

# Šíření kosmického záření vesmírem

# Jednotky a typické vzdálenosti

- $\hbar = c = 1$
- Hmotnost, energie, hybnost ... eV
- Vzdálenost:

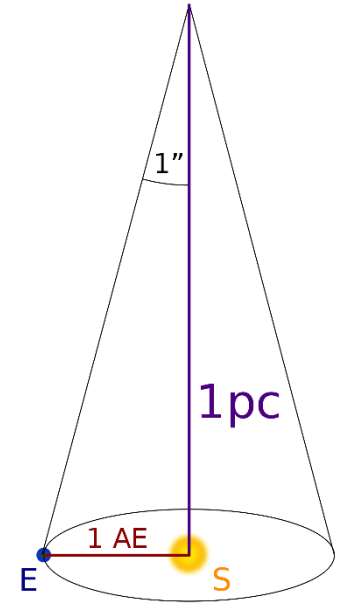
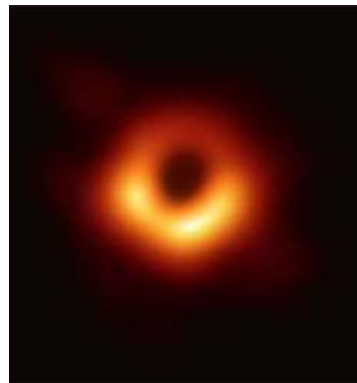
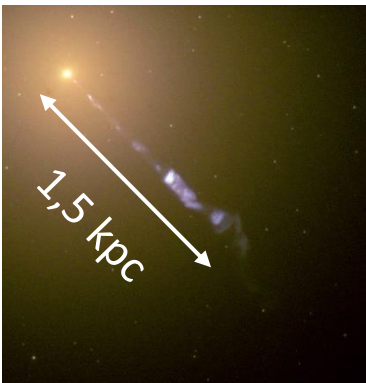
Světelný rok  $1 \text{ ly} = 9,46 \cdot 10^{12} \text{ km}$

Parsek = vzdálenost, z níž má 1 astronomická jednotka úhlový rozměr jedné vteřiny

$$1 \text{ pc} = 3,262 \text{ ly}$$

- Magnetická indukce:

Gauss  $1 \text{ G} = 10^{-4} \text{ T}$



Nejbližší hvězda  $\approx 1,3 \text{ pc}$

Vzdálenost Slunce od galaktického středu  $\approx 8.5 \text{ kpc}$

Průměr galaxie (disk)  $\approx 28 \text{ kpc}$

Průměr galaxie (gal. halo)  $\approx 40 \text{ kpc}$

Vzdálenost Slunce od galaxie v Andromedě  $\approx 780 \text{ kpc}$

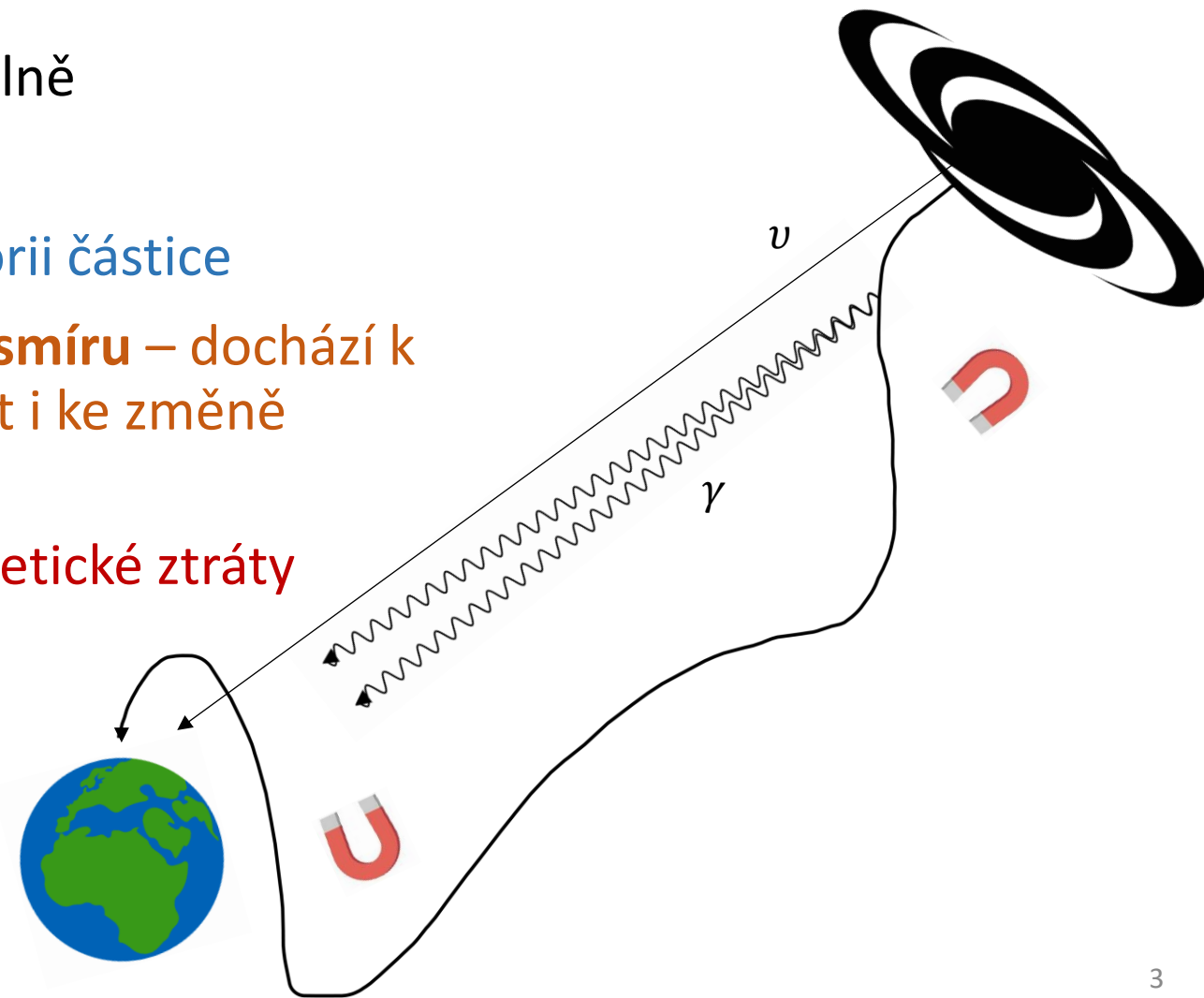
Vzdálenost Slunce od galaxie Messier 87  $\approx 16 \text{ Mpc}$

Nejvzdálenější galaxie GN-z11  $\approx 4,1 \text{ Gpc}$

# Jak se liší částice kosmického záření produkované zdrojem a ta, která doletí na Zemi?

Kosmické záření se Vesmírem nešíří volně

1. **Magnetická pole** – ovlivní trajektorii částice
2. **Interakce s fotonovými poli ve vesmíru** – dochází k energetickým ztrátám a může dojít i ke změně chemického složení
3. **Kosmologický rudý posuv** – energetické ztráty



# Jak se liší částice kosmického záření produkovaná zdrojem a ta, která doletí na Zemi?

## Neutrino

- Nejsou ovlivněna magnetickými poli
- Interagují pouze slabě → interakcím s hmotou téměř nedochází a neutrino tak směřují přímo ke zdroji a mohou putovat dlouhé vzdálenosti
- 2017 IceCube detekoval neutrino z blazaru TXS 0506-056, který je vzdálený 1,75 Gpc

## $\gamma$ -rays

- Nejsou ovlivněny magnetickými poli
- Interagují s fotony za vzniku elektron-pozitronového páru
- Tento proces vede ke konečnému horizontu, odkud lze vysokoenergetické  $\gamma$  pozorovat

## Hadrony

- Jsou vychýleny magnetickými poli
- Interagují s fotony → energetické ztráty + změna složení
- Radiační ztráty synchrotronovým zářením jsou zanedbatelné
- Mohou interagovat s hmotou v mezihvězdném/meziganalaktickém prostoru – zanedbatelná hustota – zanedbatelné ztráty

## Elektrony

- Jsou vychylovány magnetickými poli
- Energetické ztráty dominovány synchrotronovým zářením a ICS

# ŠÍŘENÍ ČÁSTIC V MAGNETICKÉM POLI

# Pohyb částic v magnetickém poli

- Šíření částic kosmického záření je ovlivněno magnetickými poli v mezihvězdném i mezigalaktickém prostoru

$$\mathbf{F} = q\mathbf{v} \times \mathbf{B}$$

- Lorentzova síla

- Nabitá částice v homogenním magnetickém poli je vychylována v kolmém směru ke svému pohybu a pohybuje se po kružnici s poloměrem  $r_L = \mathbf{Larmorův\ poloměr\ (gyrační\ poloměr)}$

$$r_L = \frac{p_{\perp}}{qB}$$

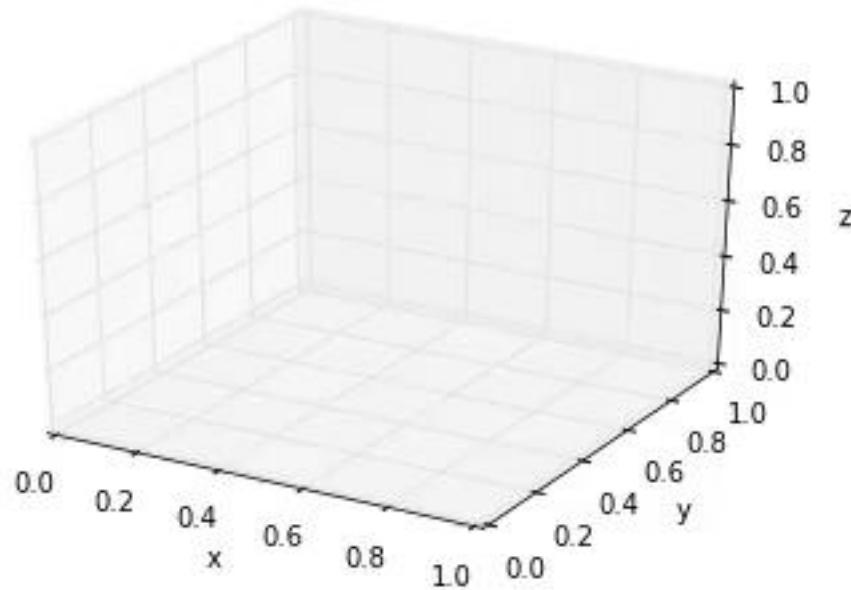
$$\left(\frac{r_L}{\text{pc}}\right) = 1,1 \left(\frac{E}{\text{PeV}}\right) \left(\frac{\mu\text{G}}{B}\right) \frac{1}{Z}$$

- Míra zakřivení trajektorie závisí na tzv. **rigiditě** částice  $R = \frac{E}{q}$
- Jádro železa s energií  $10^{20}$  eV má Larmorův poloměr stejný jako proton s energií  $3,84 \cdot 10^{18}$  eV

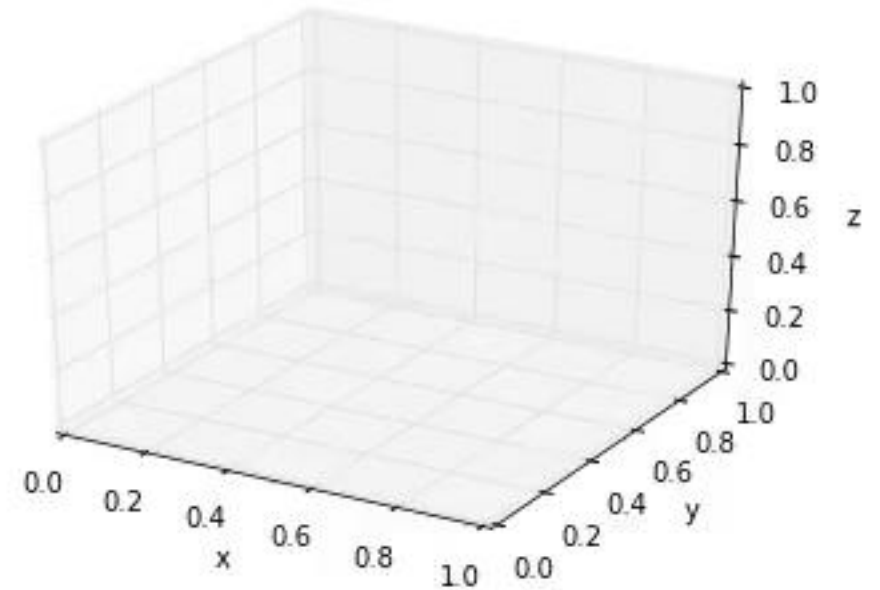
# Pohyb částic v magnetickém poli

- Trajektorie částice v magnetickém poli - 2 případy:

a) Změna magnetického pole na mnohem větších škálách než Larmorův poloměr



b) Magnetické pole se mění rychleji než velikost Larmorova poloměru

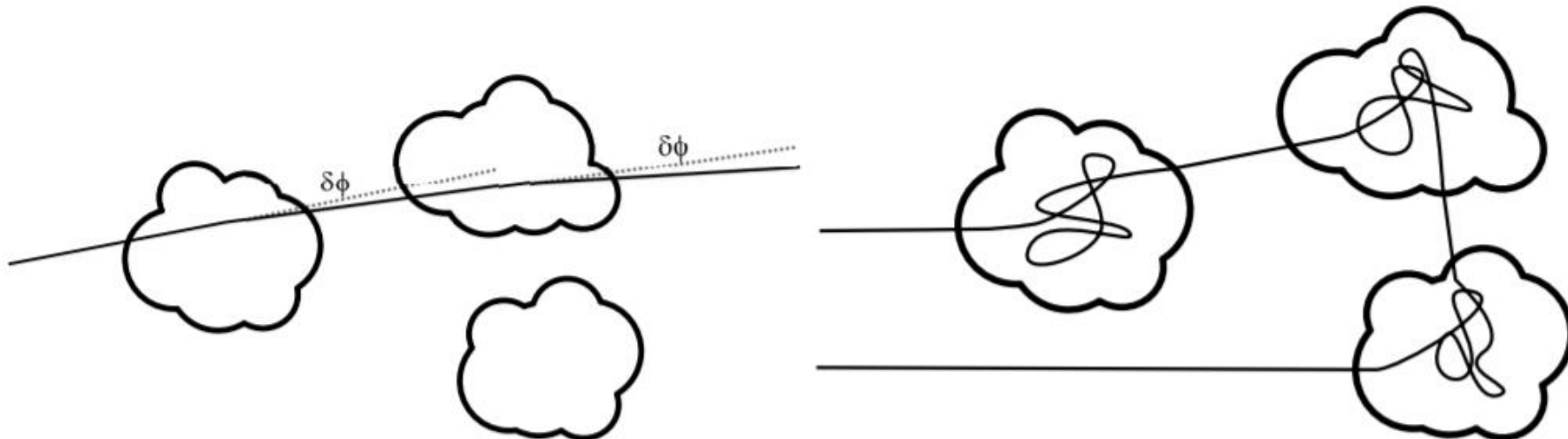


credit: Andrew Taylor

# Pohyb částic v magnetickém poli

Podle hodnoty Larmorova poloměru můžeme rozdělit šíření částice na dva případy ( $r_B$  je velikost oblasti magnetického pole)

