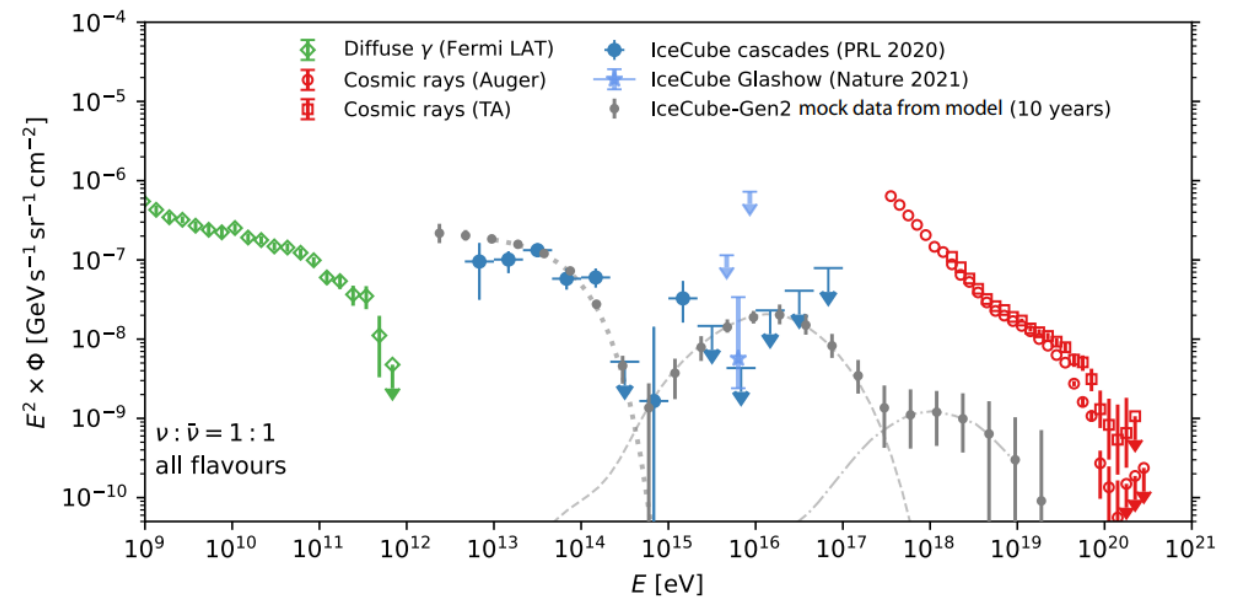
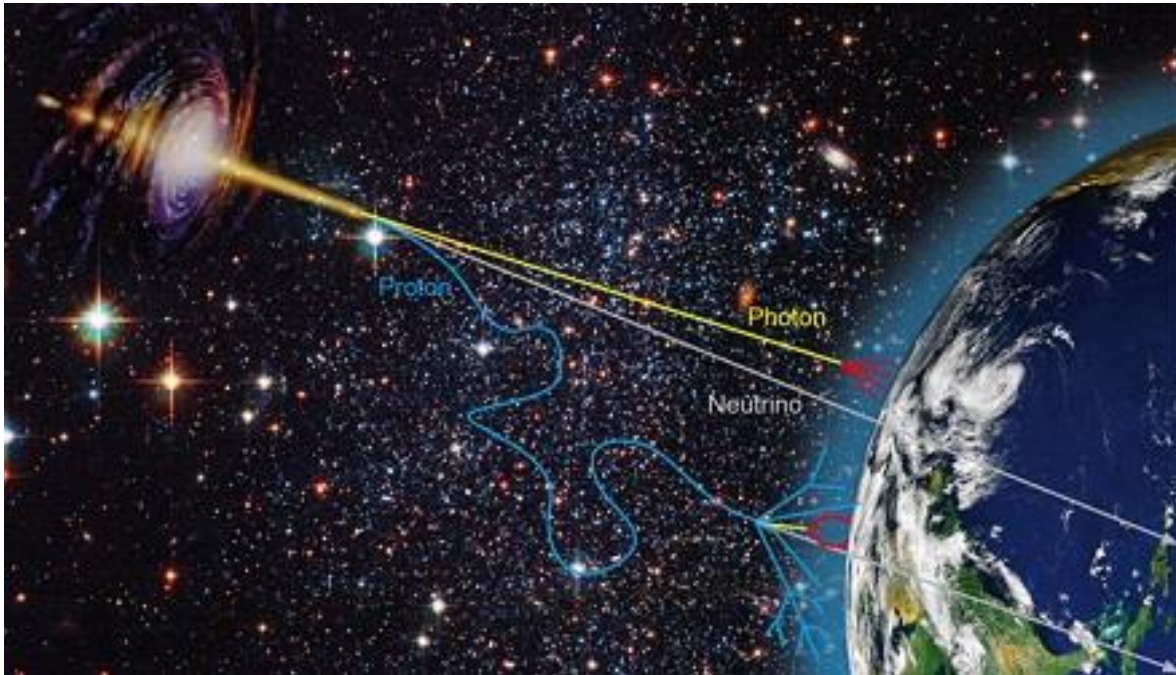


