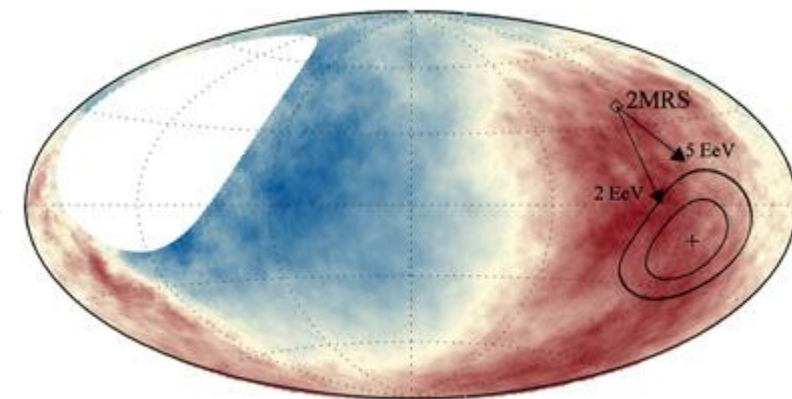
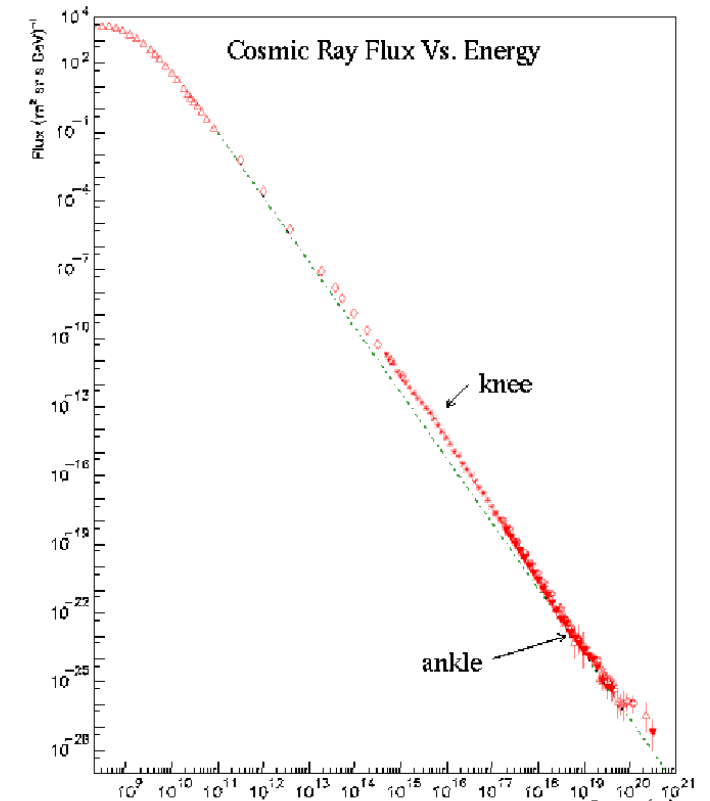


# Zdroje a urychlování kosmického záření

# Urychlování KZ

- Energetické spektrum klesá mocnině skrze několik řádů energie s pouze malými odchylkami spektrálního indexu
  - Klesá jako  $\sim E^{-3}$
  - Změny spektrálního indexu napovídají o změně složení/urychlovacích mechanismů/efektů šíření KZ
  - Koleno  $\sim 3 \cdot 10^{15}$  eV
  - Kotník  $\sim 5 \cdot 10^{18}$  eV
  - Podobné procesy urychlování na všech energiích, rozdíly spektrálních indexů jsou velmi malé
- Kosmické záření za kolenem pravděpodobně extragalaktického původu
- V naší galaxii nejsou zdroje schopné urychlit KZ na nejvyšší energie (nevidíme anisotropie ve směru galaktického centra)
- Mimo galaktické a extragalaktické KZ existuje i KZ pocházející ze Slunce („nízké“ energie – až několik GeV)



# Urychlování KZ

- Netermální urychlování – částice ideálního plynu mají kinetickou energii za teploty  $T$

$$E_k = \frac{3}{2} kT$$

To pro energii 1 MeV odpovídá teplotě kolem  $10^{10}$  K !

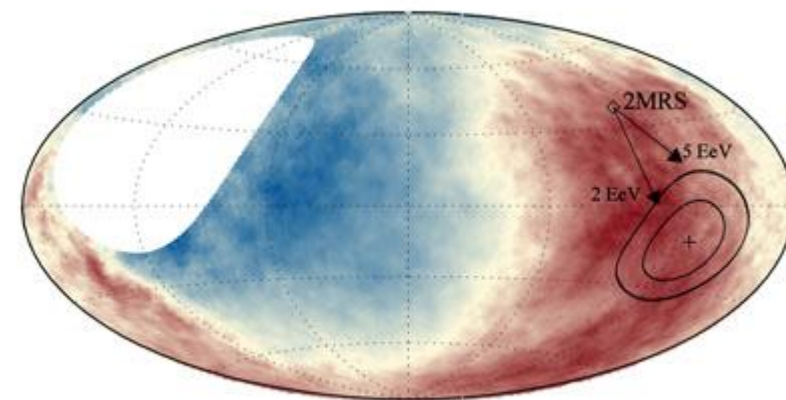
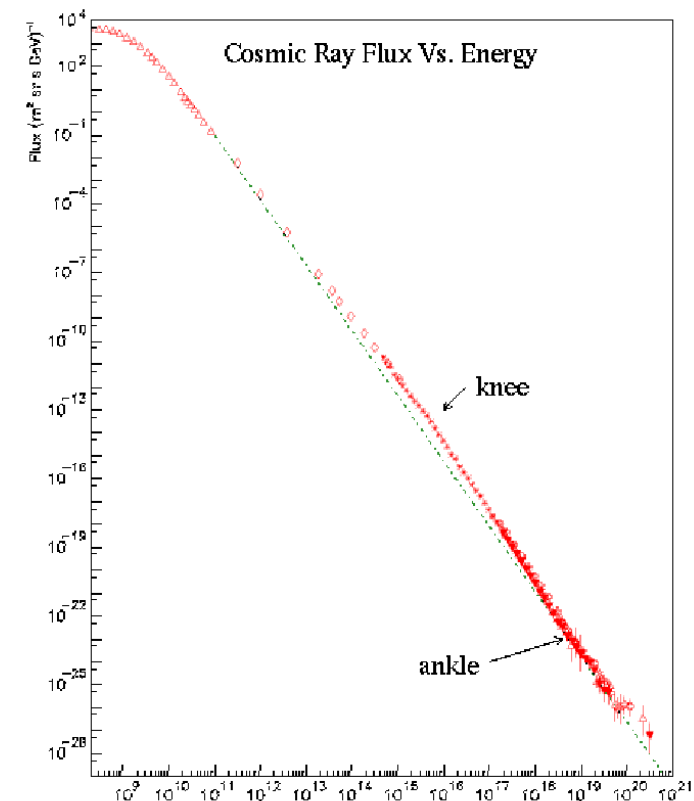
- Dostatečná síla zdroje  $\sim 3 \cdot 10^{40}$  erg/s (při frekvenci výbuchů supernov v naší galaxii 1x za 30 let je výkon supernov  $\sim 3 \cdot 10^{42}$  erg/s )
- Rozdělení teorií urychlování kosmického záření

## 1. Bottom-up

Částice jsou urychleny postupně z nižších na vyšší energie kolem klasické hmoty (neexotická hmota)