1.  $r_L \gg r_B$  - částice není příliš ovlivněna magnetickým polem a k větším výchylkám dochází až po průchodu velkým počtem takovýchto B-polí
2.  $r_L \ll r_B$  - částice je magnetickým polem vychýlena natolik, že „zapomíná“ směr, ze kterého přiletěla a je izotropizována



- V reálném případě při šíření dochází ke stavu mezi těmito mezními případy a pro popis pohybu částice se využívá **difúzní model**

# Pohyb částic v magnetickém poli

## Difúze

- Proces, při kterém se částice pohybují náhodnými pohyby ve směru gradientu hustoty a to ve směru z větší hustoty do nižší
- Tok  $j$  částic způsobený difúzí je popsán prvním Fickovým zákonem

$$\mathbf{j} = -D\nabla n$$

$D$  ... difúzní koeficient  
 $n$  ... hustota částic

- Rychlost difúze  $D$  je dána rozptylem částic na magnetickým polích
- Změna hustoty způsobená difúzí je dána difúzní rovnicí

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \nabla \mathbf{j} = 0$$

$$\frac{\partial n(x, t)}{\partial t} = \nabla [D(x, t) \nabla n(x, t)]$$

Druhý Fickův zákon

# Pohyb částic v magnetickém poli

- Nezávisí-li  $D$  na poloze, difúzní rovnice se zjednoduší na

$$\frac{\partial n(x, t)}{\partial t} = D\Delta n(x, t)$$

- A při sféricky symetrickém řešení dostaneme

$$n(r, t) = \frac{n_0}{(4\pi Dt)^{3/2}} \exp\left(-\frac{r^2}{4Dt}\right)$$

- Poměr  $n(r, t)/n_0$  udává pravděpodobnost nalezení částice v čase  $t$  ve vzdálenosti  $r$  od středu
- Střední hodnota tohoto rozdělení udává nejpravděpodobnější vzdálenost  $R$ , ve které nalezneme částici a platí

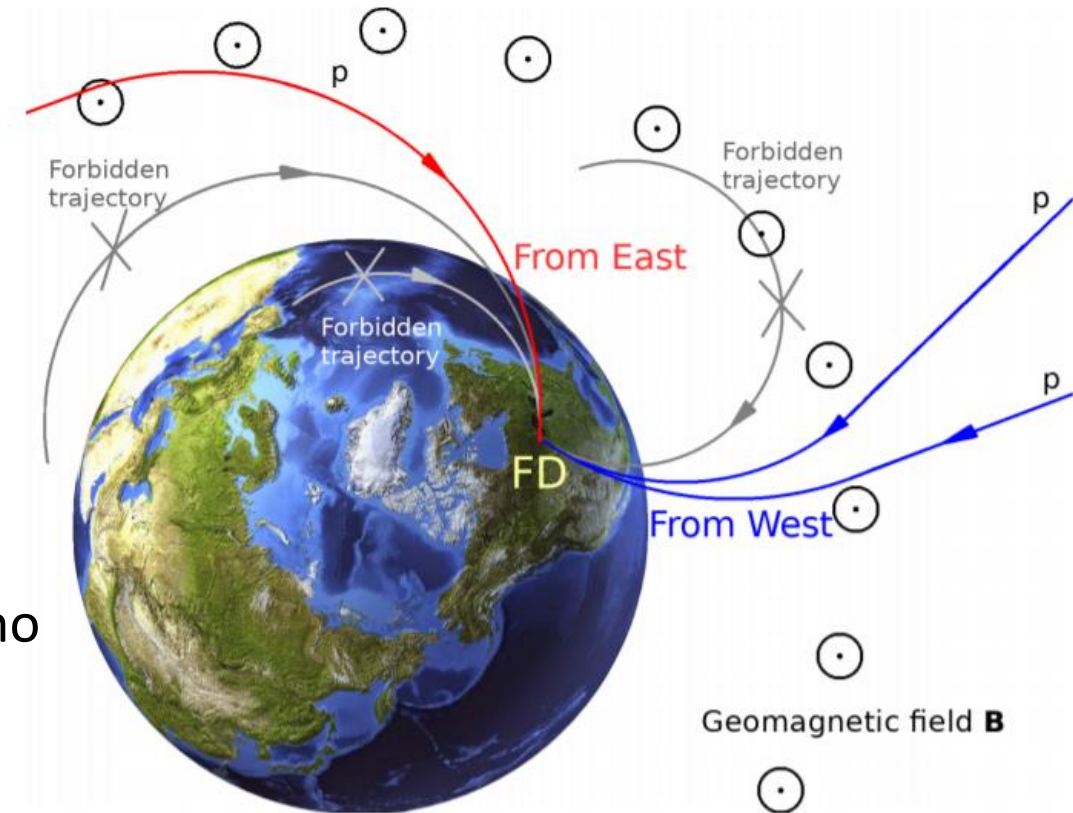
$$R \propto \sqrt{Dt}$$

⇒ vzdálenost částice od počátku roste jako  $\sqrt{t}$ , což je mnohem pomalejší než pro případ bez difúze, kde  $R \propto t$

- Analogií s náhodnou procházkou můžeme zapsat difúzní koeficient jako  $D = \frac{1}{3}\lambda v$ , kde  $v$  je rychlost částice a  $\lambda$  je střední volná dráha částice

# East-West effect

- Kosmické záření na nízkých energiích je ovlivněno magnetickým polem Země
- Tok nízkoenergetického KZ z východu by měl být potlačen ve srovnání s tokem KZ ze západu díky stínění některých drah magnetickým polem
- Tento efekt byl pozorován ve 30. letech 20. stol. a bylo tak odvozeno, že většina kosmického záření dopadajícího za Zemi má kladný náboj



# East-West effect – příklad (14)

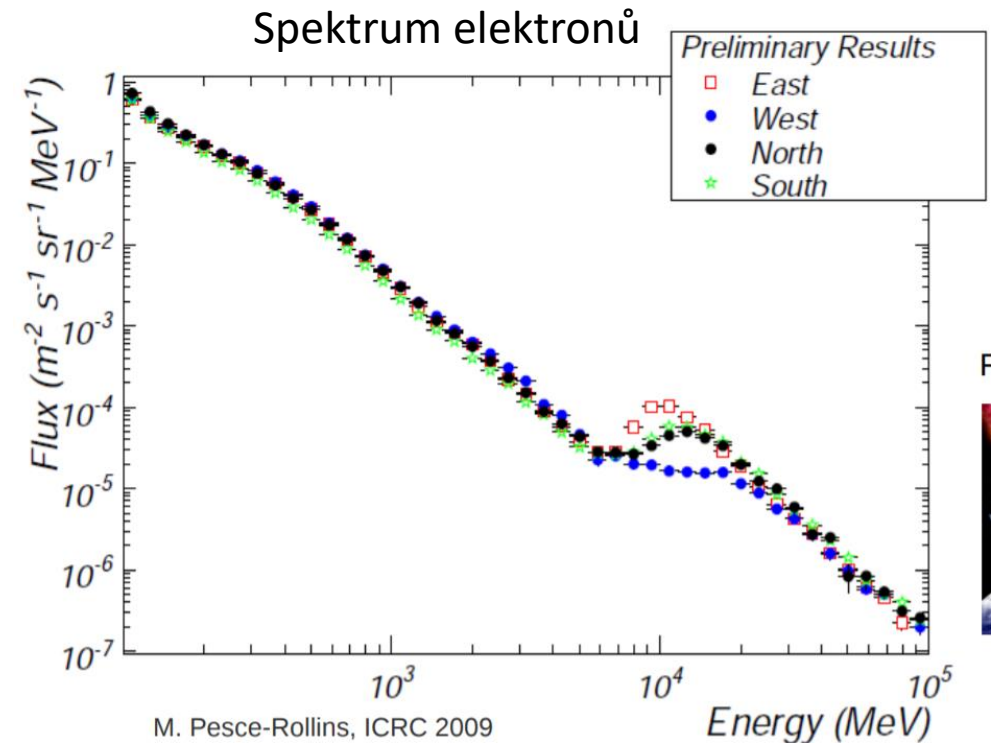
Určete minimální hybnost protonu, která je potřebná k tomu, aby mohl dosáhnout povrchu Země, pokud přichází z východního směru. (Pro jaké energie protonu je magnetické pole Země nezanedbatelné?)

Víme, že magnetický moment je  $M = 8 \cdot 10^{22} \text{ A} \cdot \text{m}^2$  a hodnota magnetického pole se vyjádří jako

$$B = \frac{\mu_0 M}{4\pi R^3}.$$

# East-West effect

- Kosmické záření na nízkých energiích je ovlivněno magnetickým polem Země
- Tok nízkoenergetického KZ z východu by měl být potlačen ve srovnání s tokem KZ ze západu díky stínění některých drah magnetickým polem
- Tento efekt byl pozorován ve 30. letech 20. stol. a bylo tak odvozeno, že většina kosmického záření dopadajícího za Zemi má kladný náboj



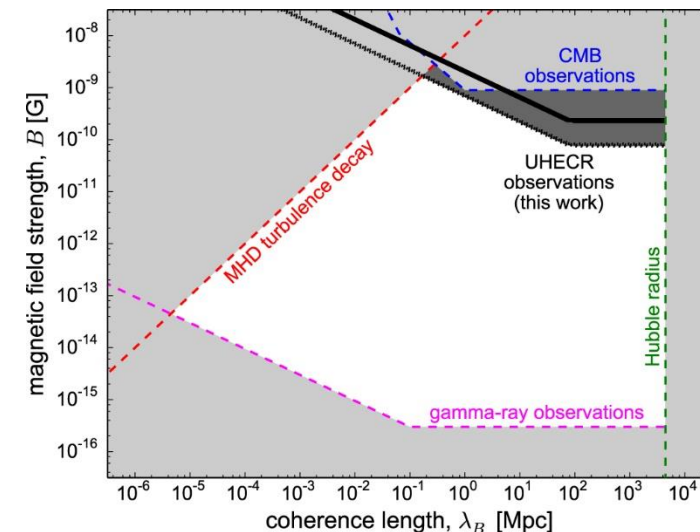
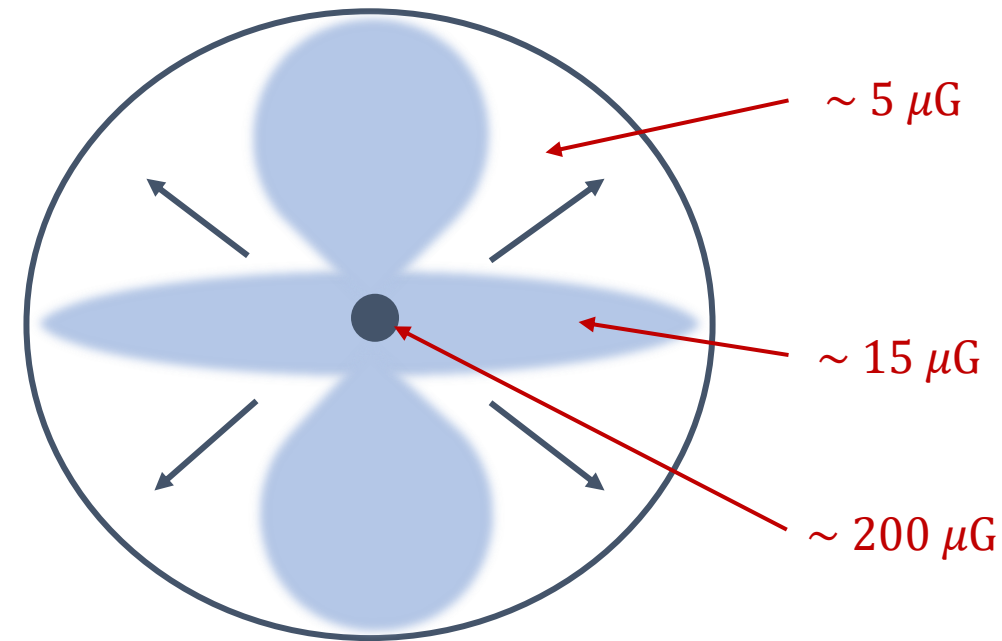
# Magnetická pole ve Vesmíru

- Galaktické magnetické pole (GMF)

- Měřitelné pomocí **synchrotronového záření**, **Faradayovy rotace** atd.
- Spirální charakter kolem galaktického disku

- Extragalaktická magnetická pole (EGMF)

