ve středu klim. pásmech:

a) různá délka dne

b) různá výška Slunce nad obzrem během dne -

- změna teplotní schopnosti

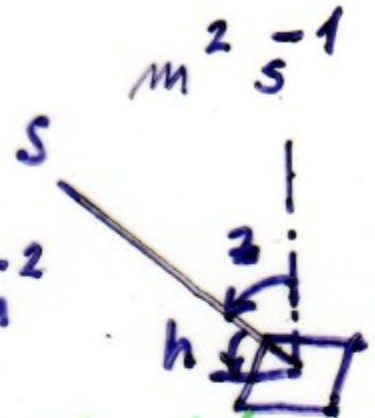
d) měnící se vzdálenost Země - Slunce

Střídání ročních období

Množství sluneční energie dopadající na zemský povrch

$$W = \frac{K}{r^2} \cos z = \frac{K}{r^2} \sin h$$

$$K \approx 1360 \text{ W m}^{-2}$$



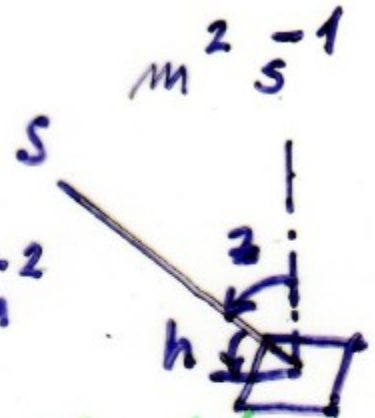
astronomická roční období jsou různě dlouhá
vzhledem k měnící se rychlosti Země na dráze
na své eliptické polokouli - léto delší než zima,
podnebí je tak měnivější, olinek přece se
za 13 000 roků výměna

Střídání ročních období

Množství sluneční energie dopadající na zemský povrch

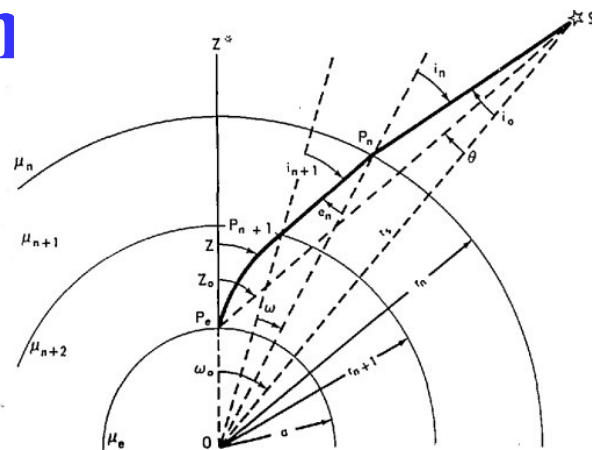
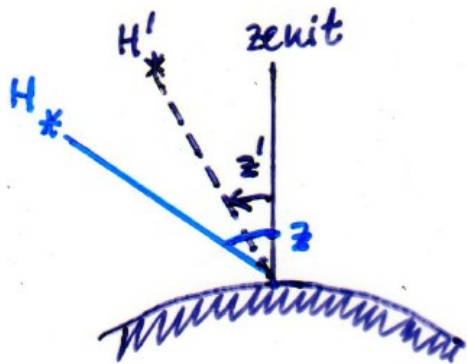
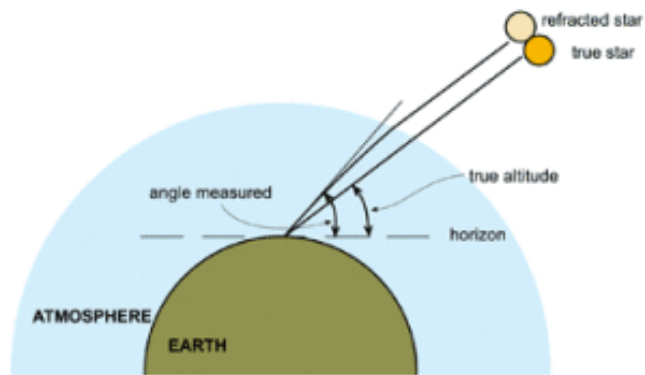
$$W = \frac{K}{r^2} \cos z = \frac{K}{r^2} \sin h$$

$$K \approx 1360 \text{ W m}^{-2}$$



astronomická roční období jsou různě dlouhá
vzhledem k měnící se rychlosti Země na dráze
na své eliptické polokouli - léto delší než zima,
podnebí je tak měnivější, olinek přece se
za 13 000 roků výměne