## 2. Top-down

Částice KZ vznikají rozpadem exotických supertěžkých částic (tyto scénáře pravděpodobně vyloučeny, nepozorujeme extrémně energetické gamma)



# Urychlování KZ

- Hillasovo kritérium:

- Orbita částice o poloměru  $r_L$  se musí vejít do urychlovače s poloměrem  $R_S$

$$r_L = \frac{E}{ZeB} \leq R_S$$

$$E_{max} = ZeBR_S$$

- Horní limit pro energii - nebere v potaz energetické ztráty, zdroje navíc nemívají 100% účinnost

- Blandfordův argument:

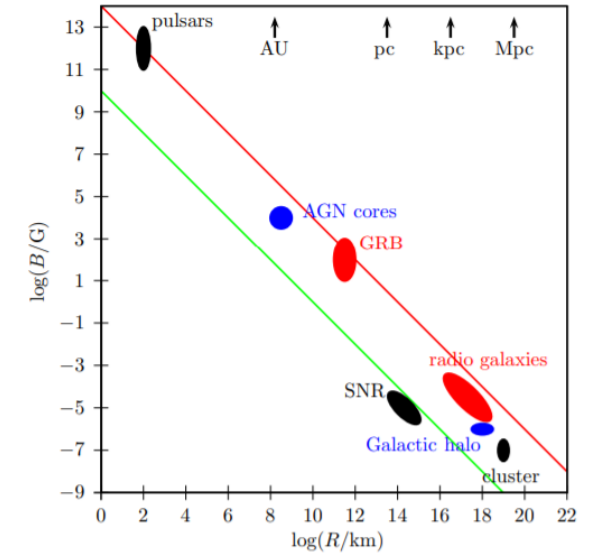
- K urychlení protonu na energii  $10^{20}$  eV vyžaduje potenciálový rozdíl  $U = 10^{20}$  V
- Minimální luminosita takového zdroje (za předpokladu  $R = 1000 \Omega$ ):

$$L = UI = \frac{U^2}{R} \gtrsim 10^{37} \text{ W} = 10^{44} \text{ erg/s}$$

- Ze znalosti toku na Zemi známe emisivitu zdrojů  $\mathcal{L}$ , která určuje energetický výkon za jednotku času a objemu  $\rightarrow$  z tohoto získáme horní odhad hustoty UHECR zdrojů  $n_S$  schopných urychlit protony na energii větší než  $10^{20}$  eV

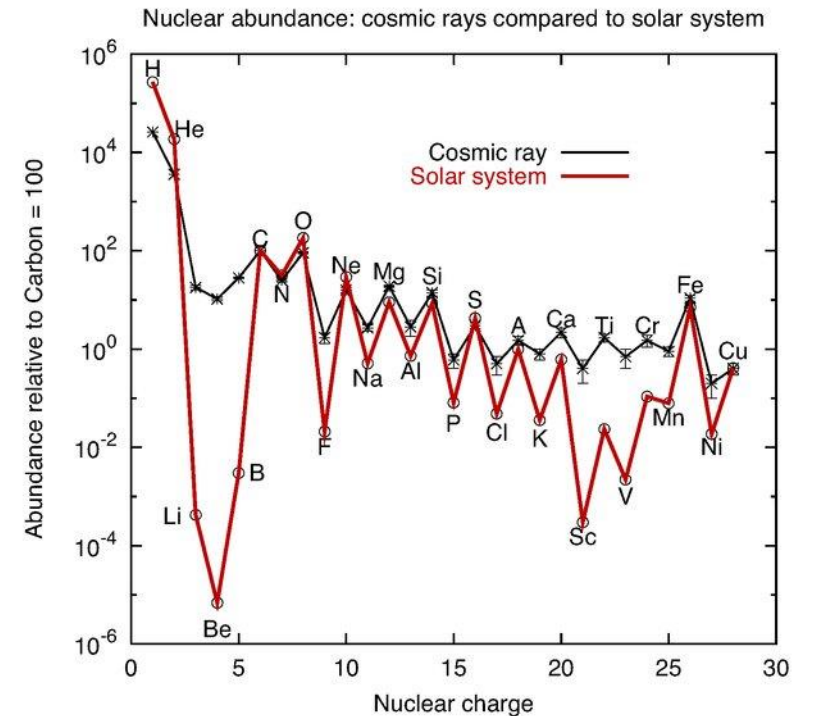
$$\mathcal{L} \sim 3 \cdot 10^{46} \text{ erg/Mpc}^3\text{yr} \quad n_S < \mathcal{L}/L \sim 10^{-5}/\text{Mpc}^3$$

- Hustota klasických galaxií  $n_S \sim 10^{-2}/\text{Mpc}^3$



# Zastoupení prvků: *kosmické záření vs. Sluneční soustava*

- Sudo-lichý efekt (jádra se sudými Z a A jsou silněji vázaná)
- Obecně velká shoda → ukazuje na bottom-up urychlování
- Velká shoda pro zastoupení C, N, O, Fe – sluneční původ?
- Výrazně větší zastoupení Li, Be, B než ve Sluneční soustavě, tyto prvky vznikají spalací C, N, O, (Si) během šíření od zdroje na Zemi (interakce s mezihvězdným vodíkem)
- Obdobně vyšší zastoupení Sc, Ti, V a Mn je dáno spalací Fe a Ni



# Přímé urychlování elektrickým polem

- Elektrická pole jsou ve vesmíru na makroskopických měřítkách efektivně stíněná, díky přítomnosti vidového plazmatu → přímé urychlování elektrickým polem není možné

$$\langle \mathbf{E} \rangle = 0$$

- Debyova délka = vzdálenost, za kterou jsou již magnetická pole efektivně odstíněna

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 kT}{n_e q_e^2}}$$

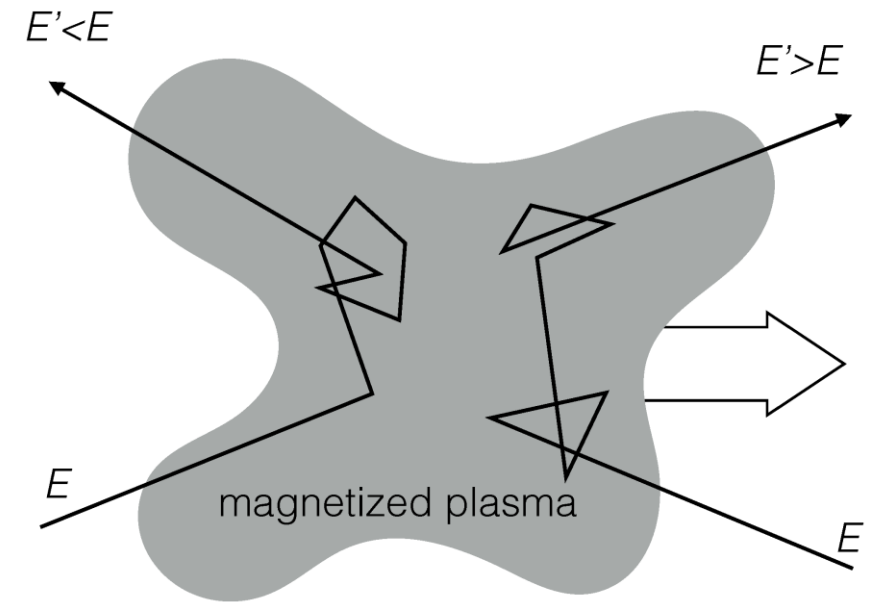
- Vzdálenost se zmenšuje s rostoucí hustotou nosičů náboje, pro mezihvězdný prostor  $\lambda_D \approx 10$  m, pro mezigalaktický prostor  $\lambda_D \approx 100$  km
- Výjimkou jsou oblasti magnetosféry rotujících černých děr nebo neutronových hvězd, kde může existovat lokalizované elektrické pole díky magnetické rekonekci