Zdroje a urychlování kosmického záření

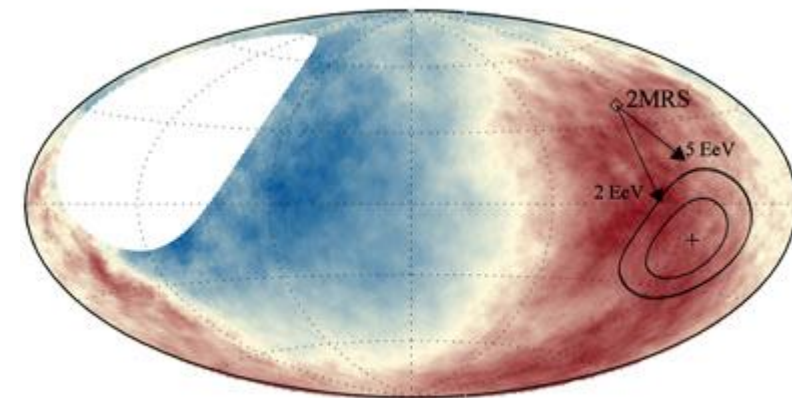
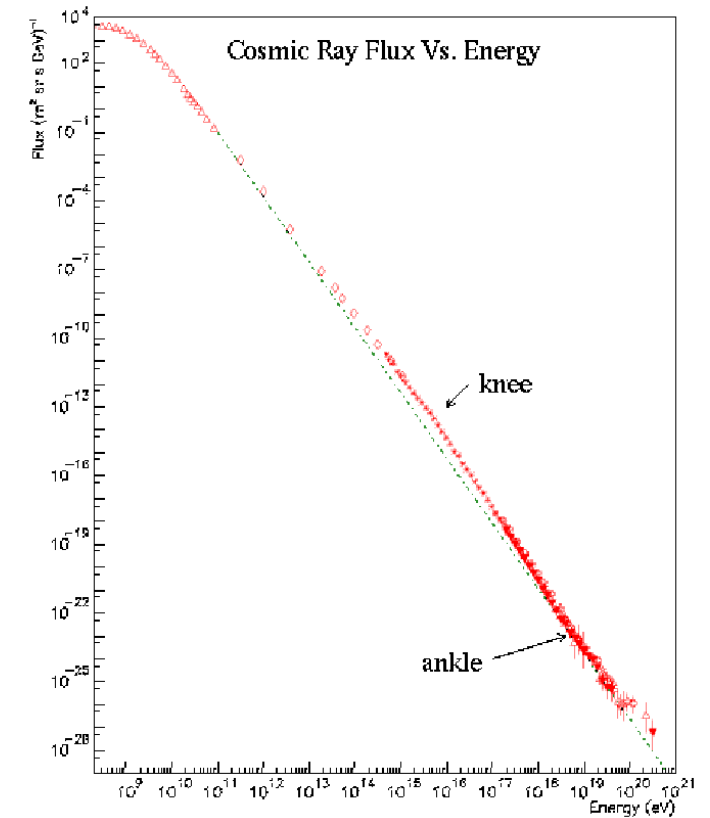
Multi-messenger astronomie

- Fotony, neutrina, kosmické záření, gravitační vlny
- Exponenciálně klesající energetické spektrum
- Společné zdroje?



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
- Do ~ 100 GeV přichází KZ ze Slunce, vyšší energie vysvětlovány supernovami (do $\sim 10^{15}$ eV)
- Kosmické záření za kolenem pravděpodobně extragalaktického původu
- V naší galaxii nejsou zdroje schopné urychlit KZ na nejvyšší energie (nevidíme anisotropie ve směru galaktického centra)

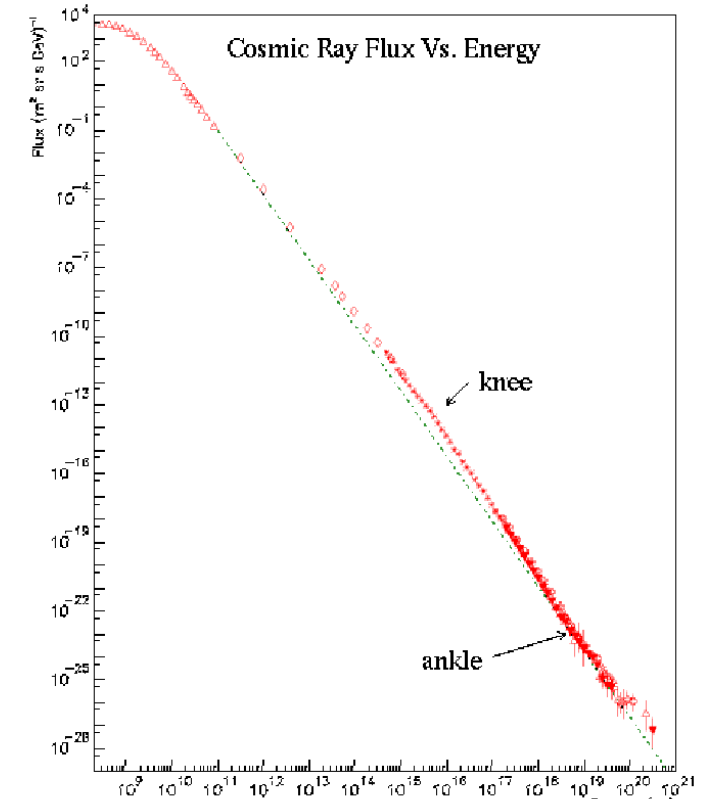
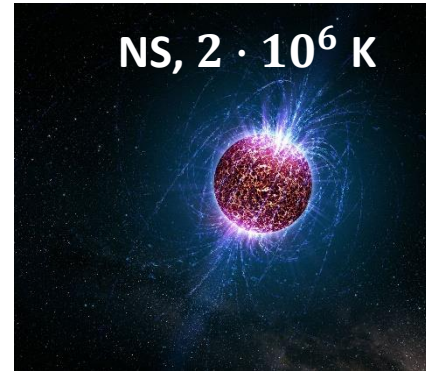
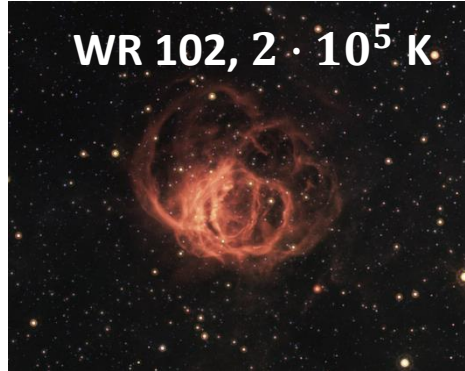
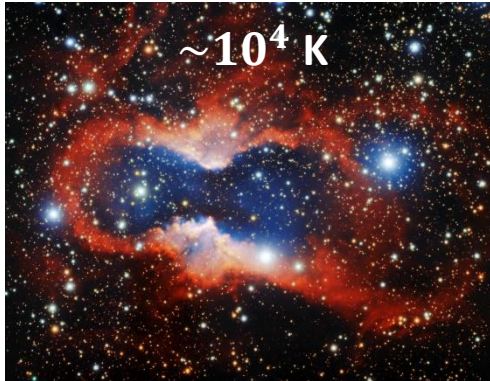