- Nejasný původ a škála – složité měření (Kronberg (1994), Subramanian 2016, Vazza et al. 2017)
- Filamenty ( $\sim$  jednotky nG –  $\mu$ G) vs prázdnoty/voids (?)
- Nízkoenergetické KZ z extragalaktických zdrojů je efektivně stíněno a nemůže se dostat do Mléčné dráhy – magnetický horizont

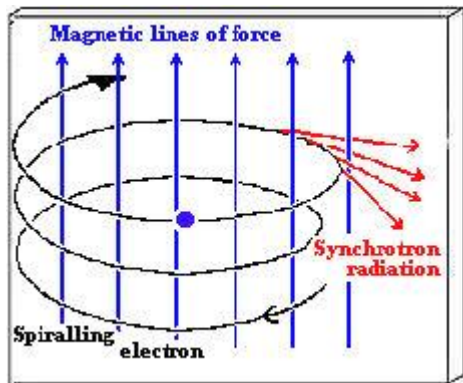


Bray & Scaife (2018)

# Synchrotronové záření


- EM záření, které je produkováno při radiálním urychlení nabité částice → spirální pohyb částic v magnetickém poli
- Relativistický případ: celkový vyzářený výkon při pohybu po kruhové dráze ( $v = const.$ )

$$P_s = \frac{e^2 c}{6\pi\epsilon_0} \frac{1}{(m_0 c^2)^2} \left(\frac{d\mathbf{p}}{d\tau}\right)^2 = \frac{e^2 c}{6\pi\epsilon_0} \frac{\gamma}{(m_0 c^2)^2} \left(\frac{d\mathbf{p}}{dt}\right)^2$$



$$\frac{dp}{dt} = p\omega = p \frac{v}{R}$$

$$P_s = \frac{e^2 c}{6\pi\epsilon_0} \frac{1}{(m_0 c^2)^4} \frac{E^4}{R^2}$$

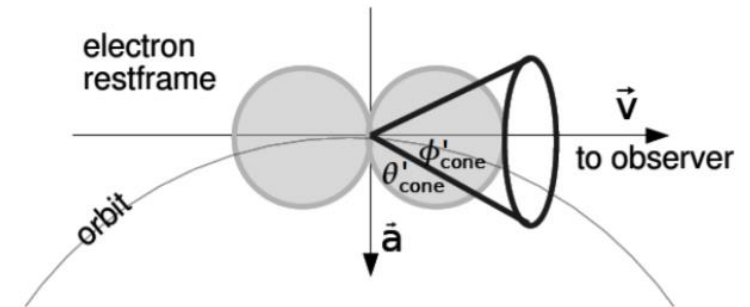
- Synchrotronové záření pro protony a elektrony:  $\frac{P_s(e)}{P_s(p)} = \left(\frac{m_p}{m_e}\right)^4 = 1,13 \cdot 10^{13}$  

# Synchrotronové záření

- Vyzářený výkon úměrný  $E^2 B^2$
- Částice s vyšší energií více vyzařují a částice o dané energii vyzařuje více v silnějším magnetickém poli → deformace spekter na vyšších energiích

- Klidová soustava částice:

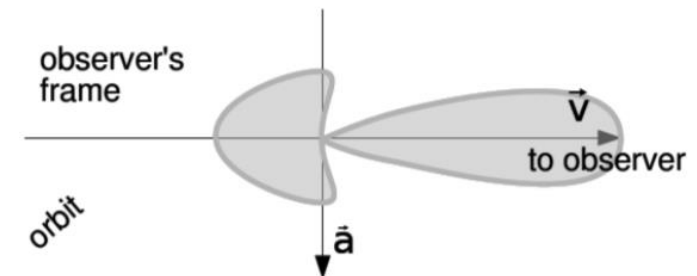
Záření má dipólový charakter  $\frac{dP}{d\Omega} \propto \sin^2 \theta'$



- Laboratorní soustava

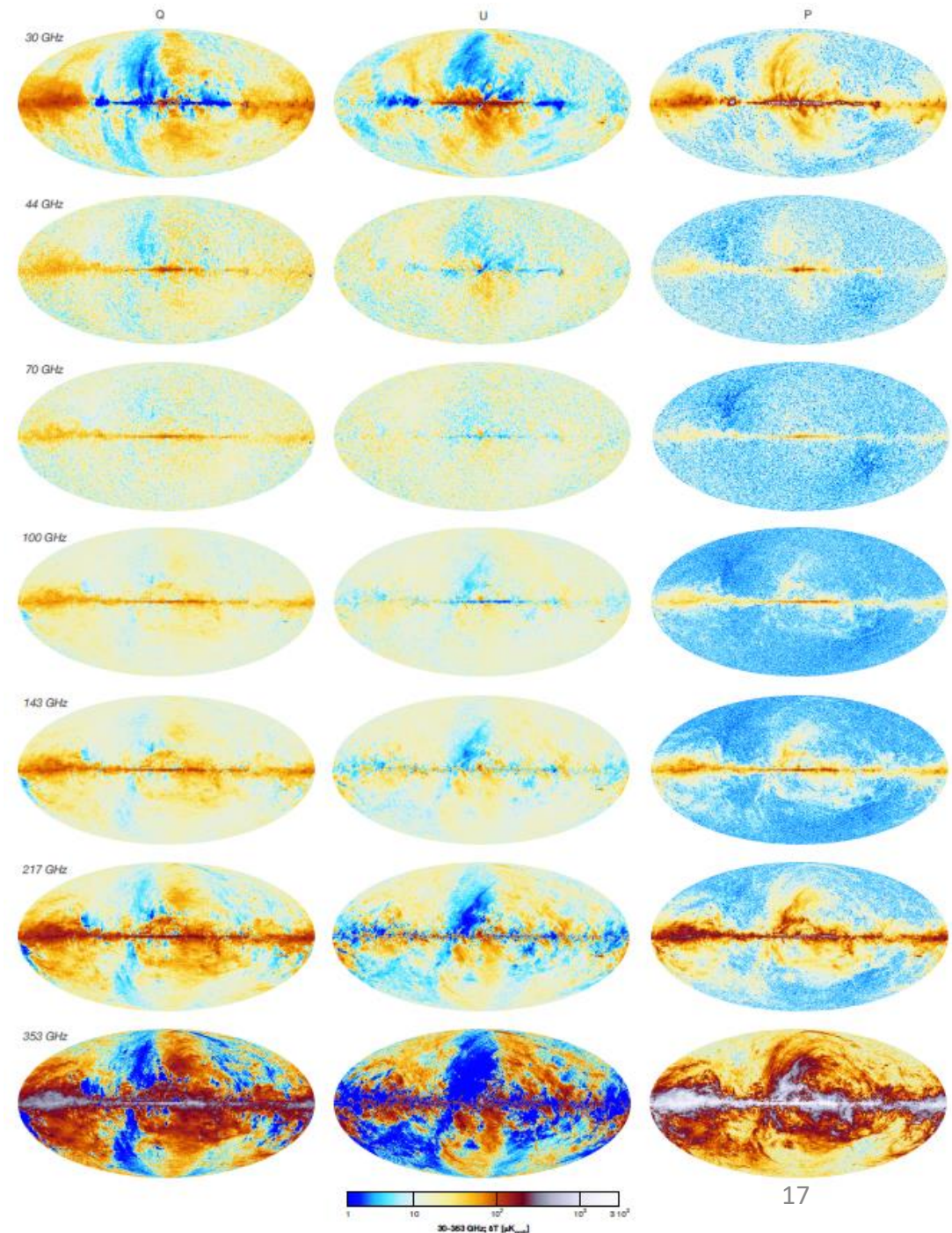
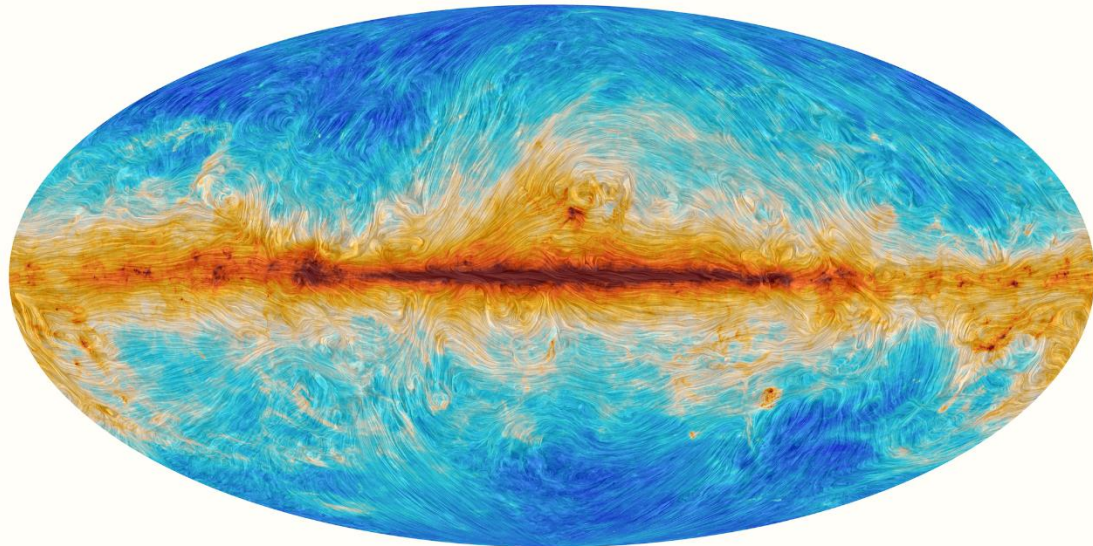
Transformace úhlů → záření emitováno v kuželi o úhlu

$$\varphi \sim \frac{1}{\gamma}$$



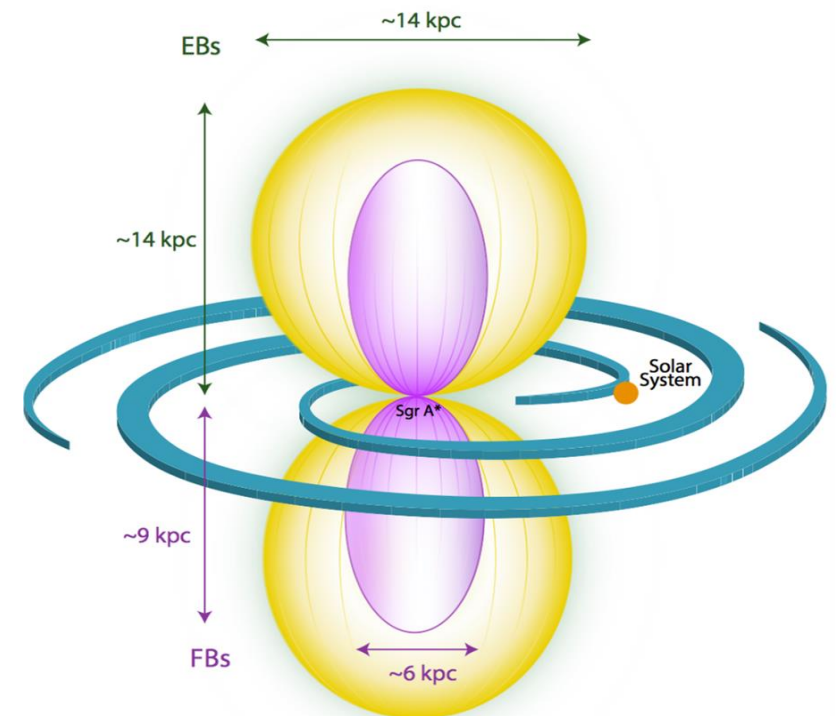
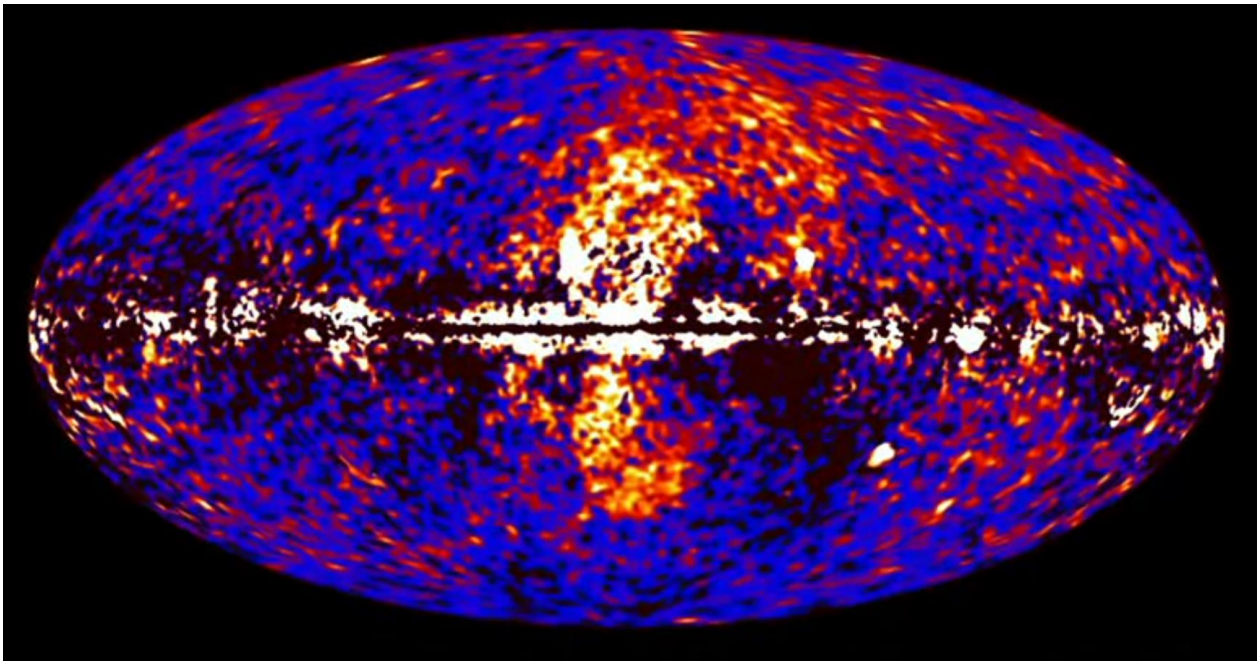
# Synchrotronové záření