# Stochastické urychlování

- Postupné urychlování ve velkém počtu kroků
- Částice mohou energii jak ztrácet tak získat, aby byl proces vhodný k urychlování, musí být pravděpodobnost energetického zisku větší
- Částice musí být dostatečně dlouho udržena u zdroje dostatečně silným magnetickým polem (viz Hillasovo kritérium)
- Klasickým případem stochastického urychlování je tzv. Fermiho urychlení částic

# Fermiho urychlování 2. řádu

- Stochastický proces
- Částice urychlovány ve zmagnetizovaných plynných mračnech
- Kosmické záření vniká do plynného mračna, kde difunduje, izotropizuje se a vylétá v náhodném směru
- Plynné mračno se pohybuje rychlostí  $\beta$
- Kosmické záření může interakcí v mračnu energii ztratit i získat
- energii získává v případě čelních srážek  $\rightarrow$  častější  $\rightarrow$  KZ je při tomto procesu urychleno



# Fermiho urychlování 2. řádu

- Částice s energií  $E_1$  vletí do mračna s rychlostí  $|\mathbf{V}| = V$
- V laboratorním systému oblaku částice interaguje pouze elastickým rozptylem, proto  $E_1' = E_2'$
- Částice ale mění směr  $\rightarrow E_1 \neq E_2$
- Pro vylétající částici platí:

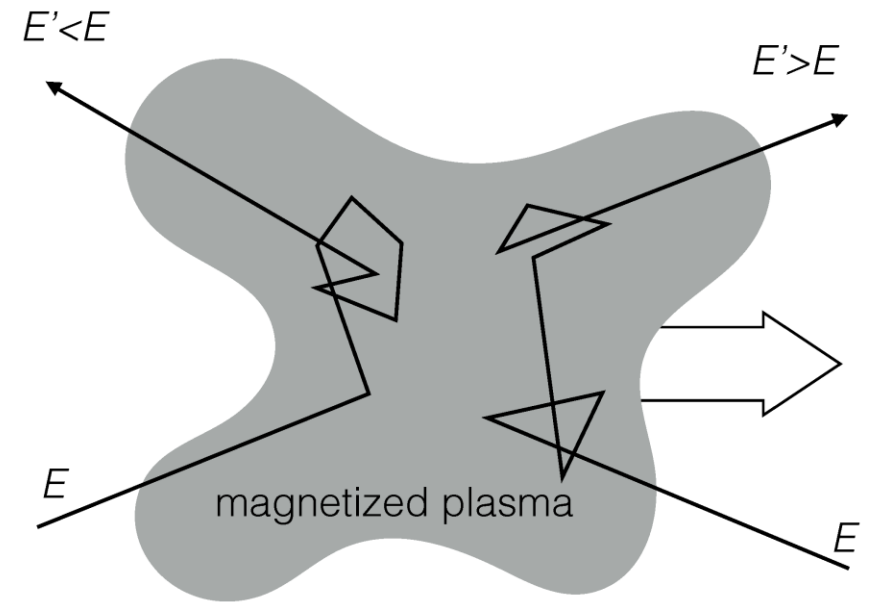
$$\frac{\Delta E}{E} = \gamma^2 \beta (\beta - \cos \theta_1)$$

$\theta_1$ ...úhel mezi vektorem rychlosti mračna a vylétávající částice

- Lze vidět, že částice může energii získat i ztratit

$$\theta \in \left(\frac{\pi}{2}, \frac{3\pi}{2}\right) \dots \text{energií získá}$$

$$\theta \in \left(-\frac{\pi}{2}, \frac{\pi}{2}\right) \dots \text{energií ztratí}$$



# Fermiho urychlování 2. řádu

- Pro vylétající částici platí: 
$$\frac{\Delta E}{E} = \gamma^2 \beta (\beta - \cos \theta_1)$$

- Četnost srážek: 
$$\frac{dn}{d\Omega} \propto (1 - \beta \cos \theta)$$

- Střední energetický zisk vylétající částice v relativistické limitě:

$$\left\langle \frac{\Delta E}{E} \right\rangle = \frac{4}{3} \beta^2$$

- Střední energetický zisk částice závisí na druhé mocnině  $\beta$  mračna, proto urychlování druhého řádu
- $\beta \ll 1$ , typické rychlosti oblaků ve vesmíru jsou nerelativistické

# Problémy fermiho urychlování 2. řádu

- **Nízká efektivita procesu**

- $\beta \ll 1$  a střední energetický zisk úměrný  $\beta^2$
- K urychlení na vysoké energie potřeba mnoho urychlovacích cyklů
- Pomalý zisk energie převážen energetickými ztrátami KZ

- **Nevhodné energetické spektrum**

- Spektrum částic, které by byly urychlovány tímto procesem závisí na konkrétních parametrech mračna, to nesouhlasí s velmi univerzálním chováním energetického spektra, které pozorujeme

- Z transportní rovnice:
- $$0 = \frac{\partial}{\partial E} [b(E)N(E)] - \frac{N(E)}{\tau_{esc}}$$

- Energetické ztráty úměrné energii částice, tj.  $b(E) = \alpha E$

$$N(E) = kE^{-x} \quad x = 1 + \frac{1}{\alpha\tau_{esc}}$$

$\tau_{esc}$ ... střední doba jakou je částice „uvězněna“ v systému

# Fermiho urychlování 1. řádu

= diffusive shock acceleration

- Probíhá v prostředí silných rázových vln (preferovány pouze čelní srážky)
- Na rozhraní rázové vlny dochází ke skokovému zvýšení tlaku, hustoty a teploty a ke snížení rychlosti materiálu vůči rázové vlně
- Rychlost šíření zvuku

$$c_s = \sqrt{\frac{\partial P}{\partial \rho}} \rightarrow P = K\rho^\gamma, \gamma = 5/3 \rightarrow c_s = \sqrt{\frac{5P}{3\rho}}$$

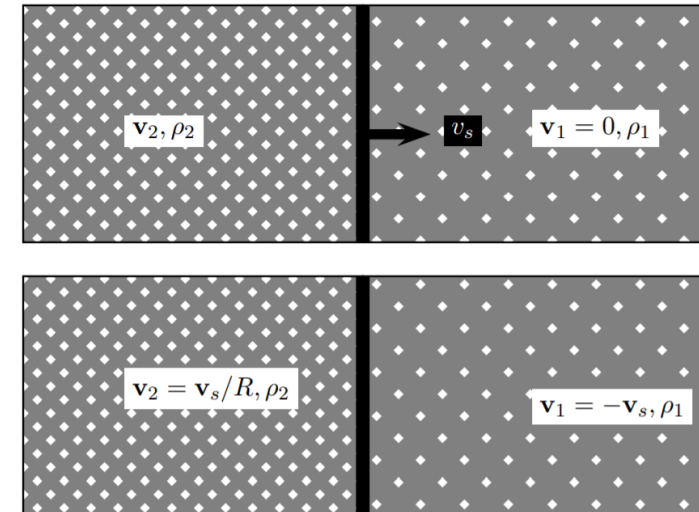
- Machovo číslo

$$M \equiv \frac{v}{c_s} = \sqrt{\frac{3\rho v^2}{5P}}$$

# Fermiho urychlování 1. řádu

- **Rankine-Hugoniotovy (skokové) podmínky** popisují podmínky stavů před a za rázovou vlnou