Urychlování KZ

- 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 !



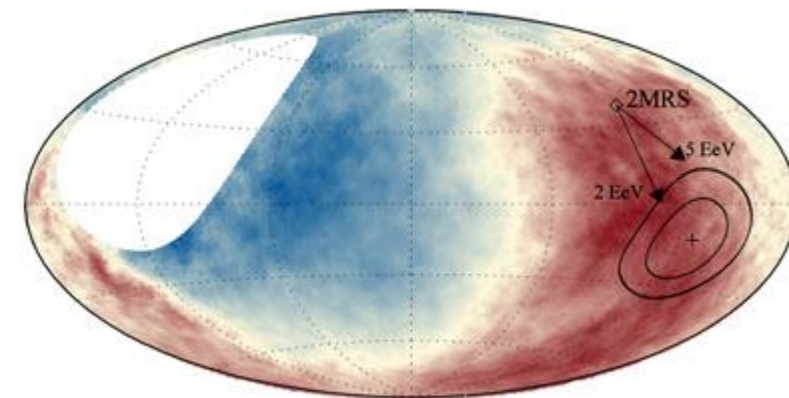
- Rozdělení teorií urychlování kosmického záření

1. Bottom-up

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

2. Top-down

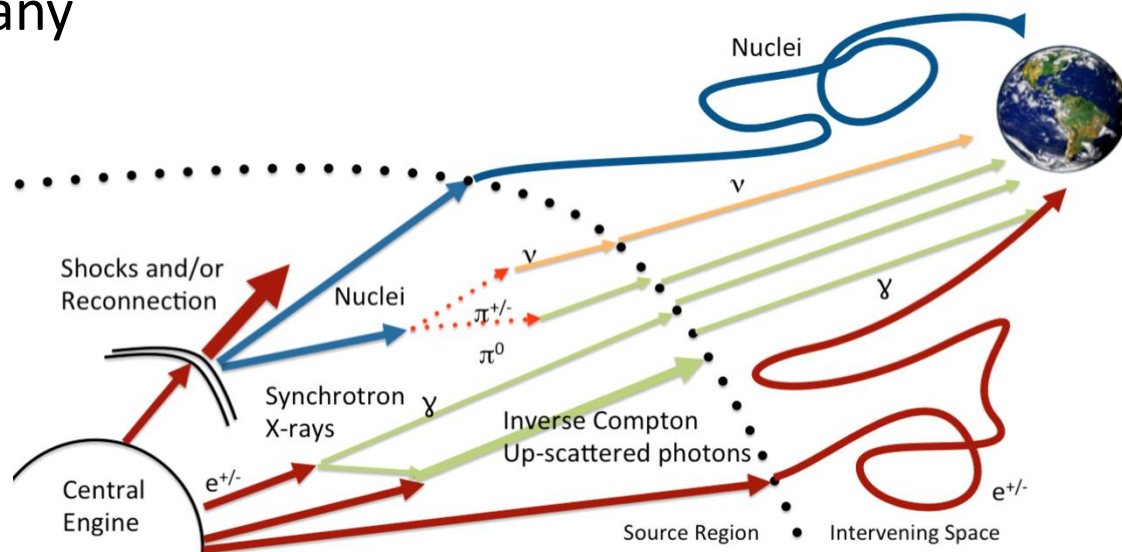
Částice KZ vznikají rozpadem exotických supertěžkých částic (tyto scénáře pravděpodobně vyloučeny, nepozorujeme extrémně energetické gamma)



Urychlování KZ

PODMÍNKY NA ZDROJE:

1. **Geometrie** – částice KZ je během urychlování udržována v okolí zdroje
2. **Síla zdroje** – dostatečná na urychlení částic a dostatečné hustoty energie
3. **Radiační ztráty** – získaná energie musí být větší než energetické ztráty vyzařováním
4. **Interakce** – získaná energie musí být větší než energetické ztráty díky interakcím
5. **Emisivita** – hustota a síla zdrojů musí být dostatečná aby vytvořila pozorovaný tok UHECR
6. **Koexistující záření** – doprovodný tok neutrin, fotonů a nízkoenergetického KZ nesmí být větší než pozorovaný



Urychlování KZ - geometrie

- Hillasovo kritérium:

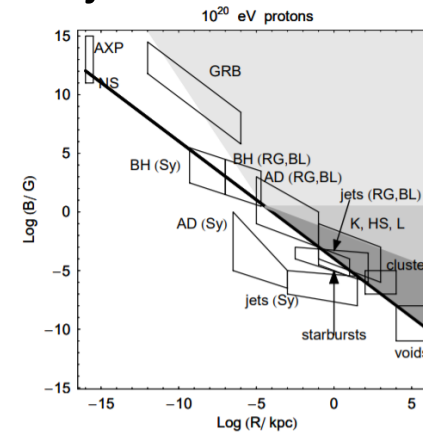
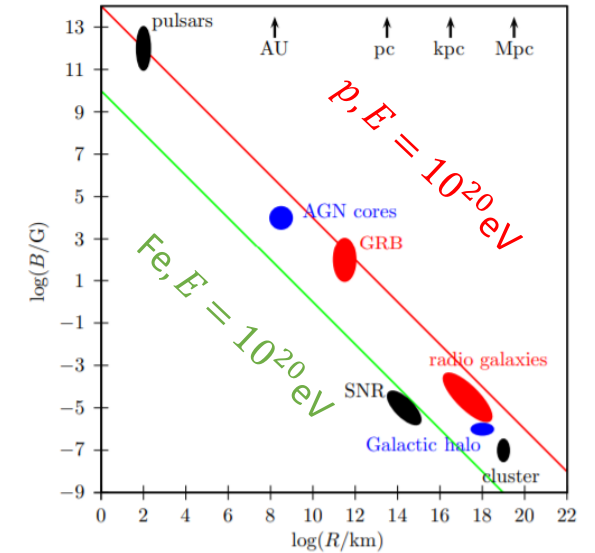
- Orbita částice o poloměru r_L se musí vejít do urychlovače s poloměrem R_S

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

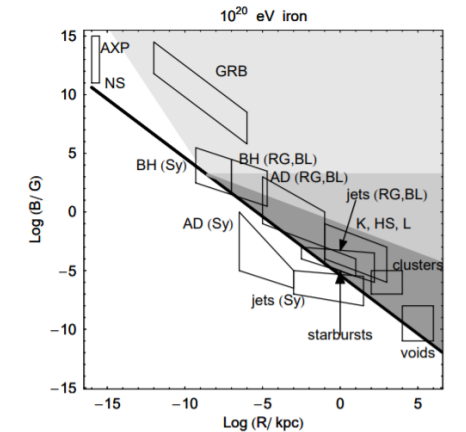
$$E_{max} = ZeBR_S$$

- Potřebujeme hodně kompaktní objekty s extrémním B nebo velmi rozsáhlé objekty
- Rozsáhlé objekty – galaktické clustery (dlouhý čas urychlování + GZK)
- Kompaktní struktury – AGNs, pulsary
- Horní limit pro energii - nebere v potaz energetické ztráty, zdroje navíc nemívají 100% účinnost – maximální energie při

$$\frac{d\varepsilon(+)}{dt} = \frac{d\varepsilon(-)}{dt}$$



(a)



(b)

Urychlování KZ – síla zdroje

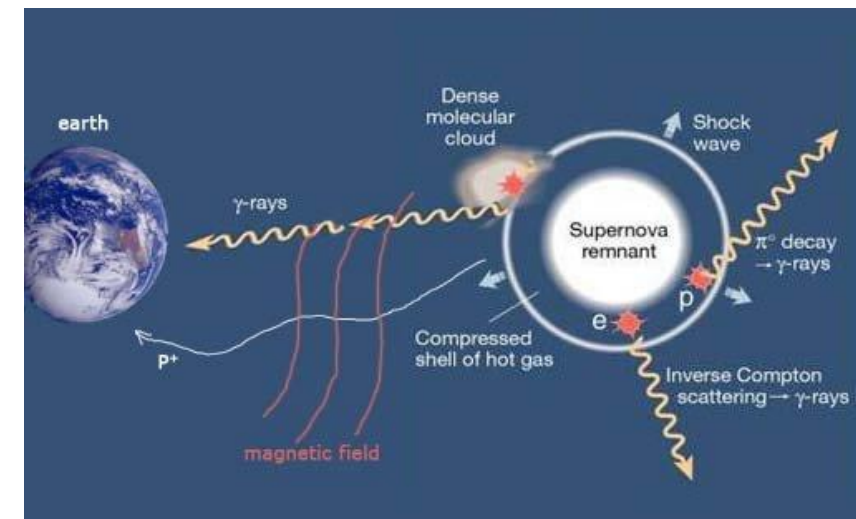
- Hustota energie kosmického záření je $\rho_{CR} \sim 1 \text{ eV/cm}^3$
- Dostatečná síla zdrojů

$$V = 4 \cdot 10^{66} \text{ cm}^3 \quad \mathcal{L}_{CR} = \frac{V \rho_{CR}}{\tau} = 5 \cdot 10^{40} \text{ erg/s}$$
$$\tau = 5 \text{ Myr}$$