- Synchrotronové záření se používá k mapování magnetického pole naší galaxie
- Výsledky sondy Planck:



# Synchrotronové záření

- Pomocí synchrotronového záření byly objeveny Fermiho bubliny v naší Galaxii (Su, M., et al. ApJ 724, 1044–1082 (2010))
- $\gamma$ -ray a  $X$ -ray emise



# Faradayova rotace

- Míra polarizace synchrotronového záření při průchodu magnetickým polem

$$\|p\| = \frac{3\gamma + 3}{3\gamma + 7}$$

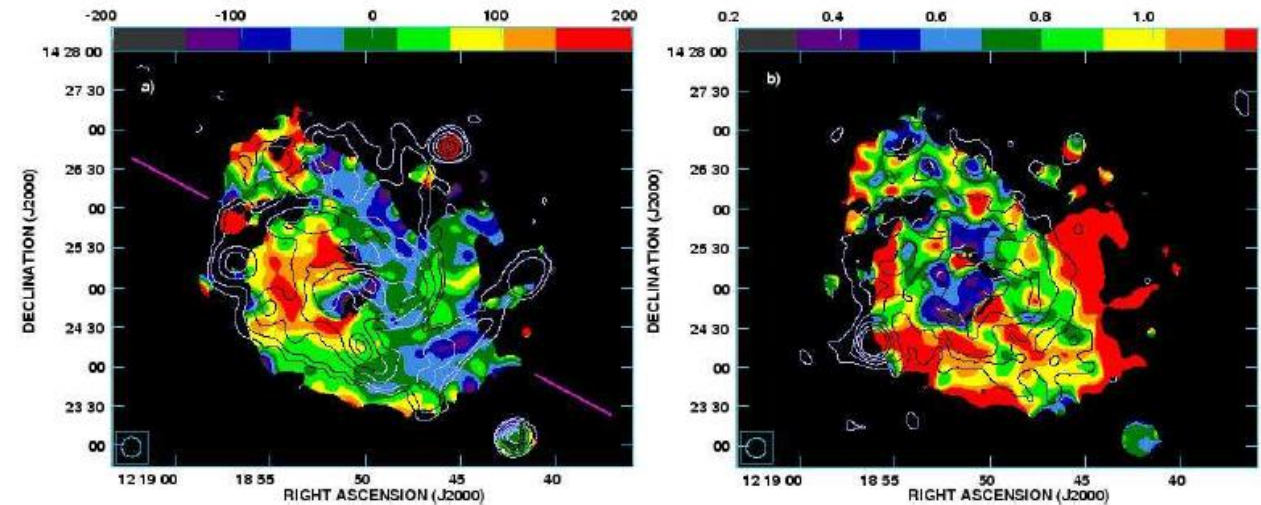
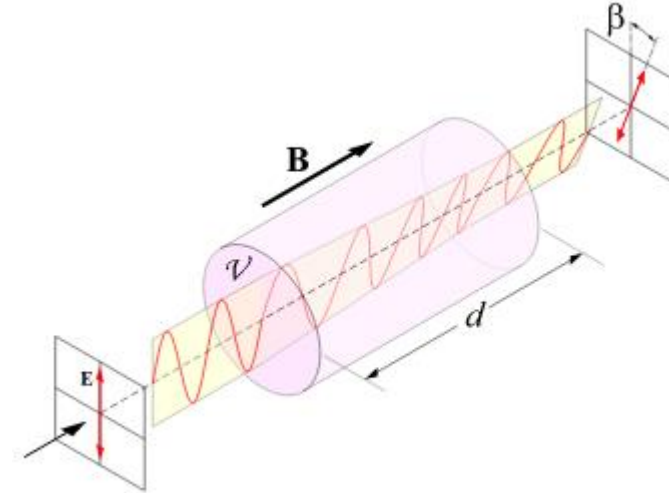
- Pro  $\gamma = 3$  je to 75%

- Stáčení roviny polarizace

$$\phi = \phi_0 + RM \cdot \lambda^2$$

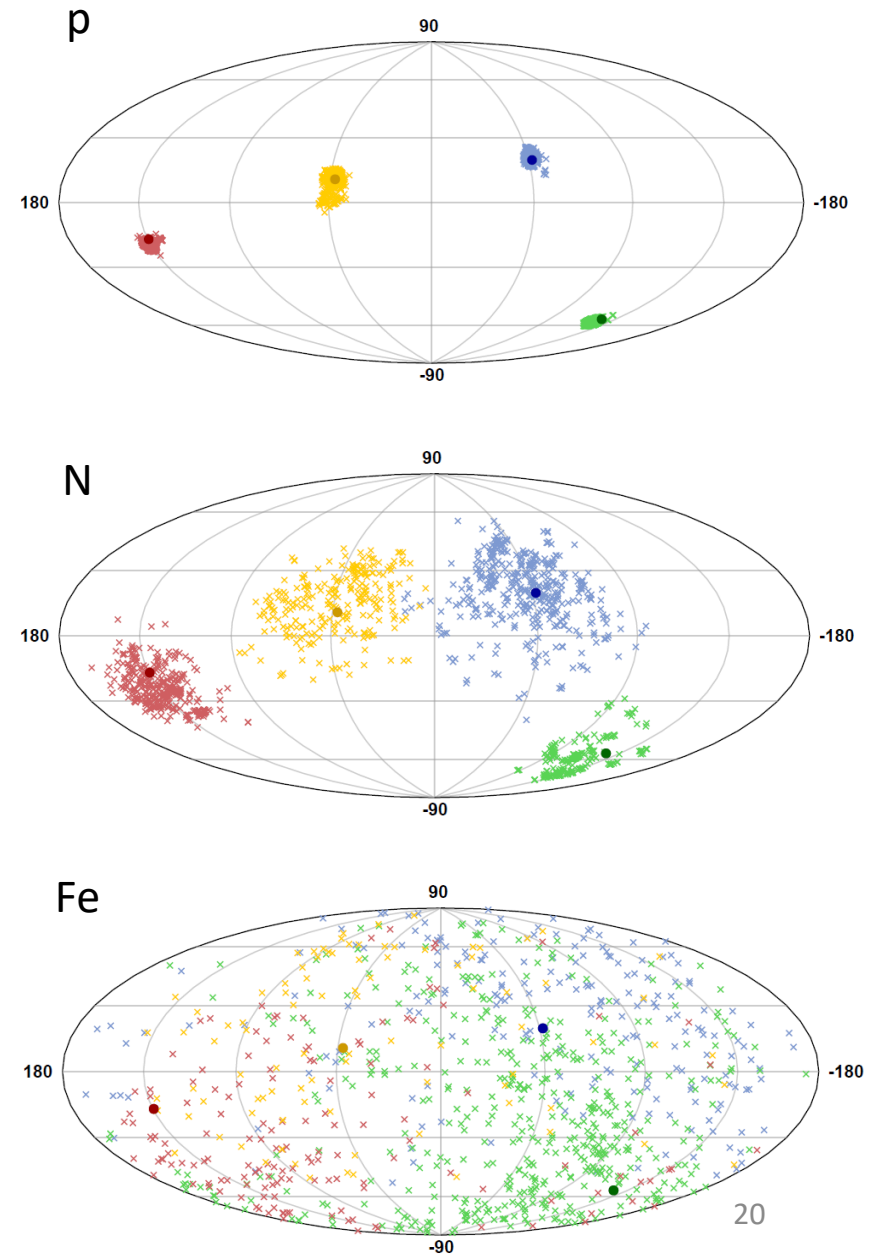
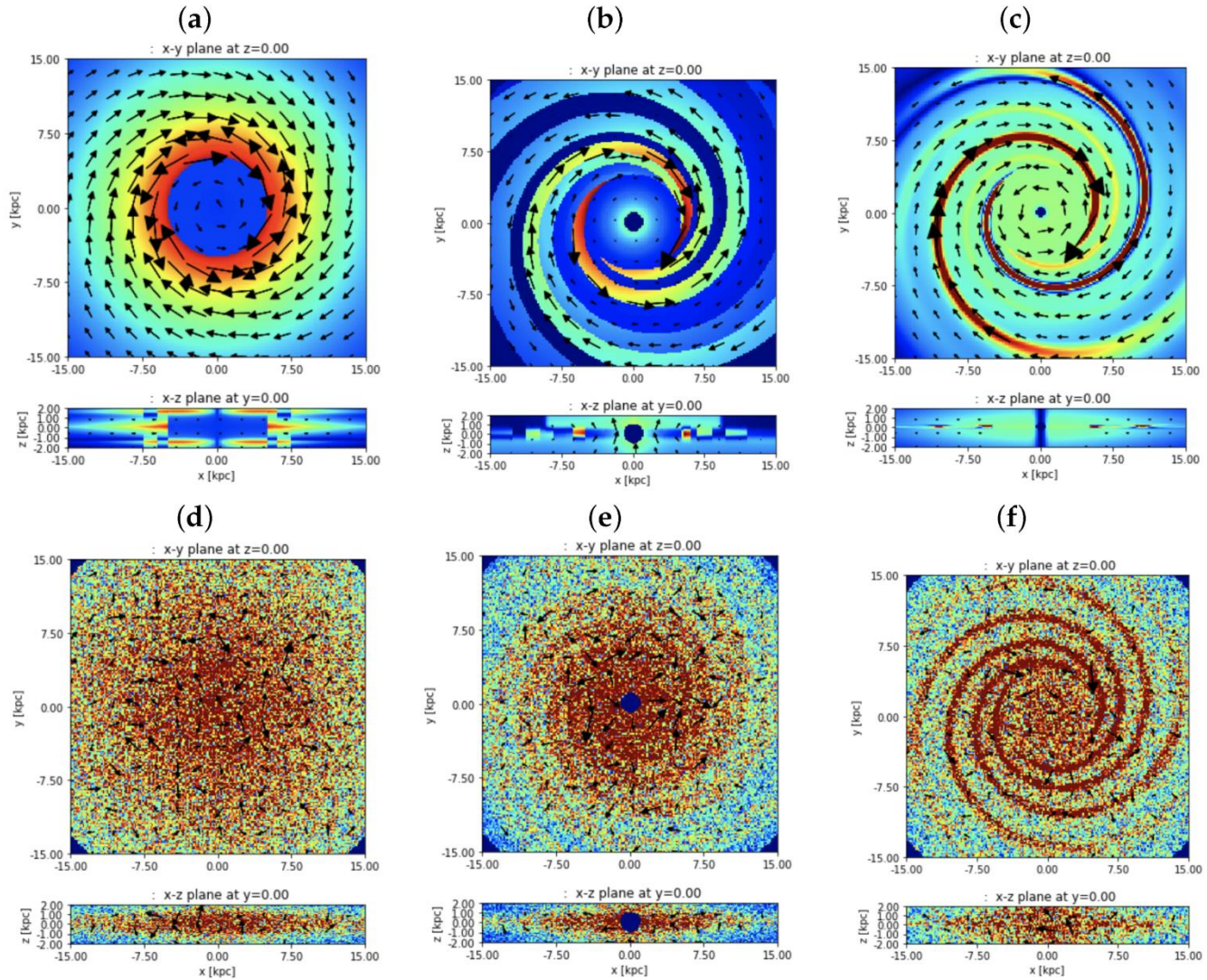
kde

$$RM = 0,81 \int_0^{l_s} n_e(l) B_{\parallel}(l) dl$$



- Poskytuje 3D informace o magnetickém poli

# Galaktické magnetické pole

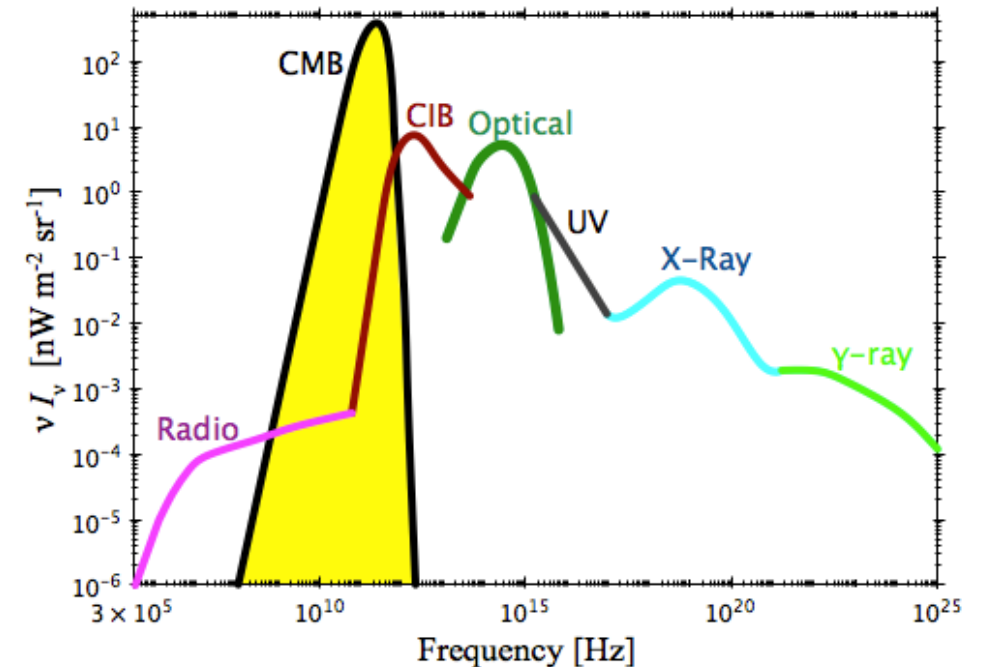


# INTERAKCE A ENERGETICKÉ ZTRÁTY KOSMICKÉHO ZÁŘENÍ



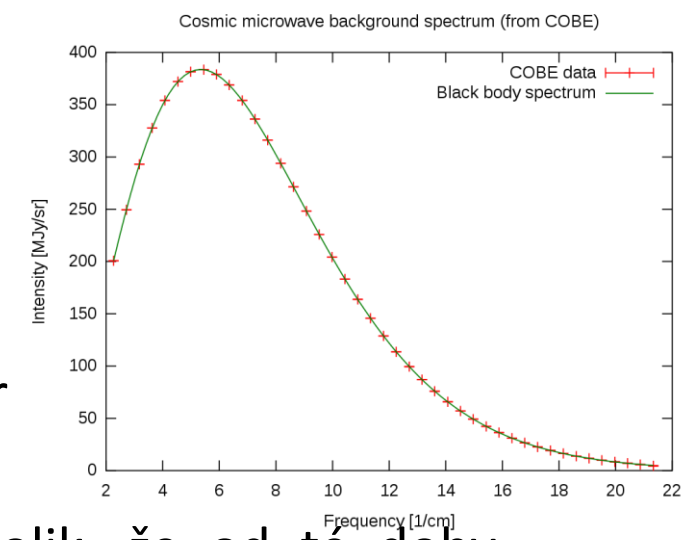
# Fotonová pozadí ve vesmíru

- Velká škála energií ( $\sim 10^{-7}$  eV -  $\sim 100$  GeV)
- EBL = extragalactic background light – všechny vlnové délky kromě CMB, fotony vzniklé při formaci hvězd, AGN ...
- EBL hraje roli při šíření vysokoenergetického kosmického záření a vysokoenergetických fotonů
- Radio není důležité do energií kosmického záření  $\gtrsim 10^{21}$  eV