- Zachování hmoty:  $\rho_1 v_1 = \rho_2 v_2$
  - Zachování hybnosti:  $\rho_1 v_1^2 + P_1 = \rho_2 v_2^2 + P_2$
  - Zachování energie:  $\frac{\gamma}{\gamma - 1} P_1 v_1 + \frac{\rho_1 v_1^2}{2} = \frac{\gamma}{\gamma - 1} P_2 v_2 + \frac{\rho_2 v_2^2}{2}$
- $$P = K\rho^\gamma, \gamma = 5/3 \quad \rightarrow \quad \frac{5P_1}{2\rho_1} + \frac{v_1^2}{2} = \frac{5P_2}{2\rho_2} + \frac{v_2^2}{2}$$




- Řešením těchto rovnic můžeme odvodit rychlost strhávání materiálu rázovou vlnou a nalézt poměry mezi hustotami a rychlostmi v dolním a horním toku

$$R = \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1}, \quad Rv_2 = v_1$$

- R ... kompresní poměr

# Fermiho urychlování 1. řádu

- Pro jednoatomový plyn  $\gamma = \frac{5}{3}, R = 4$  
- Nezávisle na tom jak silná je rázová vlna, u jednoatomového plynu dochází ke kompresi faktorem 4 – univerzální poměr

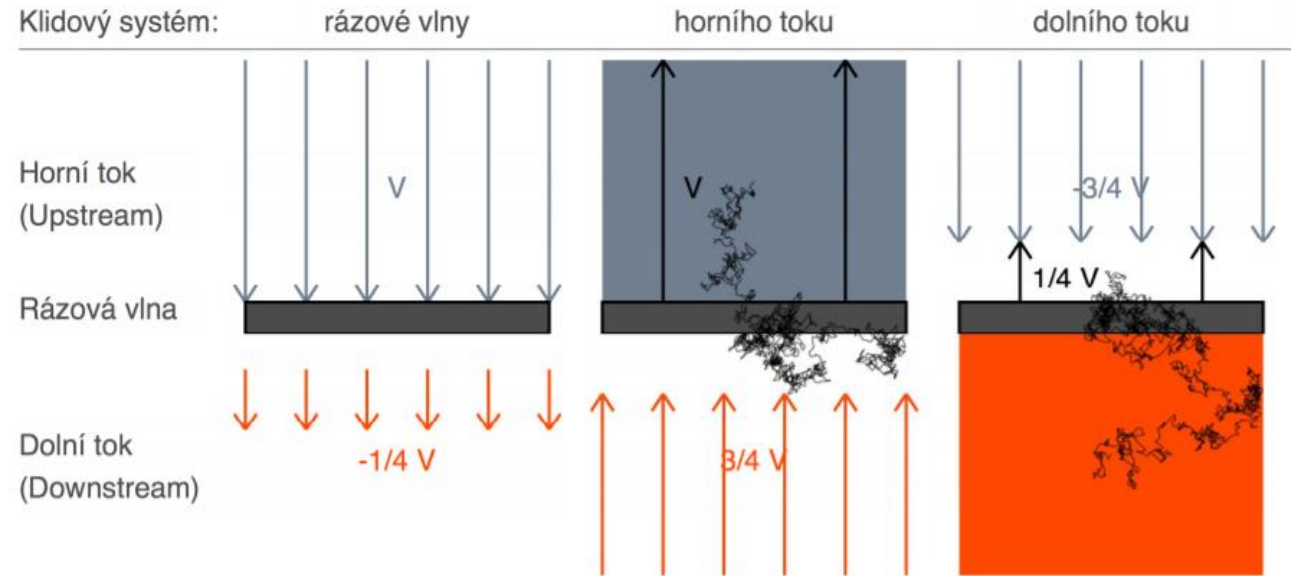
$$\begin{aligned}v_2 &= \frac{v_s}{R} = \frac{v_s}{4} \\ \rho_2 &= R\rho_1 = 4\rho_1 \\ P_2 &= \frac{3\rho_1 v_s^2}{4}\end{aligned}$$

- Chceme-li získat střední hodnotu získané energie, postupujeme stejně jako u Fermiho urychlování druhého řádu
- Jedná se o rozptyl na magnetických iregularitách, které jsou nyní separované rázovou vlnou pohybující se rychlostí  $v_s$
- Liší se ovšem rozdělení četnosti srážek

$$\frac{dn}{d \cos \theta_1} = \begin{cases} 2 \cos \theta_1 & \cos \theta_1 < 0 \\ 0 & \cos \theta_1 > 0 \end{cases} \quad \langle \cos \theta_1 \rangle = -\frac{2}{3} \quad \langle \cos \theta'_2 \rangle = \frac{2}{3}$$

$$\left\langle \frac{\Delta E}{E_1} \right\rangle \approx \frac{4}{3} \beta = \frac{4(v_2 - v_1)}{3}$$

# Fermiho urychlování 1. řádu



Obrázek 2.3: Schematické znázornění Fermiho urychlení prvního řádu na rázových vlnách. Vlevo: Znázornění toku plynu v klidovém systému rázové vlny. Plyn z horního toku do rázové vlny “vtéká,” plyn v horním toku proudí směrem od rázové vlny. Uprostřed: Klidový systém horního toku (t.j. plynu, který ještě rázová vlna nezasáhla). Částice v klidu v tomto systému se srážejí čelní srážkou s materiálem za rázovou vlnou, který k nim proudí rychlostí  $3/4V$ , odráží se od magnetických turbulencí v tomto materiálu a získávají odpovídající energii. Vpravo: Klidový systém dolního toku (t.j. materiálu strženého rázovou vlnou). Částice unášené tímto systémem za rázovou vlnou se střetávají s materiálem před rázovou vlnou opět rychlostí  $3/4V$  a získávají stejnou energii. Při průchodu rázovou vlnou oběma směry tedy částice prodělávají čelní srážku s magnetickými turbulencemi na druhé straně, během níž energii získávají.

# Fermiho urychlování 1. řádu

- Jak vypadá energetické spektrum produkované tímto mechanismem?

- Po  $n$  cyklech má částice energii

$$E_n = E_0(1 + \xi)^n \quad n = \ln\left(\frac{E_n}{E_0}\right)/\ln(1 + \xi)$$

- Pravděpodobnost úniku ze systému  $p_{esc}$  je v každém kroku konstantní, pak pravděpodobnost, že částice zůstane v systému  $n$  cyklů je

$$(1 - p_{esc})^n$$

- Pak počet částic s energií větší než  $E_n$  získáme jako

$$f(E > E_n) = \sum_{m=n}^{\infty} (1 - p_{esc})^m = \frac{(1 - p_{esc})^n}{p_{esc}} \propto \frac{1}{p_{esc}} \left(\frac{E}{E_0}\right)^{\gamma} \quad \gamma = \ln\left(\frac{1}{1 - p_{esc}}\right)/\ln(1 + \xi) \approx p_{esc}/\xi$$

- Produkuje power-law energetické spektrum

# Fermiho urychlování 1. řádu

$$f(E > E_n) = \sum_{m=n}^{\infty} (1 - p_{esc})^m = \frac{(1 - p_{esc})^n}{p_{esc}} \propto \frac{1}{p_{esc}} \left(\frac{E}{E_0}\right)^{\gamma} \quad \gamma = \ln\left(\frac{1}{1 - p_{esc}}\right) / \ln(1 + \xi) \approx p_{esc} / \xi$$