- Typický výkon supernov typu II je

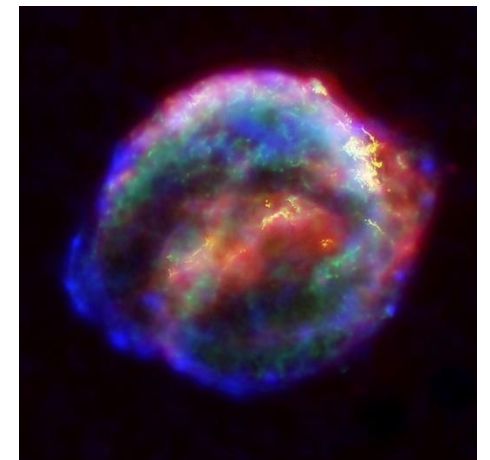
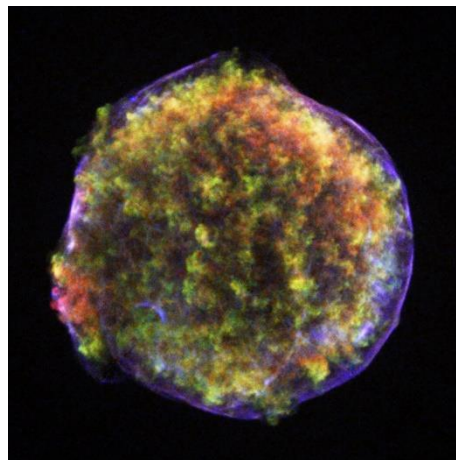
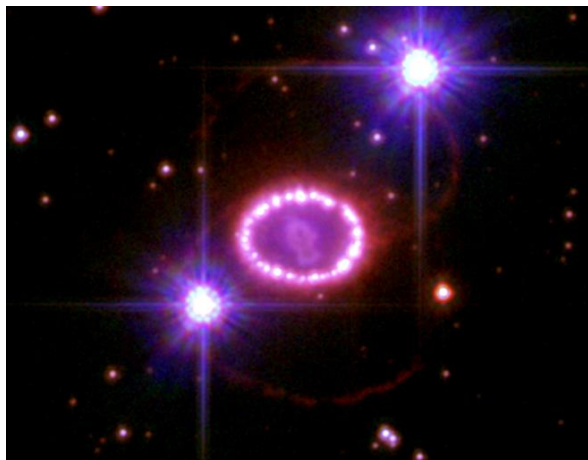
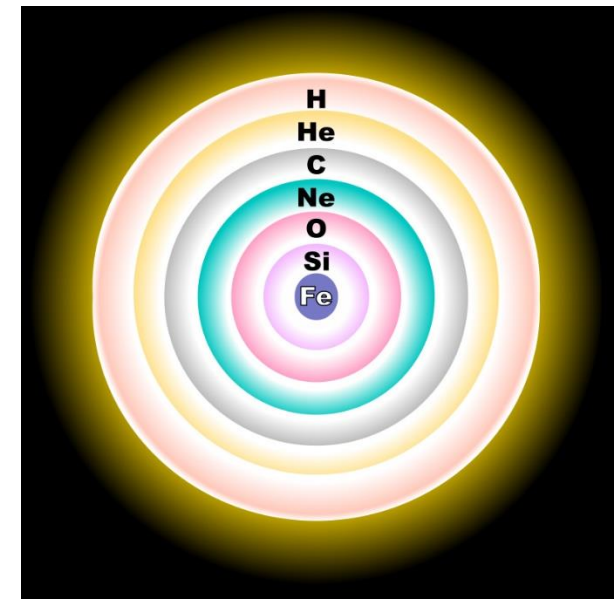
$$\mathcal{L}_{SN} = 3 \cdot 10^{42} \text{ erg/s}$$

- SNR paradigma – kosmické záření vzniká v šokových vlnách supernov
- Lze dosáhnout rigidit $\sim 10^5 - 10^6 \text{ GV}$
- Frekvence výbuchů supernov v galaxii obdobné Mléčné dráze asi 1× za 30 let (SN 1987a)
- Co jsou a čím jsou významné supernovy typu Ia?



Supernovy typu II

- Konec života velmi hmotných hvězd $M \geq (5 - 8)M_{\odot}$
- Železné jádro a slupkovitý obal z lehčích prvků
- Již není co spalovat – v jádře fotodesintegrací dochází k procesu
$${}^{56}\text{Fe} + \gamma \rightarrow {}^4\text{He} + 4n$$
- Jádro ztrácí stabilitu a dochází ke kolapsu – vyšší hustota – inverzní β rozpad
- Rychlý kolaps jádra zapříčiní odtržení jádra od zbytku slupek
- Během několika milisekund se jádro zhroučí do hustot obdobných atomovému jádru a zbytek vrstev je odhozen



Urychlování KZ – hustota zdrojů

- Blandfordův argument:

- K urychlení protonu na energii 10^{20} eV vyžadujeme 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: *měření*

Advanced Composition Explorer (ACE)