# Reliktní záření (CMB)

- 1965 A. Penzias, R. Wilson objevili izotropní mikrovlnné záření
- Rekombinace = nabité elektrony a protony se vážou do neutrálních jader
  - $T_{rec} \approx 0,3 \text{ eV}$
- Absence volných elektronů zvýšila střední dlouho dráhu fotonů natolik, že od té doby neinteragovaly = decoupling fotonů od hmoty
  - $T_{dec} \approx 0,26 \text{ eV}$



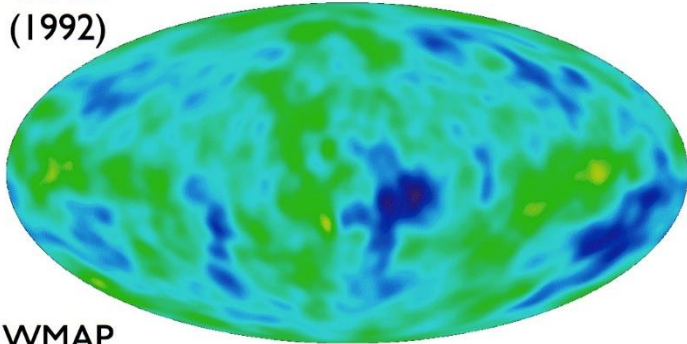
## FRIEDMANNOVA ROVNICE

$$H^2 = \left(\frac{\dot{R}}{R}\right)^2 = \frac{8\pi G \rho_{tot}}{3} - \frac{kc^2}{R^2} \quad \rho_m \propto R^{-3}, \rho_r \propto R^{-4} \quad t = t_0 \left(\frac{T_0}{T}\right)^{3/2} \quad \longrightarrow \quad \begin{array}{l} t_{rec} \approx 300\,000 \text{ let} \\ t_{dec} \approx 380\,000 \text{ let} \end{array}$$

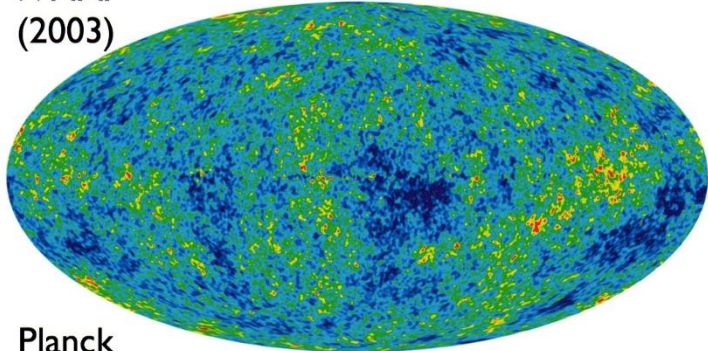
- Teplotní spektrum CMB odpovídá vyzařování absolutně černého tělesa s píkem 2,725 K
- CMB je do velké míry izotropní s velmi malými výchytkami teploty  $\frac{\Delta T}{T} \sim 10^{-5}$
- Anisotropie ukazují na perturbace hustoty hmoty na sféře posledního rozptylu

# Reliktní záření (CMB)

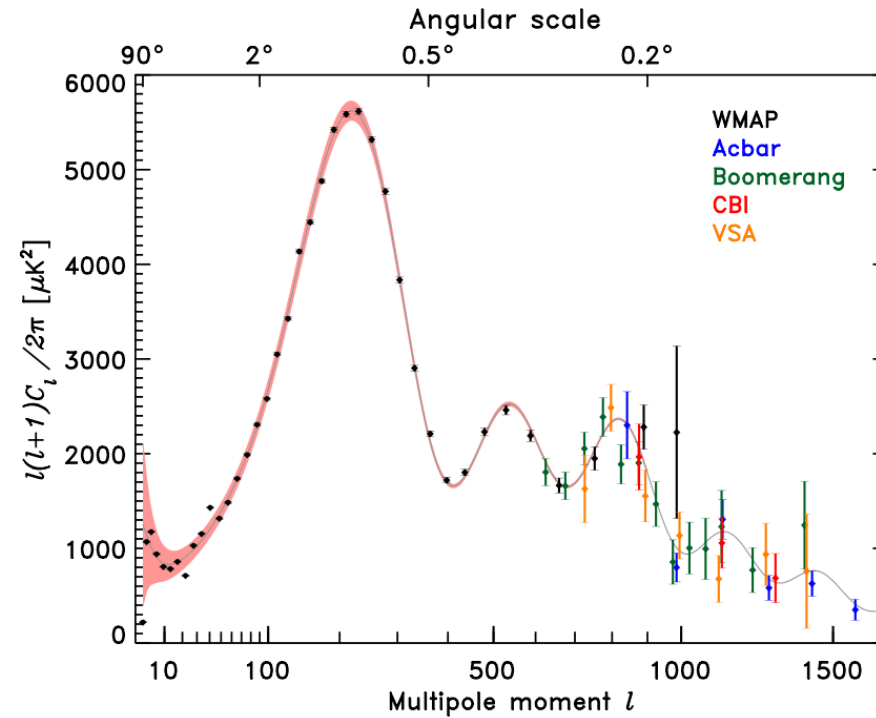
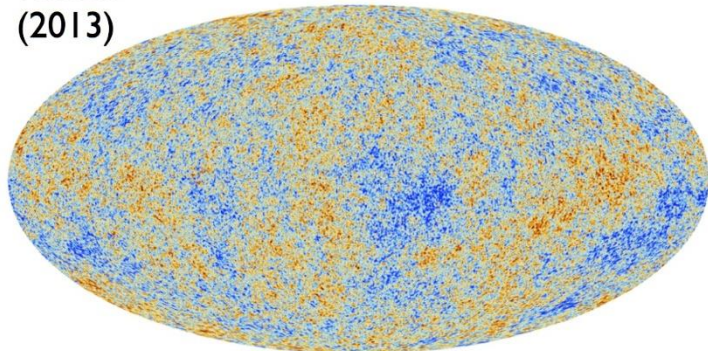
COBE  
(1992)



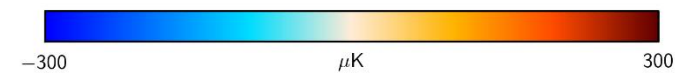
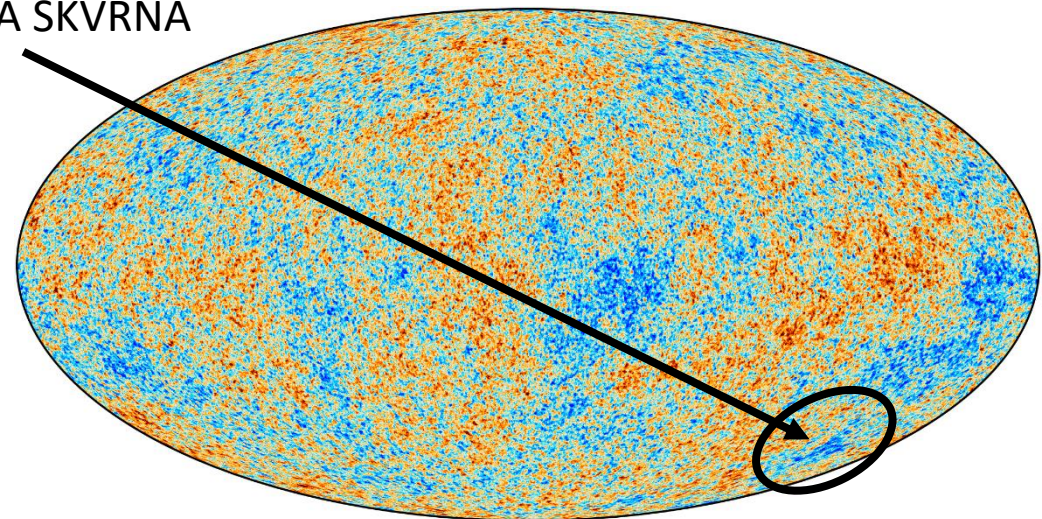
WMAP  
(2003)



Planck  
(2013)



STUDENÁ SKVRNA



# Energetické ztráty

- Tři hlavní procesy skrze něž mohou protony kosmického záření ztrácet energii
  1. Tvorba páru  $e^+ e^-$  na CMB/EBL
  2. Foto-pionová produkce na CMB/EBL
  3. Kosmologický rudý posuv
- Těžší částice kosmického záření mohou také podléhat fotodesintegraci  $\rightarrow$  tím se mění jejich složení a energie je rozdělena mezi všechny vzniklé fragmenty
- Energetické ztráty částice díky interakcím s CMB lze zapsat

$$\frac{1}{E} \frac{dE}{dt} = \langle y \sigma n_\gamma \rangle$$

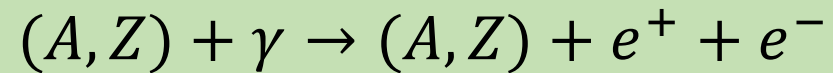
$\sigma$  ... účinný průřez reakce

$n_\gamma$  ... hustota CMB fotonů

$y = (E - E')/E$  ... energie ztracená během interakce

# Energetické ztráty – tvorba páru $e^+ e^-$

- $e^+ e^-$  pár je vytvořen v přítomnosti částice kosmického záření



- Poměrně nízká prahová energie procesu  $\sim 10^{18}$  eV, v numerických simulacích se z tohoto důvodu většinou uvažuje jako kontinuální proces
- Malé energetické ztráty
- Pro protony dominantní v rozmezí energií  $\sim (10^{18} - 7 \cdot 10^{19})$  eV

**PŘ (15):** Určete prahovou energii vysokoenergetického fotonu pro tvorbu  $e^+ e^-$  páru na CMB fotonu. Určete také relevantní absorpční délku.

**PŘ (16):** Spočítejte prahovou energii procesu  $p + \gamma_{CMB} \rightarrow p + e^+ + e^-$  na CMB (DÚ)

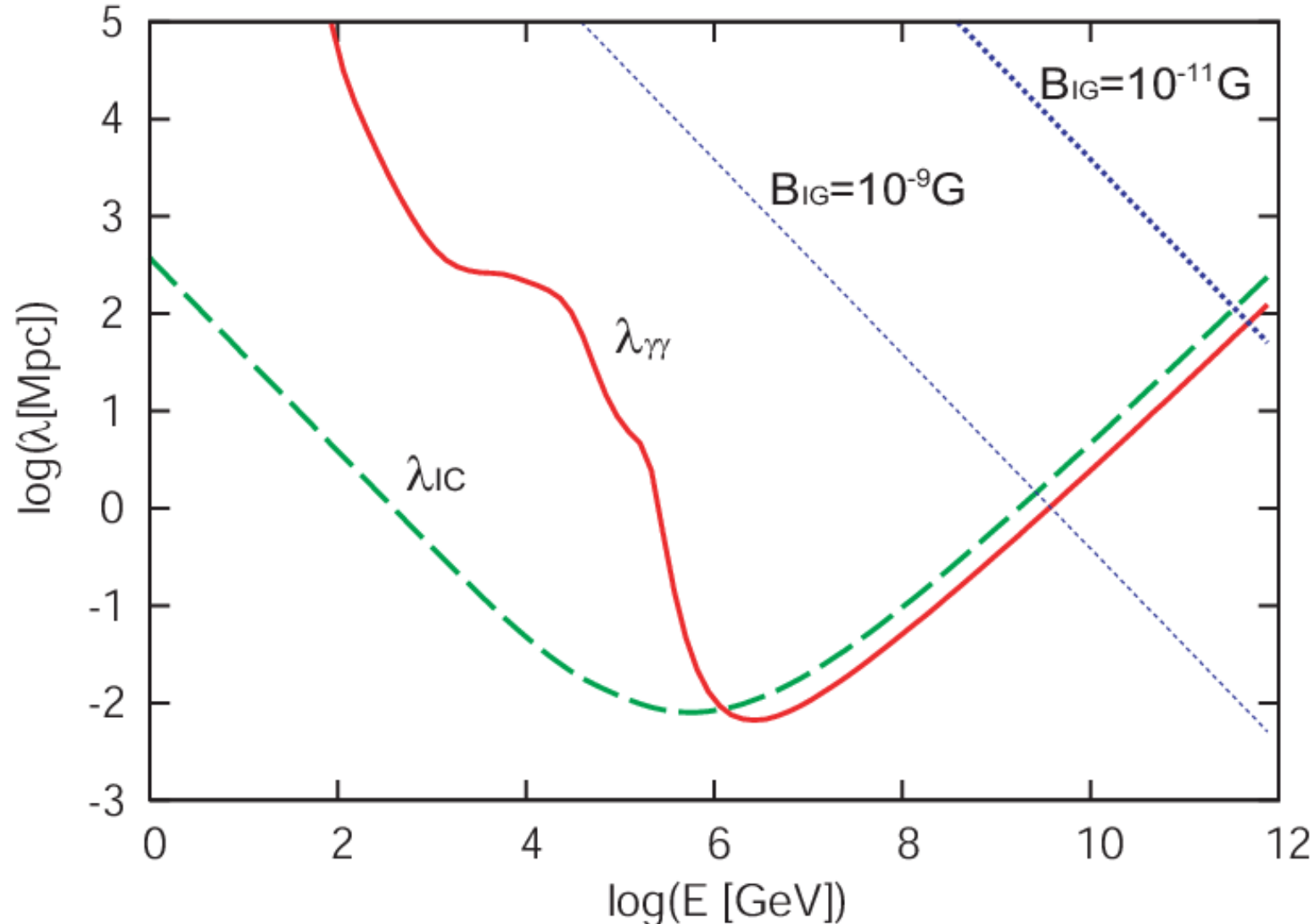
# Vysokoenergetické fotony – příklad (15)

Vysokoenergetické fotony ze vzdálených zdrojů mají energetický cut-off kvůli interakcím s fotony CMB a optickými a IR fotony, při nichž dochází k tvorbě páru  $e^+ e^-$ .