Refrakce, lom



lom světelného paprsku v atmosféře Země,
 při průchodu z řidšího k hustšímu se láme
 ke kolnici; zpřídovávání zepedu, urychlování výd
 rozdíl mezi pozorovanou z' a skutečnou z
 výškou hvězdy; rozdíl $\underline{z} - \underline{z'} = R$
 refrakční úhel; max. hodnota u obzoru $35'$

$$R = k \operatorname{tg} z' \quad ; \quad k \approx 60'' \quad k = n-1^*$$

$n \sim$ hustotě, teplotě – refrakční tabulky
refrakce s teplotou klesá, s tlakem stoupá

Refrakce

* index lomu $n \sim$ hustotě prostředí, vlnné délce
červené paprsky méně ovlivňují refrakcí
než modré paprsky
deformace slunečního či měsíčního kotouče,
spodní okraj zdvižen výše než horní



Friedmannovy modely vesmíru

Rozpínání vesmíru pozorujeme jako vzájemné vzdalování galaxií objevené Edwinem Hubblem (viz část 1.5). Náš newtonovský model si lze představit jako rozpínající se plyn, jehož „molekuly“ jsou celé galaxie (ty samy se nerozpínají). Gravitace naopak galaxie přitahuje k sobě a rozpínání zpomaluje. Zvolíme-li počátek souřadnic v „místě“ některé galaxie (např. naší), potom na galaxii ve vzdálenosti R působí pouze hmota obsažená v kouli o poloměru R (působení vnějších vrstev se vyruší, to je důležitá vlastnost gravitační i coulombovské síly v klasické fyzice), jejíž hmotnost $M = 4\pi R^3 \rho/3$, kde ρ je hustota vesmírné „tekutiny“. Mechanická energie uvažované galaxie bude potom

$$E = \frac{1}{2} m \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 - \frac{GMm}{R} = \frac{1}{2} m \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 - \frac{4\pi}{3} m \rho R^2.$$

Předpokládáme-li, že na galaxii působí ještě izotropní síla $F = \Lambda mc^2 R/3$, již odpovídá potenciální energii²

$$U = -\frac{1}{6} \Lambda mc^2 R^2,$$

vychází celková energie dané galaxie

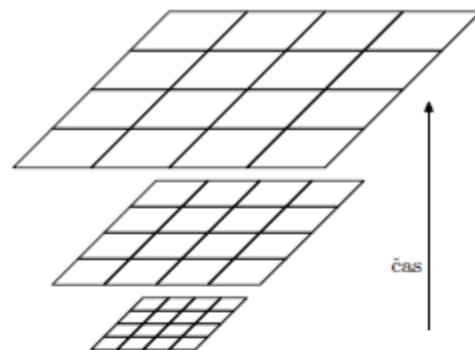
$$E = \frac{1}{2} m \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 - \frac{1}{6} \Lambda mc^2 R^2 - \frac{4\pi}{3} m \rho R^2. \quad (1.2.1)$$

Parametr Λ o rozměru m^{-2} nazýváme *kosmologickou konstantou* a standardně bývá interpretována jako vliv energie samotného vakua.

Východiskem našich úvah je zákon zachování energie.

Podle nejnovějších pozorování musíme počítat s kosmologickou konstantou.

Friedmannovy modely vesmíru



Obr. 1.6: K zavedení „comoving“ souřadnic: souřadnicový systém je unášen expanzí, takže uvažovaný objekt zůstává stále ve zvoleném bodě souřadnicové sítě, ostatní body se od něj v důsledku rozpínání vzdalují.

Vzhledem k homogenitě a izotropii rozpínání je výhodné zavést tzv. „comoving“ souřadnice, které jsou „unášeny“ rozpínáním a pro zvolenou galaxii zůstávají po celou dobu konstantní. Zvětšování vzájemných vzdáleností je pak popsáno *expanzním faktorem* $a = a(t)$ závislejícím na čase (viz obr. 1.6). Pro skutečnou vzdálenost proto platí

$$R = a(t)x \quad (1.2.2)$$

a po dosazení do (1.2.1) získáváme

$$\frac{2E}{mx^2} = \left(\frac{da}{dt}\right)^2 - \frac{1}{3}\Lambda c^2 a^2 - \frac{8\pi}{3}\rho a^2.$$

Jak energie E , hmotnost m i „comoving“ souřadnice x jsou v rámci našeho newtonovského modelu pro uvažovanou galaxii konstantami, použijeme-li ekvivalenci hmotnosti a energie $E = mc^2$, bude $2E/(mx^2) = 2c^2/x^2$. Výraz $2/x^2$ odráží geometrii vesmíru v „comoving“ souřadnicích a obvykle klademe $2/x^2 = -k$. Po dosazení do předcházející rovnice dospějeme k základní, tzv. *Friedmannově rovnici* popisující rozpínání vesmíru pomocí expanzního faktoru

$$\frac{1}{a^2} \left(\frac{da}{dt}\right)^2 = \frac{8\pi G}{3}\rho + \frac{1}{3}\Lambda c^2 - \frac{kc^2}{a^2}. \quad (1.2.3)$$

Pro jednodušší popis zavádíme „comoving“ souřadnice a expanzní faktor.