- NASA, družice vypuštěna 1997 (předpokládané ukončení 2024)
- Několik přístrojů
 - CRIS spektrometr pro studium složení kosmického záření (do $Z=30$)
 - SIS spektrometr k měření izotopového složení částic pocházejících ze slunce



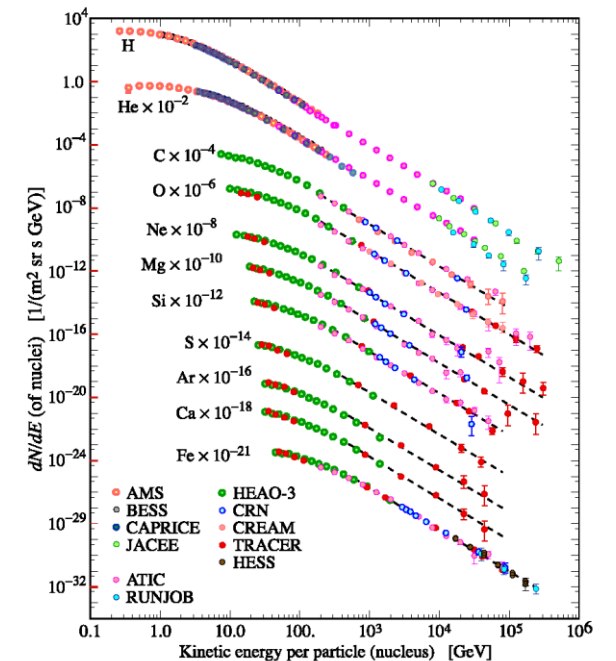
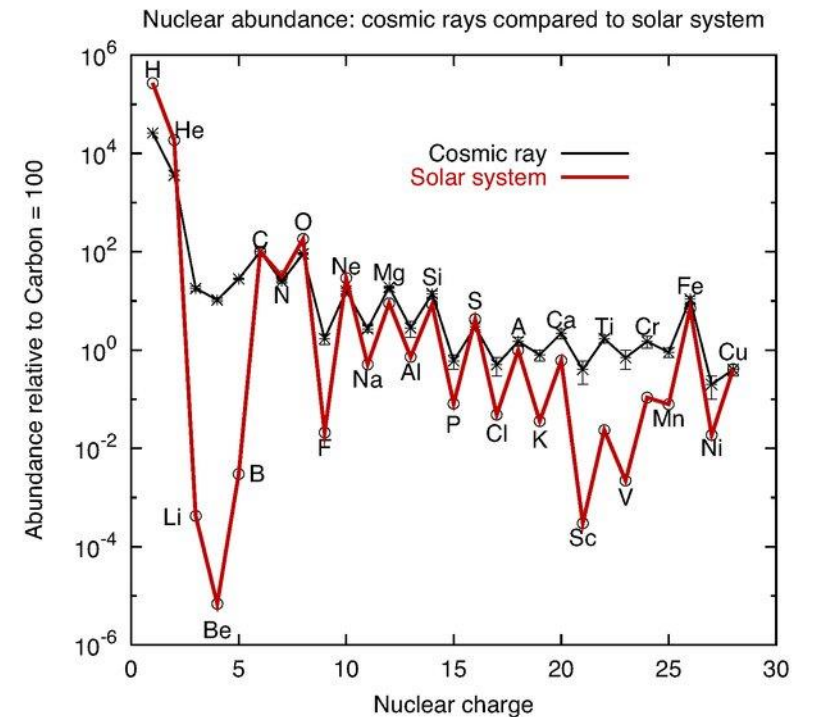
Alpha Magnetic Spectrometer (AMS)

- CERN, modul na ISS, od roku 2011
- Primárním účelem je detekce antihmoty, temné hmoty
- Vedlejší účel – velmi přesné měření toku kosmického záření



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
- 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
- Spektrum jednotlivých prvků podobné



Urychlování KZ

1. Regulérní

- Částice urychlovány díky změně elektrického pole $\Delta E \neq 0$
- Např. lineární urychlovače
- Ve vesmíru problematické (ale možné!)

2. Stochastické

- Postupné urychlování díky fluktuacím/turbulencím

Přímé urychlování elektrickým polem

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

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

- Debyeova délka = vzdálenost, za kterou jsou již elektrická pole efektivně stíněna

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

- 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 opakování
- 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

Kosmické záření ze Slunce

- Energie $\sim 10^7 - 10^9$ eV, sluneční skvrny, sluneční erupce
- Sluneční skvrny mají nižší teplotu – energie přeměněna na energii magnetické pole
- Síla magnetického pole ~ 1000 Gauss, velikost skvrn až 10^9 cm
- Pozorování Zeemanova jevu v oblastech slunečních skvrn potvrdilo, že jsou způsobeny magnetickými poli
- Turbulentní pohyb plazmatu – vznikají proměnná magnetická pole - urychlování

$$-\frac{d\phi}{dt} = \oint \mathbf{E} \cdot d\mathbf{s} = U$$

$$\phi = \int \mathbf{B} \cdot d\mathbf{A} = B\pi R^2$$

$$E = eU = e\pi R^2 \frac{dB}{dt}$$

Jeden oběh ve sluneční skvrně
velikosti 10^9 cm v proměnném
magnetickém poli $\frac{dB}{dt} = 2000$
Gauss/den