- a) Určete prahovou energii procesu.
- b) Určete relevantní absorpční délku pro hodnoty  $\sigma = 2,5 \cdot 10^{-25} \text{ cm}^2$  a  $\rho_{CMB} = 400 \text{ cm}^{-3}$ .

# Energetické ztráty – tvorba páru $e^+ e^-$

Střední volná dráha vysokoenergetických fotonů

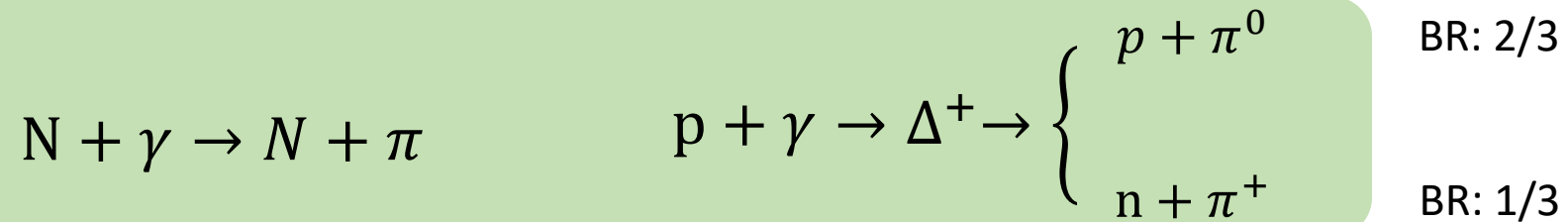


Kohta Murase, John F. Beacom 2010, arXiv:1002.3980

The mean free path of high-energy photons for pair creation and the energy loss length of electron-positron pairs for inverse-Compton in the Universe, respectively (solid and dashed lines). The dotted curves show the synchrotron cooling length for given IGMF strengths.

# Energetické ztráty – foto-pionová produkce

- Nejdůležitější energetická ztráta na ultra-vysokých energiích
- Nukleon interaguje s fotonem CMB za vzniku pionu → pion odnáší část energie



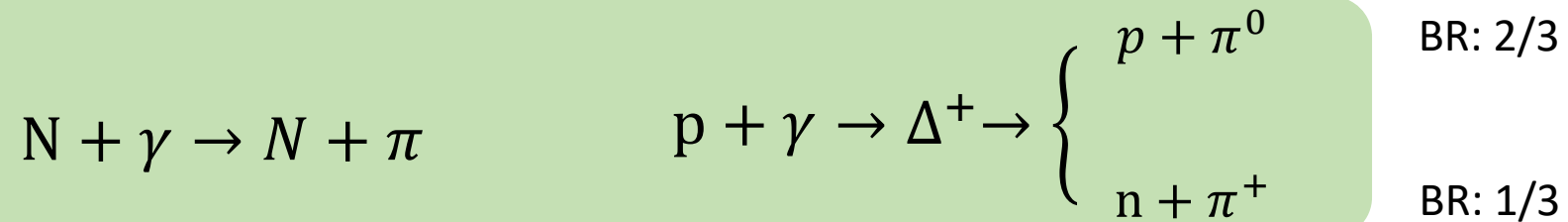
- Tento proces je zodpovědný za GZK cut-off

# GZK- příklad (17)

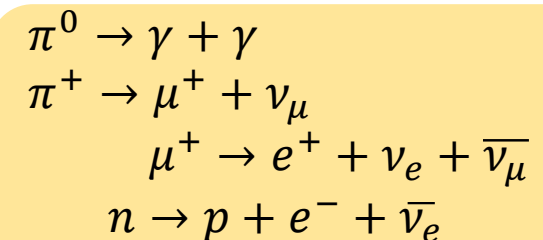
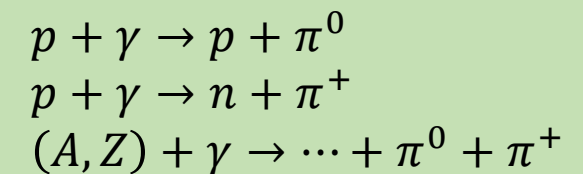
Kosmické záření interaguje s fotony CMB za vzniku pionu. K tomuto procesu dochází při vysokých energiích KZ a KZ tak ztrácí energii. Vypočítejte prahovou energii tohoto procesu pro proton.

# Energetické ztráty – foto-pionová produkce

- Nejdůležitější energetická ztráta na ultra-vysokých energiích
- Nukleon interaguje s fotonem CMB za vzniku pionu → pion odnáší část energie



- Tento proces je zodpovědný za GZK cut-off
- Vysoká prahová energie  $\sim 5 \cdot 10^{19}$  eV
- Protony s vyšší energií ze vzdáleností  $< (50-70)$  Mpc!
- Aproximace superpozičního modelu
  - prahová energie se zvyšuje s nukleonovým číslem



# Energetické ztráty – GZK

- Prudký nárůst energetických ztrát kolem  $\sim 5 \cdot 10^{19}$  eV
- Ztráty o 2 řády vyšší

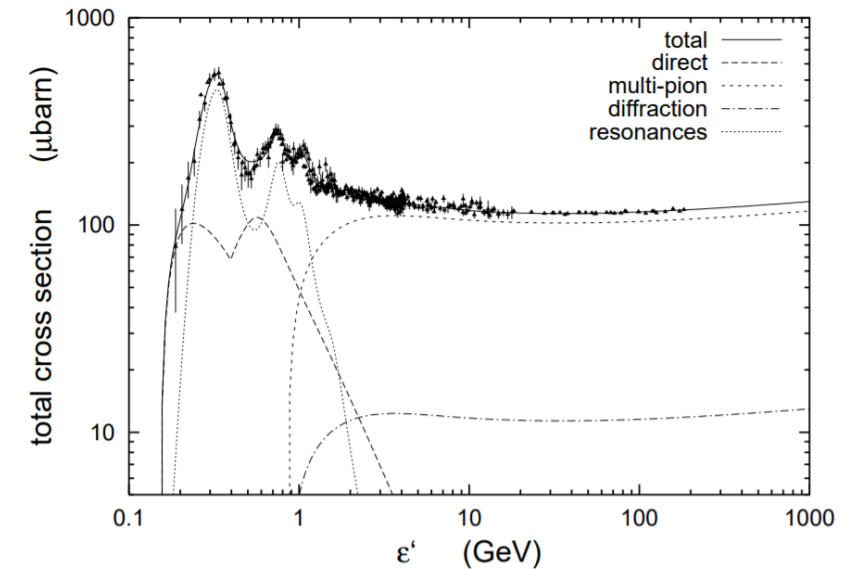
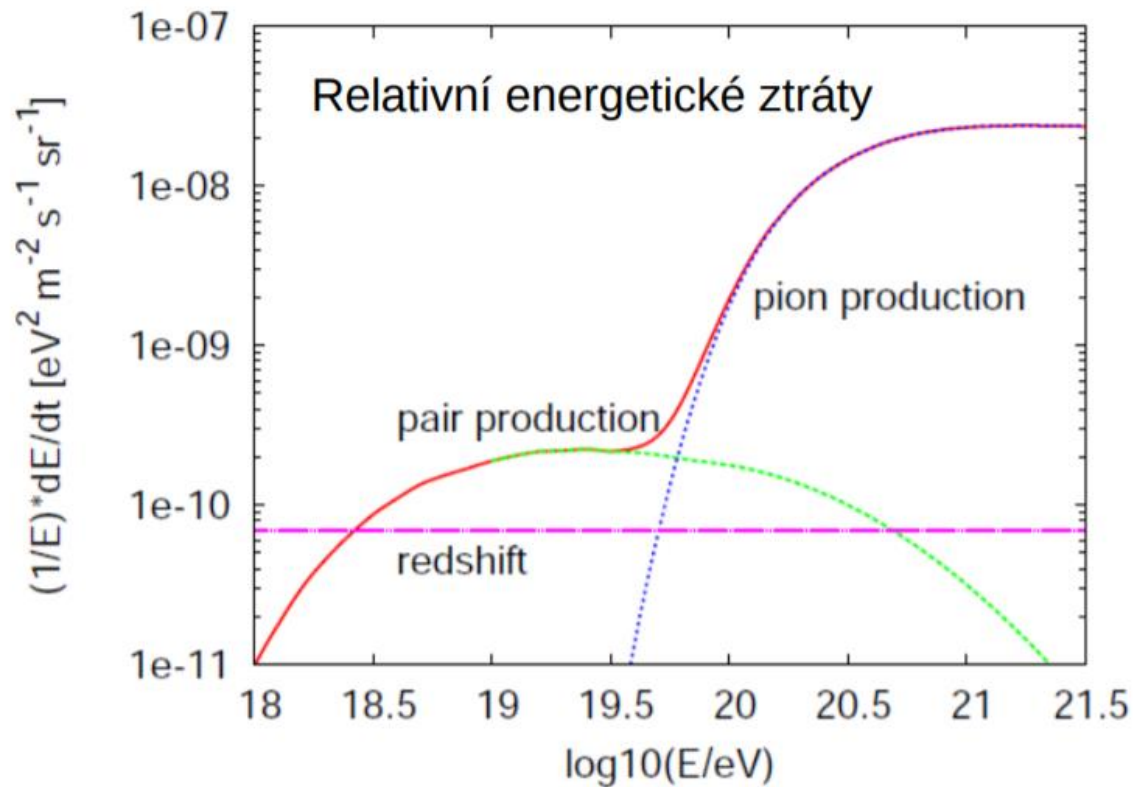
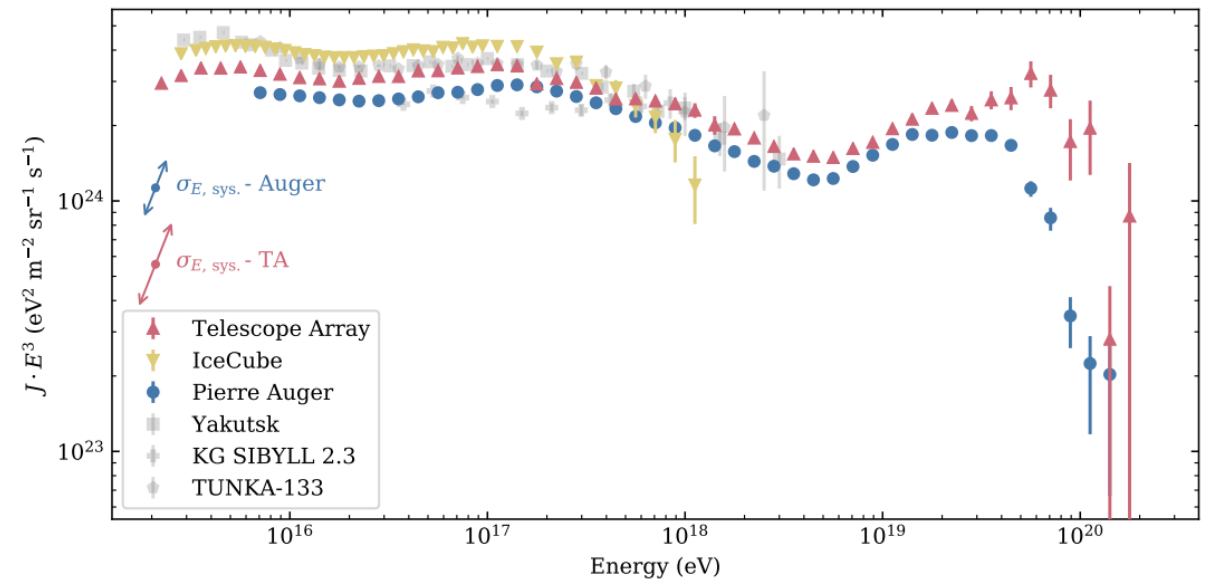
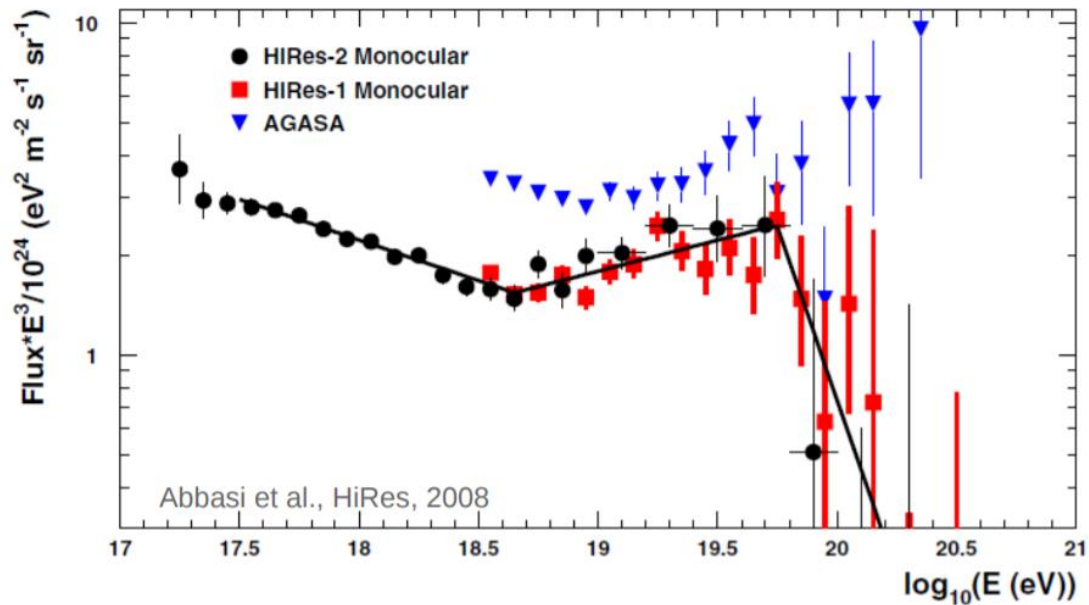


Figure 1: The total  $p\gamma$  cross section with the contributions of the baryon resonances considered in this work, the direct single-pion production, diffractive scattering, and the multipion production as a function of the photon's NRF energy ( $1 \mu\text{barn} = 10^{-30} \text{cm}^2$ ). Data are from Baldini et al. (1988).