- Produkuje power-law energetické spektrum ve tvaru:

$$N(E) = K \cdot E^{-\gamma}$$

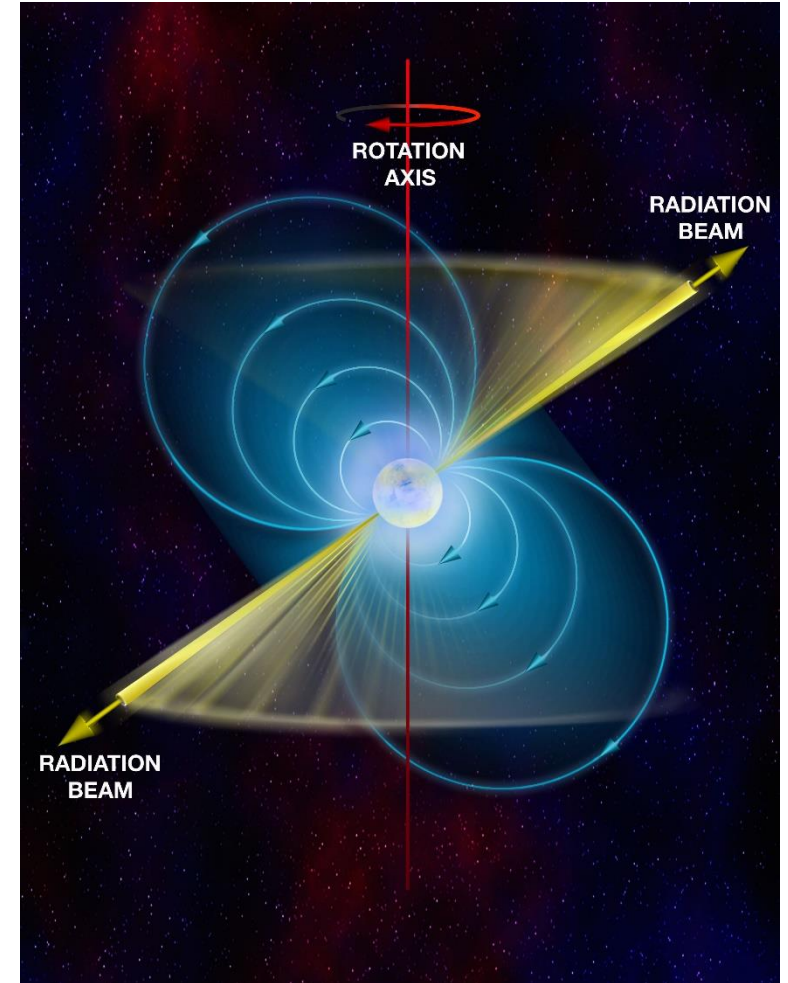
- Maximální dosažitelná energie závisí na několika faktorech (omezený čas  $\rightarrow$  omezené  $n$ , energetické ztráty a  $p_{esc}$  obecně rostou s energií)
- Odhad maximální dosažitelné energie pro nerelativistické rázové vlny - *Lagage and Cesarsky (1983)*

$$E_{\max} = 5 \cdot 10^6 Z \left(\frac{B}{10^{-5} \text{G}}\right) \text{ GeV}$$

# Pulsary

- Rotující neutronová hvězda s velkým magnetickým polem, které vyzařují EM záření směrem z magnetických pólů
- Pozůstatky po supernovách, vysoká rychlost rotace
- Velmi krátká perioda rotace (milisekundy až sekundy)
- Poloměr takových objektů  $< 20$  km
- Hustota srovnatelná s hustotou atomového jádra  $\sim 10^{17}$  kg/m<sup>3</sup>
- Silné magnetické pole ( $10^8$  T), osa rotace se liší od magnetické osy  $\rightarrow$  rychle rotující magnetické pole generuje elektrické pole, kde mohou být částice urychleny

Pulsar:  $T_p = 30$  ms,  $R_p = 20$  km,  $B = 2,5 \cdot 10^8$  T



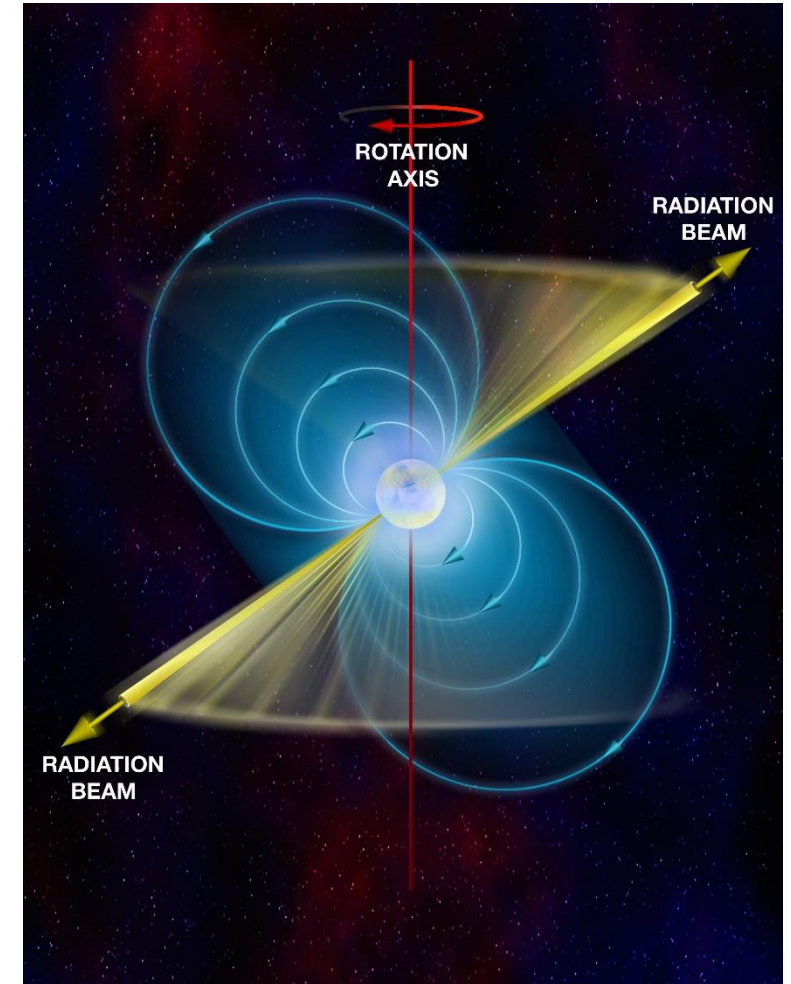
# Pulsary

- Rotující neutronová hvězda s velkým magnetickým polem, které vyzařují EM záření směrem z magnetických pólů
- Pozůstatky po supernovách, vysoká rychlost rotace
- Velmi krátká perioda rotace (milisekundy až sekundy)
- Poloměr takových objektů  $< 20$  km
- Hustota srovnatelná s hustotou atomového jádra  $\sim 10^{17}$  kg/m<sup>3</sup>
- Silné magnetické pole ( $10^8$  T), osa rotace se liší od magnetické osy  $\rightarrow$  rychle rotující magnetické pole generuje elektrické pole, kde mohou být částice urychleny

Pulsar:  $T_p = 30$  ms,  $R_p = 20$  km,  $B = 2,5 \cdot 10^8$  T

$$v = \frac{2\pi R}{T} = \frac{2\pi \cdot 20 \cdot 10^3}{30 \cdot 10^{-6}} \approx 4 \cdot 10^6 \text{ m/s} \quad \mathbf{E} = \mathbf{v} \times \mathbf{B} \quad E = vB = 10^{15} \text{ V/m}$$

$\Rightarrow$  nabitá částice může v tomto poli být urychlená na energii 1 PeV za metr!