Friedmannova rovnice

Friedmannovy modely vesmíru

Druhou rovnici popisující expanzi vesmíru získáme z práce, kterou přitom hmota – „plyn galaxií“ – vykoná. V části 1.4 ukážeme, že různé formy energie, jež mohou být ve vesmíru obsaženy, přispívají k tlaku „plynu“ rozdílně a vedou k odlišné závislosti hustoty energie ρ na čase. Uvažujme kouli o objemu V , jejíž objem se změní o dV . Energie obsažená v tomto objemu bude

$$E = \frac{4\pi}{3} \rho c^2 R^3.$$

Považujeme-li rozpínání za adiabatické (nedodáváme žádnou vnější energii), musí podle 1. věty termodynamické platit

$$dE + p dV = 0 \quad \text{neboli} \quad \frac{dE}{dt} + p \frac{dV}{dt} = 0.$$

Dosadíme-li postupně

$$\begin{aligned} \frac{dE}{dt} &= 4\pi \rho c^2 R^2 \frac{dR}{dt} + \frac{4\pi}{3} c^2 R^3 \frac{d\rho}{dt}, \\ \frac{dV}{dt} &= 4\pi R^2 \frac{dR}{dt} \end{aligned}$$

a přejdeme ke „comoving“ souřadnicím (1.2.2), dospějeme k další důležité rovnici pro změnu hustoty energie s časem

$$\frac{d\rho}{dt} + \frac{3}{a} \frac{da}{dt} \left(\rho + \frac{p}{c^2} \right) = 0. \quad (1.2.4)$$

Další důležitá rovnice určuje změnu hustoty vesmíru

Friedmannovy modely vesmíru

Ke změně hustoty energie přispívá jednak zvětšení objemu (člen da/dt , jednak práce vykonaná při expanzi tlakem p , jež se v našem newtonovském modelu mění na gravitační potenciální energii. *s časem.*

Derivujeme-li Friedmannovu rovnici (1.2.3) podle času, získáme

$$2 \frac{1}{a} \frac{da}{dt} \frac{1}{a^2} \left[a \frac{d^2 a}{dt^2} - \left(\frac{da}{dt} \right)^2 \right] = \frac{8\pi G}{3} \frac{d\rho}{dt} + \frac{2kc^2}{a^3} \frac{da}{dt},$$

po dosazení za $d\rho/dt$ z (1.2.4) dále

$$\frac{1}{a} \frac{d^2 a}{dt^2} - \left(\frac{1}{a} \frac{da}{dt} \right)^2 = -4\pi G \left(\rho + \frac{p}{c^2} \right) + \frac{kc^2}{a^2}$$

a odečtením Friedmanovy rovnice (1.2.3) druhou základní rovnici popisující „zrychlení“ rozpínání vesmíru

$$\frac{1}{a} \frac{d^2 a}{dt^2} = -\frac{4\pi G}{3} \left(\rho + \frac{3p}{c^2} \right) + \frac{1}{3} \Lambda c^2. \quad (1.2.5)$$

Třetí a poslední ze stěžejních rovnic určuje „zrychlení“ kosmologické expanze.

Časová historie vývoje vesmíru

8–15

History of the universe

$R(t)$	t since BB	T [K] [K]	ρ_{matter} [g cm ⁻³]	Major Events
	10^{-42}	10^{30}		Planck era, "begin of physics"
	$10^{-40} \dots -30$	10^{25}		Inflation (IMPLIES $\Omega = 1$)
10^{-13}	$\sim 10^{-5}$ s	$\sim 10^{13}$	$\sim 10^9$	generation of p-p ⁻ , and baryon anti-baryon pairs from radiation background
3×10^{-9}	1 min	10^{10}	0.03	generation of e ⁻ -e ⁺ pairs out of radiation background
10^{-9}	10 min	3×10^9	10^{-3}	nucleosynthesis
$10^{-4} \dots 10^{-3}$	$10^6 \dots 7$ yr	$10^{3 \dots 4}$	$10^{-21 \dots -18}$	End of radiation dominated epoch
7×10^{-4}	380000 yr	4000	10^{-20}	Hydrogen recombines, decoupling of matter and radiation
	200×10^6 yr			first stars formed
1	13.7×10^9 yr	3	10^{-30}	now