Mücke et al. (1998)

# Energetické ztráty – GZK

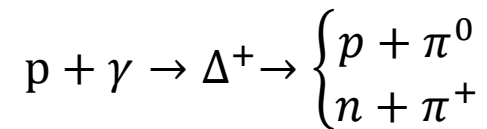
- AGASA potlačení toku na nejvyšších energiích v datech neviděla, HiRes ano
- Pozorování potlačení toku na nejvyšších energiích změřil také Auger a Telescope Array



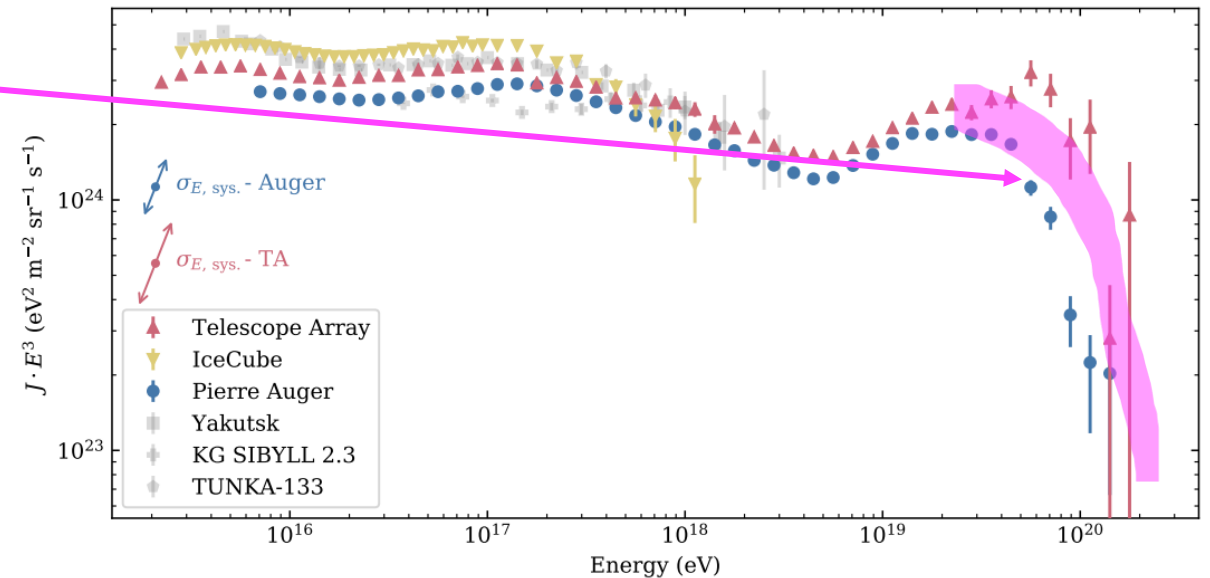
# Energetické ztráty – GZK

- AGASA potlačení toku na nejvyšších energiích v datech neviděla, HiRes ano
- Pozorování potlačení toku na nejvyšších energiích změřil také Auger a Telescope Array

Jedná se o GZK?



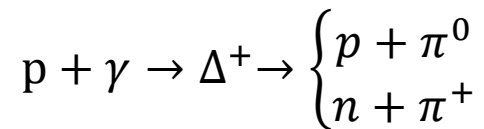
- Energie poklesu  $\approx$  energie GZK
- Maximální energie na zdrojích  $\gg E_{GZK}$
- Dominují protony



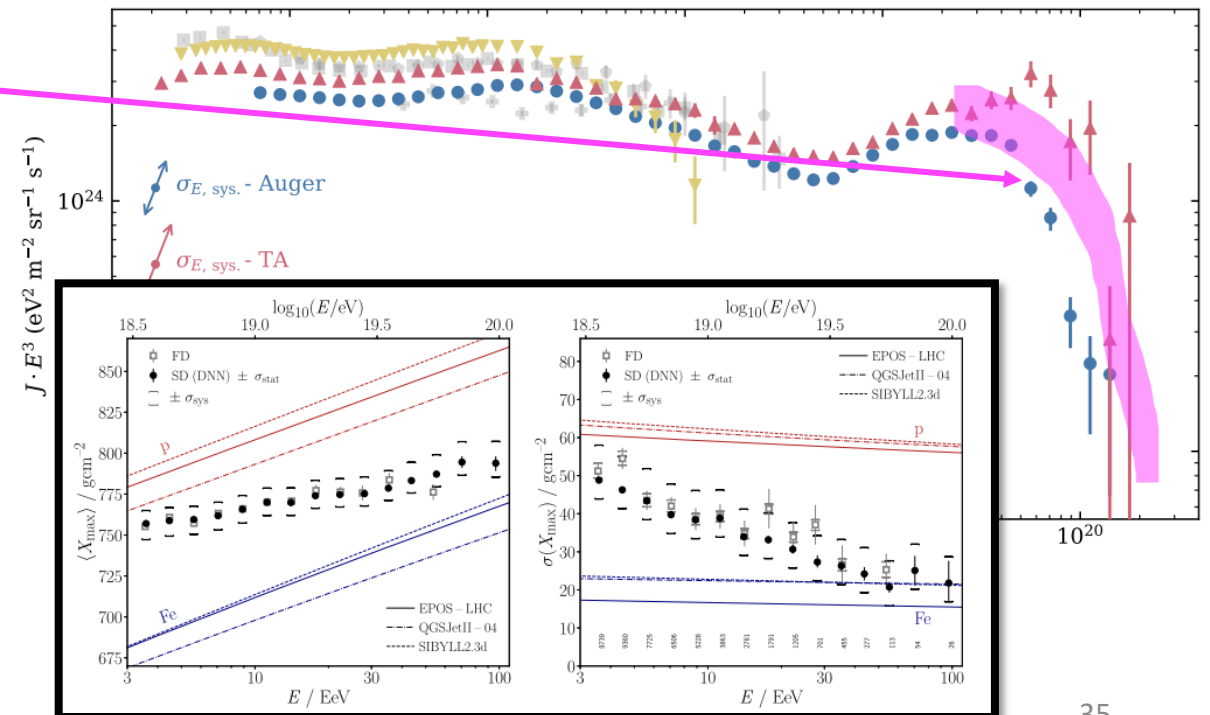
# Energetické ztráty – GZK

- AGASA potlačení toku na nejvyšších energiích v datech neviděla, HiRes ano
- Pozorování potlačení toku na nejvyšších energiích změřil také Auger a Telescope Array

Jedná se o GZK?

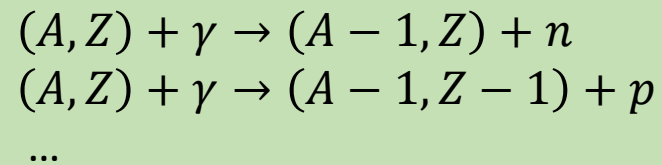


- Energie poklesu  $\approx$  energie GZK
- Maximální energie na zdrojích  $\gg E_{GZK}$
- Dominují protony



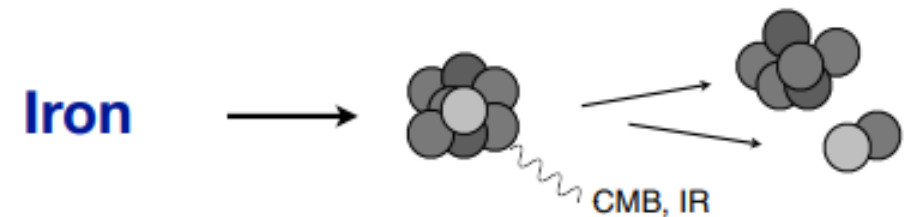
# Energetické ztráty – fotodesintegrace jader

- Kosmické záření se  $Z > 1$  může podléhat fotodesintegraci jádra
- CMB foton je absorbován v jádře  $\rightarrow$  jádro se dostává do excitovaného stavu, což může vést k fragmentaci jádra na dvě a více částí



- Při nízkých energiích fotonu dochází nejčastěji k tzv. **gigantické dipólové rezonanci**, při níž dochází převážně k emitaci jednoho nukleonu z jádra
- Efektivní energetické ztráty

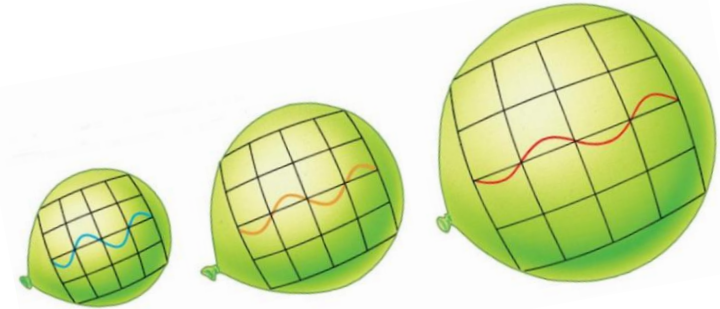
$$\frac{1}{E} \frac{dE}{dt}_{eff} = \frac{1}{A} \frac{dA}{dt} = \sum_i \frac{i}{A} R_{A,i}(E)$$



# Energetické ztráty – kosmologický rudý posuv

- Na nízkých energiích jsou dominantní energetické ztráty plynoucí z kosmologického rudého posuvu

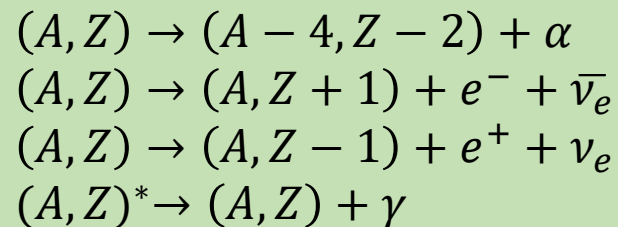
$$-\frac{1}{E} \left( \frac{dE}{dt} \right) = H_0$$



- Tyto ztráty jsou adiabatické a jsou dány rozpínáním vesmíru (liší se od Dopplerova rudého posuvu)

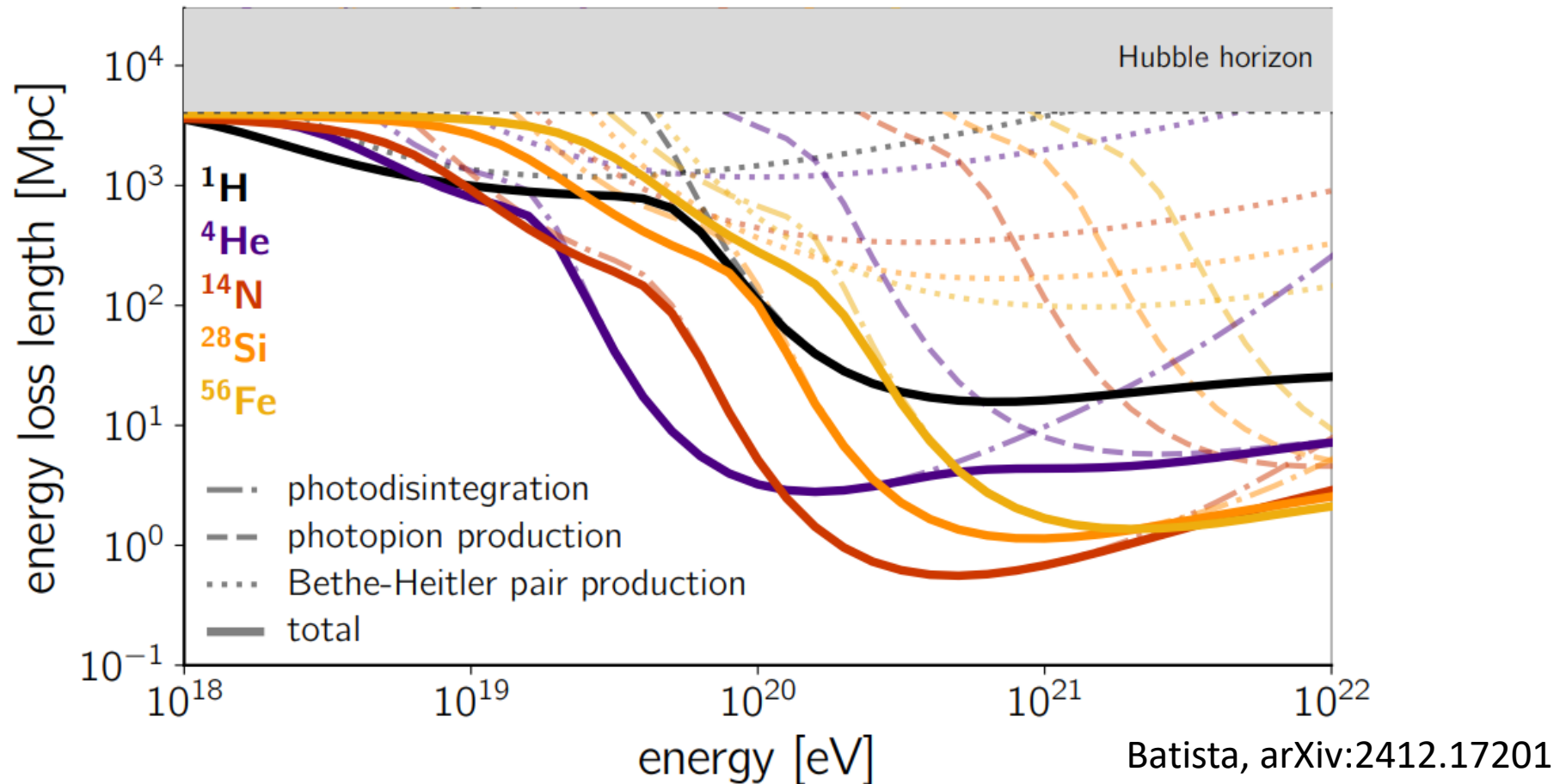
# Energetické ztráty – jaderné rozpady

- Pokud vznikne nestabilní jádro (na zdroji/během interakcí) dochází také k jaderným rozpadům