# Pulsary

- Rotační energie pulsaru s parametry  $T_p = 30$  ms,  $R_p = 20$  km,  $M = 2 \cdot 10^{30}$  kg

$$E_R = \frac{1}{2} I \omega^2 = \frac{1}{2} \frac{2}{5} m R^2 \omega^2 \approx 4,4 \cdot 10^{61} \text{ eV}$$

- Pokud převede pulsar alespoň 1% své rotační energie k urychlení kosmického záření během svého života ( $t \approx 10^{10}$  let)

$$\frac{dE}{dt} \approx 1,4 \cdot 10^{42} \text{ eV/s}$$

- V Mléčné dráze  $\sim 10^{11}$  hvězd, frekvence tvorby pulsarů  $\sim 1/\text{stol.}$ , stáří galaxie  $\sim 10^{10}$  let  
→  $10^8$  pulsarů, každý urychluje  $\sim 5 \cdot 10^9$  let → celková energie injektovaných částic

$$E_{inj} = 2,2 \cdot 10^{67} \text{ eV}$$

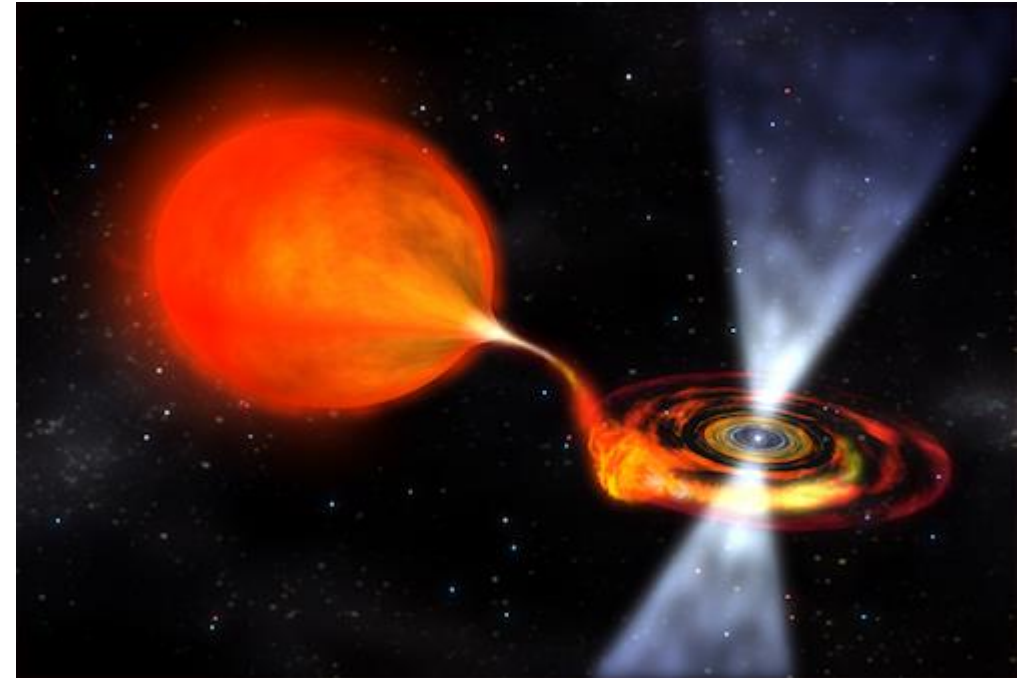
- To vede na hustotu energie kosmického záření v galaxii (objem  $\sim 2 \cdot 10^{67} \text{ cm}^3$ )

$$\varepsilon = 1,1 \text{ eV/cm}^3$$

DOBŘÁ SHODA S NAMĚŘNOU HODNOTOU  
1 eV/cm<sup>3</sup>

# Binární systémy

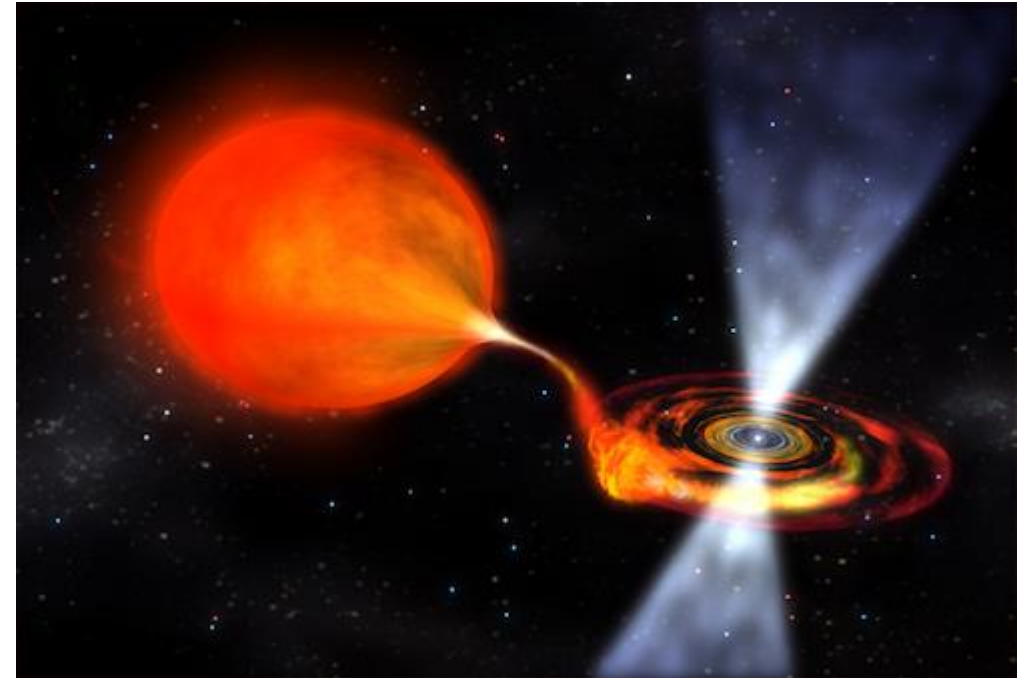
- Pulsar/neutronová hvězda v binárním systému s klasickou hvězdou
- Materiál z průvodní hvězdy je strháván pulsarem/NS
- Pohybující se plasma vytváří silná magnetická a elektrická pole v blízkosti NS, kde mohou být urychleny částice na vysoké energie



- Energie získaná protonem při gravitačním pádu do neutronové hvězdy

# Binární systémy

- Pulsar/neutronová hvězda v binárním systému s klasickou hvězdou
- Materiál z průvodní hvězdy je strháván pulsarem/NS
- Pohybující se plasma vytváří silná magnetická a elektrická pole v blízkosti NS, kde mohou být urychleny částice na vysoké energie