$$E = 1,16 \cdot 10^{-10} \text{ J} = 0,73 \text{ GeV}$$

Kosmické záření ze Slunce

- Solární erupce: několik oblastí, kde může dojít k urychlení

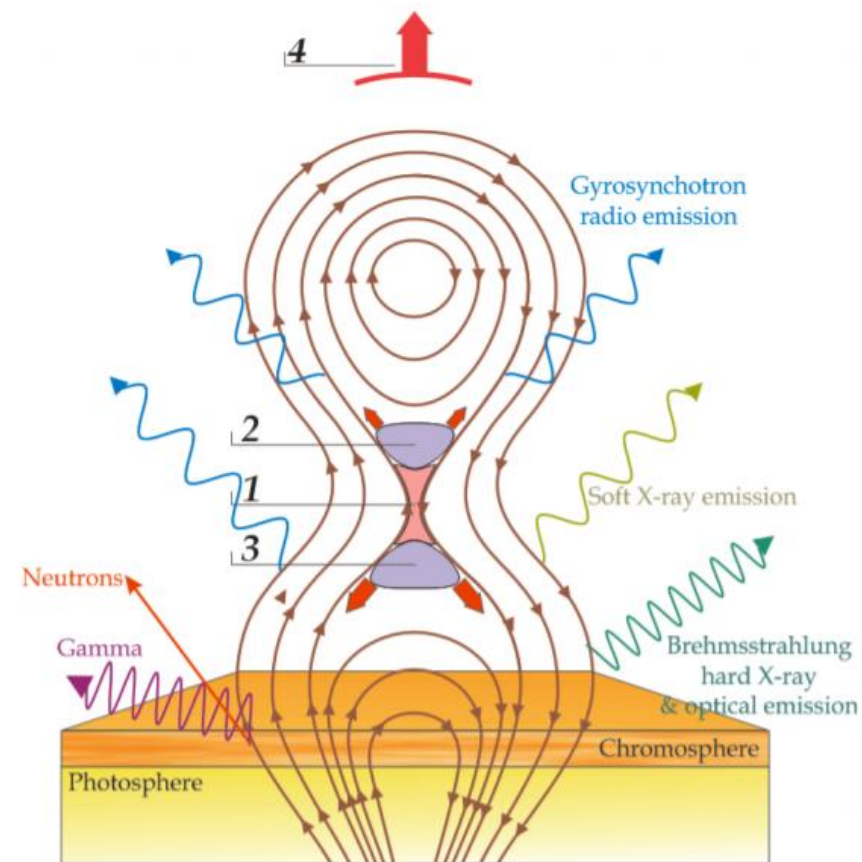
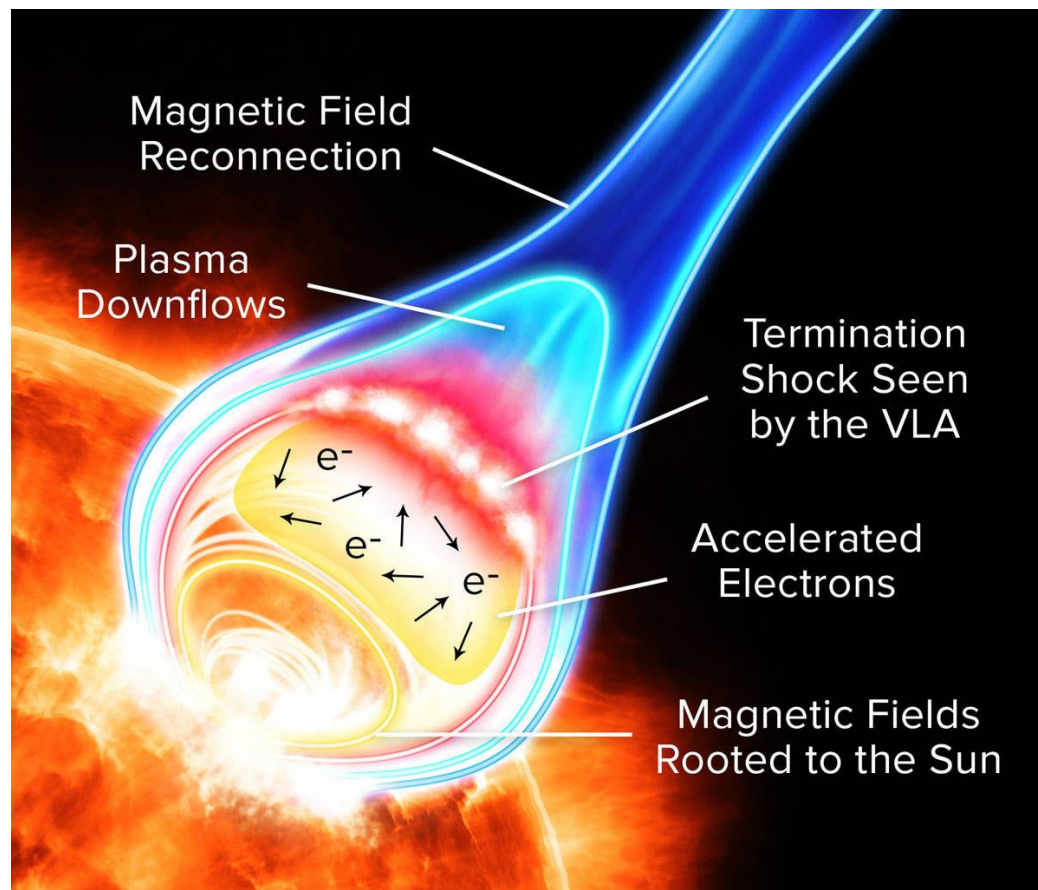


Figure 1. Schematic of solar flare. 1 - reconnection region of particle acceleration by the electric field, 2 and 3 - regions of acceleration by the diffusion and stochastic mechanisms above and below of reconnection region, correspondingly, 4 - a CME front. The figure is modified from [2].