# Energetické ztráty

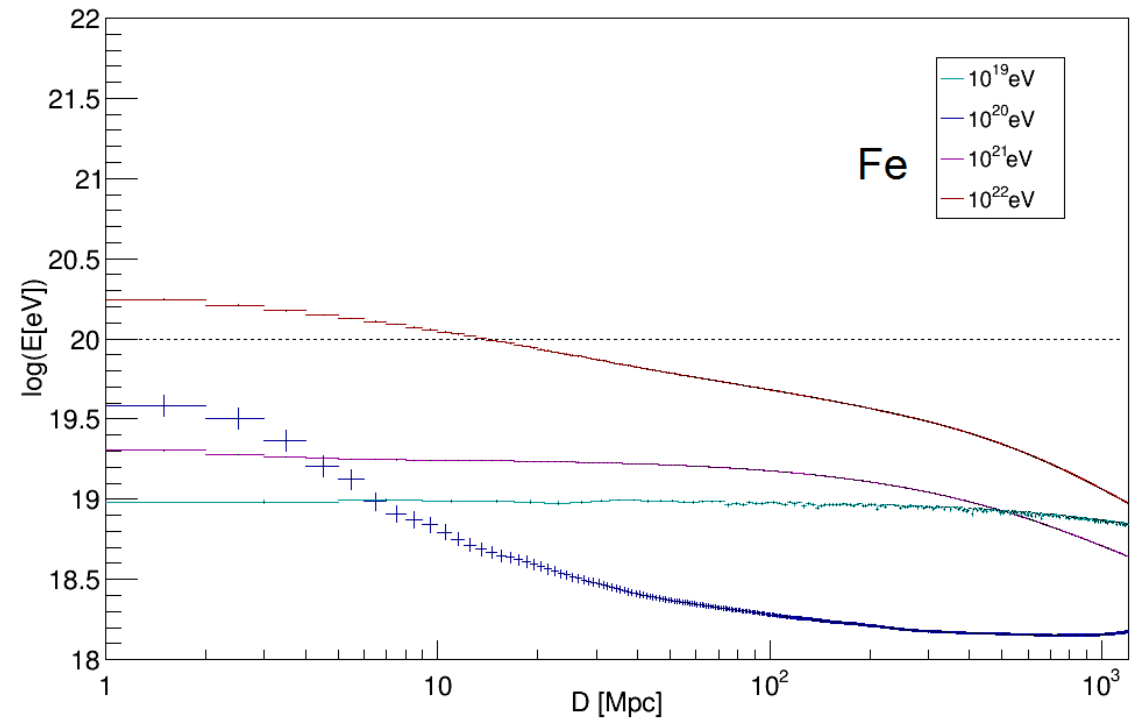
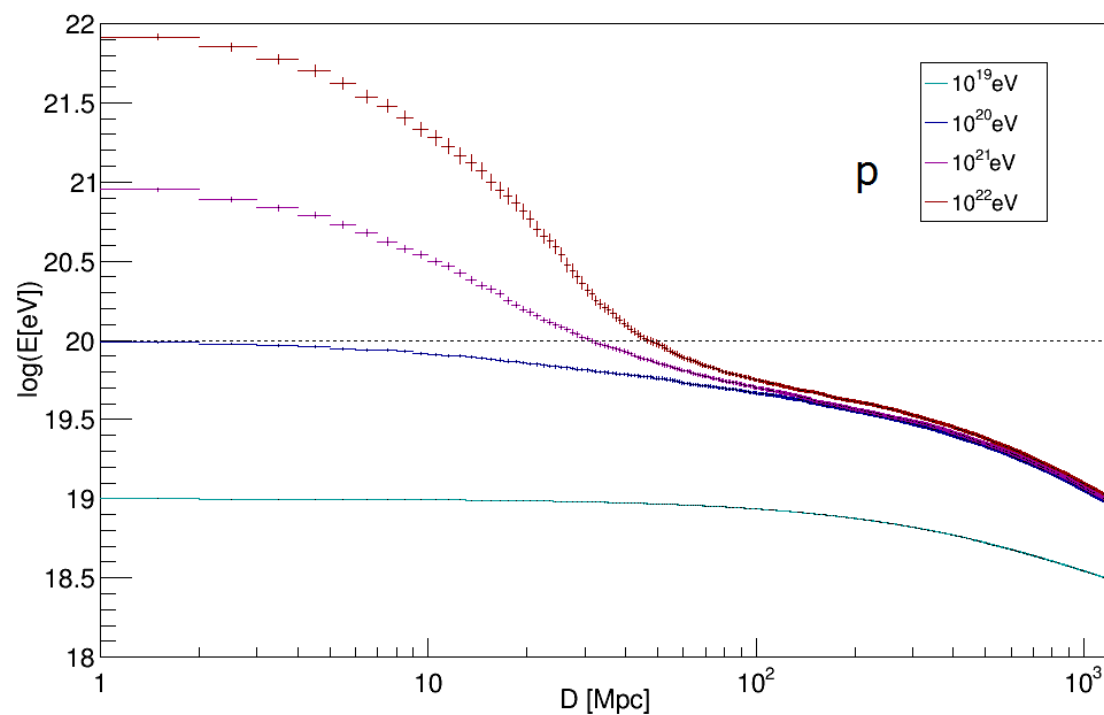
Energy loss length („radiální délka“) = vzdálenost, za kterou částice ztratí 1/e své původní energie



Energetické ztráty díky interakcím s fotony CMB jsou v naší galaxii zanedbatelné – vliv na částice kosmického záření extragalaktického původu je ale značný!

# Energetické ztráty

Energy loss length („radiční délka“) = vzdálenost, za kterou částice ztratí  $1/e$  své původní energie



Energetické ztráty díky interakcím s fotony CMB jsou v naší galaxii zanedbatelné – vliv na částice kosmického záření extragalaktického původu je ale značný!

# Transportní rovnice

## Ginzburg and Syrovatskii (1964)

Popisuje šíření kosmického záření vysokých energií, které podléhá difúzi, energetickým ztrátám, urychlováním v prostředí, kde existují zdroje částic

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \nabla[D(E)\nabla n_i] + \frac{\partial}{\partial E} [b(E)n_i] + Q_i(E) - \nabla \mathbf{v} n_i - \left( \frac{c\rho}{\lambda_i(E)} + \frac{1}{\gamma\tau_\alpha} \right) n_i + \frac{c\rho}{m} \sum_{k \geq i} \int_E^\infty dE' n_k(E') \frac{\partial}{\partial E} \sigma_{ki}(E', E)$$

# Transportní rovnice

## Ginzburg and Syrovatskii (1964)

Popisuje šíření kosmického záření vysokých energií, které podléhá difúzi, energetickým ztrátám, urychlováním v prostředí, kde existují zdroje částic

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \nabla[D(E)\nabla n_i] + \frac{\partial}{\partial E} [b(E)n_i] + Q_i(E) - \nabla \mathbf{v} n_i - \left( \frac{c\rho}{\lambda_i(E)} + \frac{1}{\gamma\tau_\alpha} \right) n_i + \frac{c\rho}{m} \sum_{k \geq i} \int_E^\infty dE' n_k(E') \frac{\partial}{\partial E} \sigma_{ki}(E', E)$$

Difúzní člen – popisuje difúzní šíření

# Transportní rovnice

## Ginzburg and Syrovatskii (1964)

Popisuje šíření kosmického záření vysokých energií, které podléhá difúzi, energetickým ztrátám, urychlováním v prostředí, kde existují zdroje částic

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \nabla[D(E)\nabla n_i] + \frac{\partial}{\partial E}[b(E)n_i] + Q_i(E) - \nabla \mathbf{v} n_i - \left(\frac{c\rho}{\lambda_i(E)} + \frac{1}{\gamma\tau_\alpha}\right)n_i + \frac{c\rho}{m} \sum_{k \geq i} \int_E^\infty dE' n_k(E') \frac{\partial}{\partial E} \sigma_{ki}(E', E)$$

Difúzní člen – popisuje difúzní šíření

**Energetické ztráty** – rychlost s jakou částice ztrácejí energii je dána funkcí  $b(E) = -\frac{dE}{dt}$

# Transportní rovnice

## Ginzburg and Syrovatskii (1964)

Popisuje šíření kosmického záření vysokých energií, které podléhá difúzi, energetickým ztrátám, urychlováním v prostředí, kde existují zdroje částic

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \nabla[D(E)\nabla n_i] + \frac{\partial}{\partial E}[b(E)n_i] + Q_i(E) - \nabla v n_i - \left(\frac{c\rho}{\lambda_i(E)} + \frac{1}{\gamma\tau_\alpha}\right)n_i + \frac{c\rho}{m} \sum_{k \geq i} \int_E^\infty dE' n_k(E') \frac{\partial}{\partial E} \sigma_{ki}(E', E)$$

Difúzní člen – popisuje difúzní šíření

Energetické ztráty – rychlost s jakou částice ztrácejí energii je dána funkcí  $b(E) = -\frac{dE}{dt}$

Zdrojový člen – v systému vznikají nové částice

# Transportní rovnice

## Ginzburg and Syrovatskii (1964)

Popisuje šíření kosmického záření vysokých energií, které podléhá difúzi, energetickým ztrátám, urychlováním v prostředí, kde existují zdroje částic

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \nabla[D(E)\nabla n_i] + \frac{\partial}{\partial E}[b(E)n_i] + Q_i(E) - \nabla v n_i - \left(\frac{c\rho}{\lambda_i(E)} + \frac{1}{\gamma\tau_\alpha}\right)n_i + \frac{c\rho}{m} \sum_{k \geq i} \int_E^\infty dE' n_k(E') \frac{\partial}{\partial E} \sigma_{ki}(E', E)$$

Difúzní člen – popisuje difúzní šíření

**Energetické ztráty** – rychlost s jakou částice ztrácejí energii je dána funkcí  $b(E) = -\frac{dE}{dt}$

**Zdrojový člen** – v systému vznikají nové částice

**Konvekční člen** – únik částic ze systému

# Transportní rovnice

## Ginzburg and Syrovatskii (1964)

Popisuje šíření kosmického záření vysokých energií, které podléhá difúzi, energetickým ztrátám, urychlováním v prostředí, kde existují zdroje částic

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \nabla[D(E)\nabla n_i] + \frac{\partial}{\partial E}[b(E)n_i] + Q_i(E) - \nabla v n_i - \left(\frac{c\rho}{\lambda_i(E)} + \frac{1}{\gamma\tau_\alpha}\right)n_i + \frac{c\rho}{m} \sum_{k \geq i} \int_E^\infty dE' n_k(E') \frac{\partial}{\partial E} \sigma_{ki}(E', E)$$

Difúzní člen – popisuje difúzní šíření

**Energetické ztráty** – rychlost s jakou částice ztrácejí energii je dána funkcí  $b(E) = -\frac{dE}{dt}$

**Zdrojový člen** – v systému vznikají nové částice

**Konvekční člen** – únik částic ze systému

**Inelastické interakce + rozpady částic** – interakce se střední volnou drahou  $\lambda$  a rozpady s poločasem rozpadu  $\tau$

# Transportní rovnice

## Ginzburg and Syrovatskii (1964)

Popisuje šíření kosmického záření vysokých energií, které podléhá difúzi, energetickým ztrátám, urychlováním v prostředí, kde existují zdroje částic

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \nabla[D(E)\nabla n_i] + \frac{\partial}{\partial E}[b(E)n_i] + Q_i(E) - \nabla v n_i - \left(\frac{c\rho}{\lambda_i(E)} + \frac{1}{\gamma\tau_\alpha}\right)n_i + \frac{c\rho}{m} \sum_{k \geq i} \int_E^\infty dE' n_k(E') \frac{\partial}{\partial E} \sigma_{ki}(E', E)$$

Difúzní člen – popisuje difúzní šíření

**Energetické ztráty** – rychlost s jakou částice ztrácejí energii je dána funkcí  $b(E) = -\frac{dE}{dt}$

**Zdrojový člen** – v systému vznikají nové částice

**Konvekční člen** – únik částic ze systému

**Inelastické interakce + rozpady částic** – interakce se střední volnou drahou  $\lambda$  a rozpady s poločasem rozpadu  $\tau$

**Fragmentace těžších jader** na částicích v mezihvězdném prostoru s hmotností  $m$  a hustotou  $\rho$