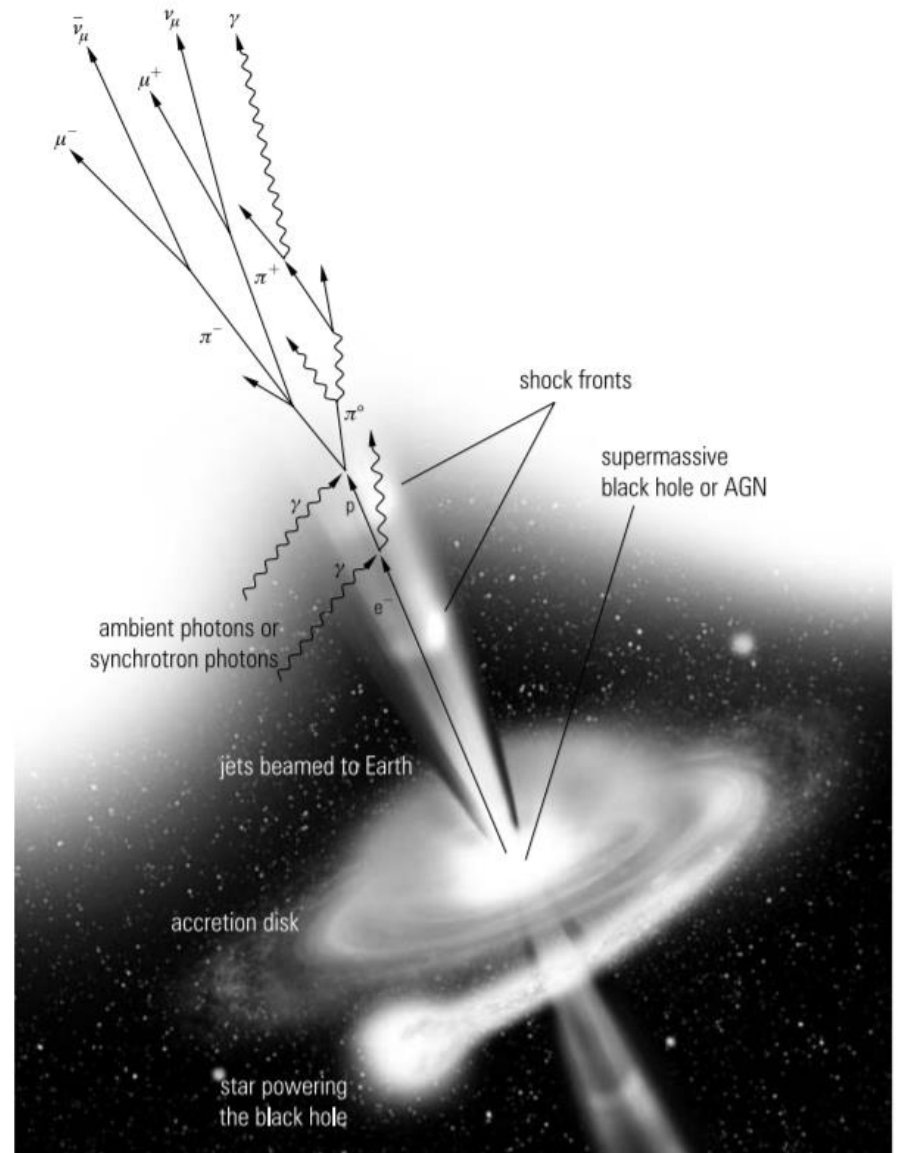
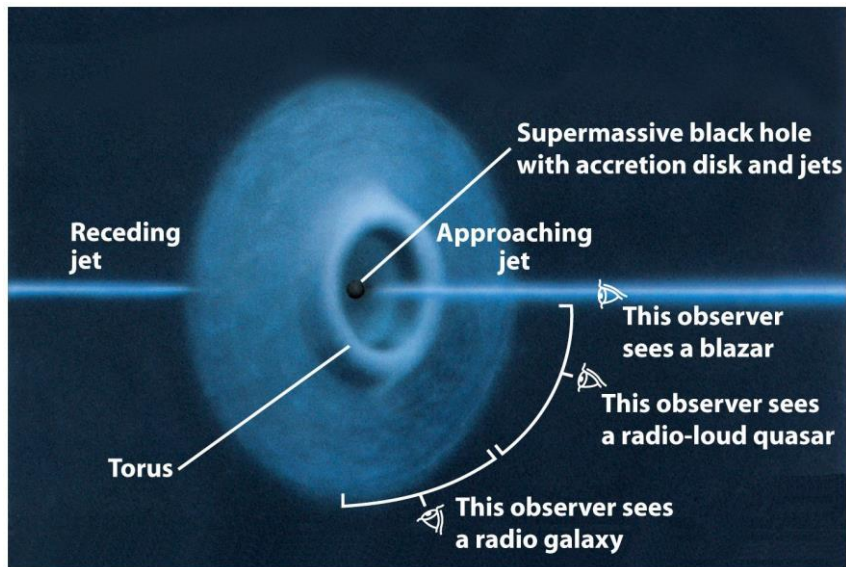
- Energie získaná protonem při gravitačním pádu do neutronové hvězdy

$$\Delta E = - \int_{\infty}^{R_p} G \frac{mM}{r^2} dr = G \frac{mM}{R_p} \approx 1,1 \cdot 10^{-11} \text{ J} \approx 70 \text{ MeV} \quad v = \sqrt{\frac{2GM}{R}} \approx 1,2 \cdot 10^8 \text{ m/s}$$

$$E = \int F \cdot ds = evB\Delta s \quad \xrightarrow{v = c, B = 10^6 \text{ T}, \Delta s = 10^5 \text{ m}} \quad E \approx 3 \cdot 10^{19} \text{ eV}$$

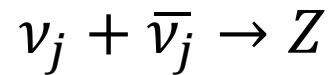
# Binární systémy

- Ještě silnější akreční disky mohou vznikat v okolí černých děr (včetně AGN)
- Takové binární systémy jsou často doprovázeny ultra-relativistickými jety → kandidáti na zdroje nejenergetičtějších částic
- V jetech může docházet k urychlení na rázových vlnách
- Abychom pozorovali částice z takovýchto zdrojů je nutné aby k nám byly vhodně natočeny



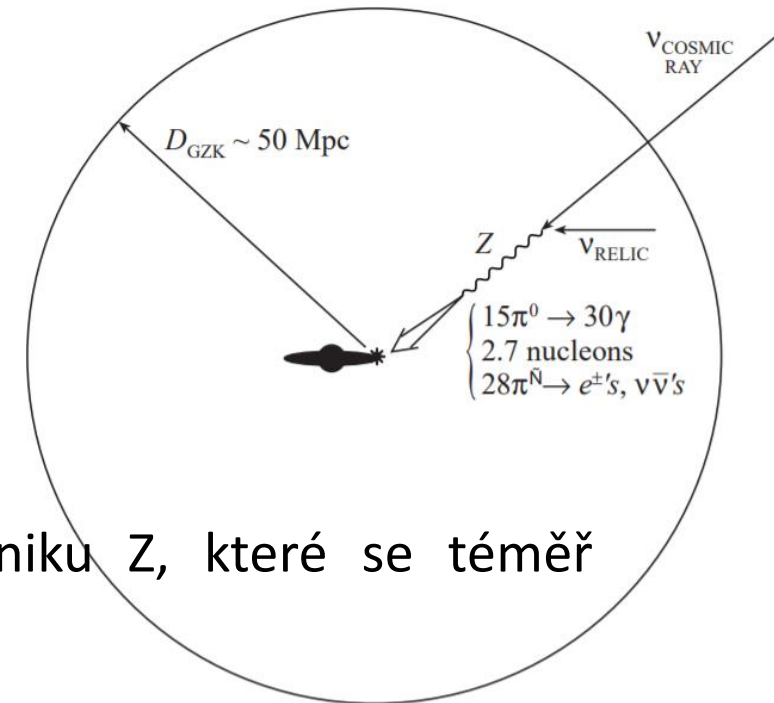
# Z-burst

- Model, který by mohl vysvětlit původ nejenergetičtějšího kosmického záření
- Protony a těžší částice o nejvyšších energiích nemohou pocházet ze vzdálených zdrojů ( $> (50 - 100) \text{ Mpc}$ ) kvůli energetickým ztrátám - GZK
- Z-burst model připisuje vznik nejenergetičtějších částic z anihilace neutrína a antineutrína na Z boson, ten se následně rozpadá za vzniku hadronů a leptonů



$$\langle \sigma_{ann} \rangle = \int \frac{ds}{m_Z^2} \sigma_{ann}(s) = 4\pi G_F / \sqrt{2} = 4,2 \cdot 10^{-32} \text{ cm}^2$$

- Rezonanční energie procesu  $E_{\nu_j}^R = 4(\text{eV}/m_{\nu_j}) \cdot 10^{21} \text{ eV}$
- Rezonanční neutrína  $\equiv$  neutrína s  $E_{\nu_j}^R \pm 3\%$
- Rezonanční neutrína anihilují s reliktními (anti)neutriny za vzniku Z, které se téměř okamžitě rozpadá

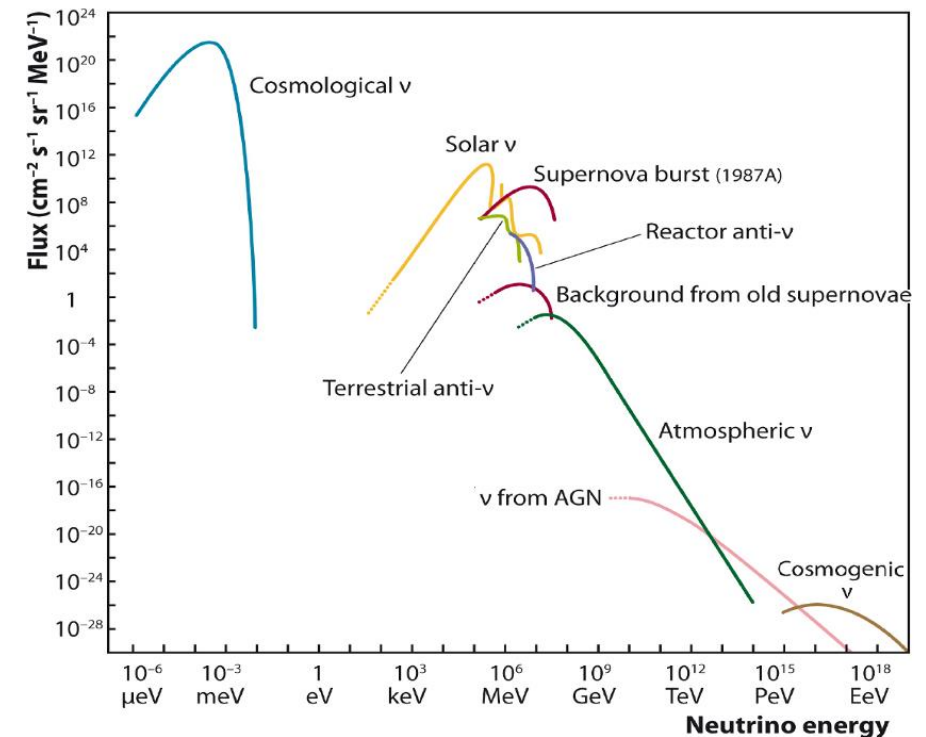


# Z-burst

- Vzniklé  $Z$  se ze 70% rozpadá hadronicky – v průměru vzniká jeden pár baryon-antibaryon ( $p$  nebo  $n$ ) + 17 nabitých  $\pi$  + 10 neutrálních  $\pi$
- Aby k tomuto mohlo docházet, musí existovat nenulový tok neutrin s energií  $\geq 10^{21}$  eV
- Současně musí mít neutrino hmotnost v rozsahu  $\sim 0,1$  – několik eV

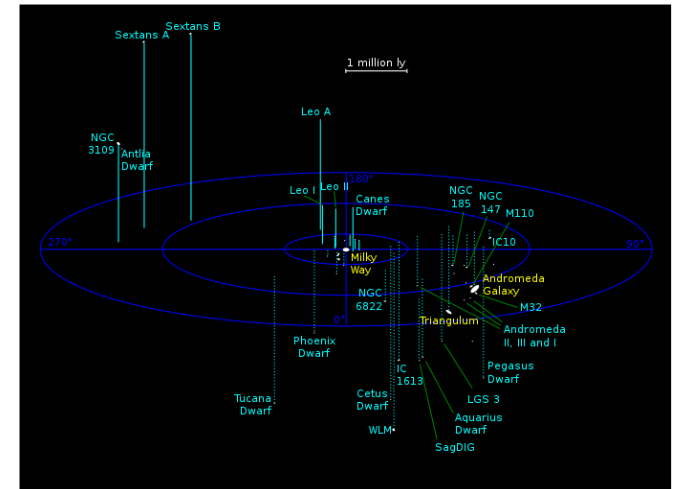
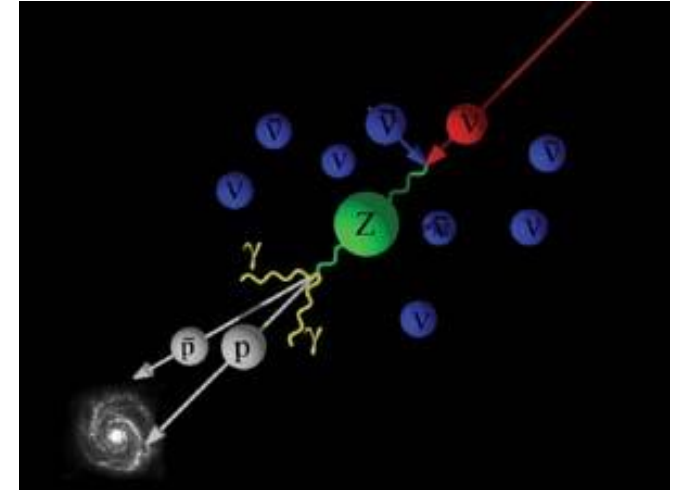
- Závisí na hustotě **reliktních neutrin (CNB)**

- $T = 1,95$  K
- $E = (10^{-4} - 10^{-6})$  eV
- Vznik asi sekundu po velkém třesku
- Hustota  $\langle n_{\nu_j} \rangle \approx 112 \text{ cm}^{-3}$  pro každou vůni



# Z-burst

- Pokud je CNB izotropní, pak pravděpodobnost, že rezonanční neutrino interaguje s CNB během dráhy 50 Mpc za vzniku Z-burstu je  $3,6 \cdot 10^{-4}$
- V okolí hmoty ale existují lokální potenciálové jámy, které by měly lokálně zvýšit hustotu CNB oproti průměru → zvyšuje pravděpodobnost interakce
- Pro místní skupinu galaxií by se tak pravděpodobnost interakce mohla zvýšit až na  $\sim 2,4\%$



Thomas J Weiler, *Relic Neutrinos, Z-Bursts, and Cosmic Rays above  $10^{20}$  eV*, arXiv:hep-ph/9910316 (1999)