Fermiho urychlování 2. řádu

On the Origin of the Cosmic Radiation

ENRICO FERMI

Institute for Nuclear Studies, University of Chicago, Chicago, Illinois

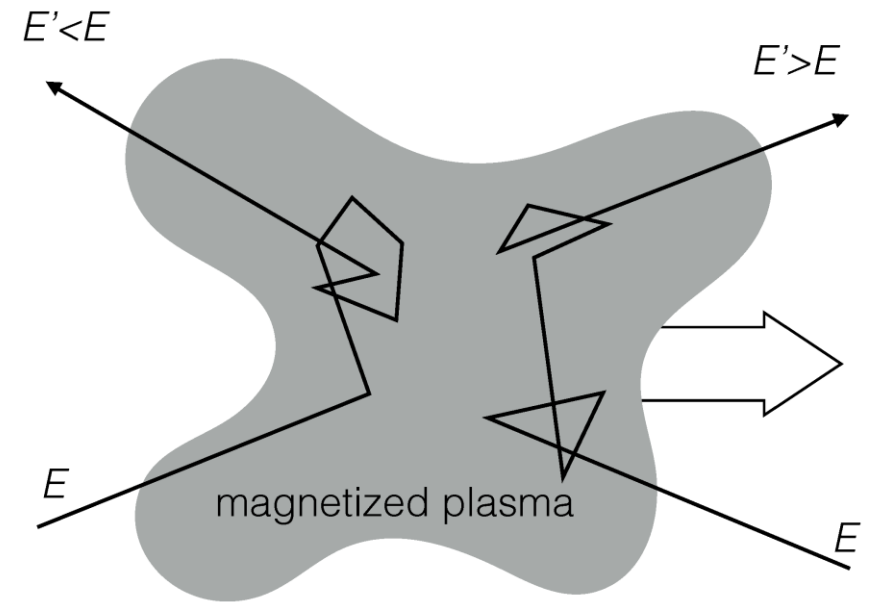
(Received January 3, 1949)

A theory of the origin of cosmic radiation is proposed according to which cosmic rays are originated and accelerated primarily in the interstellar space of the galaxy by collisions against moving magnetic fields. One of the features of the theory is that it yields naturally an inverse power law for the spectral distribution of the cosmic rays. The chief difficulty is that it fails to explain in a straightforward way the heavy nuclei observed in the primary radiation.

- Stochastický proces
- Částice urychlovány ve zmagnetizovaných plynných mračnách
- Není úplně běžné ve Vesmíru

Fermiho urychlování 2. řádu

- Kosmické záření vniká do plynného mračka, kde difunduje, izotropizuje se a vylétá v náhodném směru
- Plynné mračno se pohybuje rychlostí β
- 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

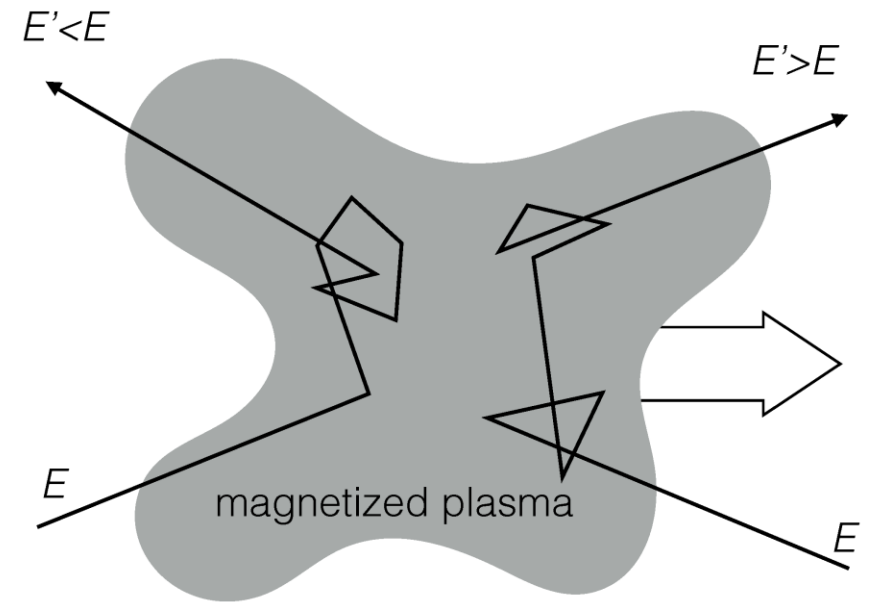
- Částice s energií E_1 vletí do mračna s rychlostí $|\mathbf{V}| = V$
- V laboratorním systému oblaku částice interaguje pouze elastickým rozptylem, proto $E_1' = E_2'$
- Částice ale mění směr $\rightarrow E_1 \neq E_2$
- Pro vylétající částici platí:

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

- Lze vidět, že částice může energii získat i ztratit

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

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



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 β 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 β^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

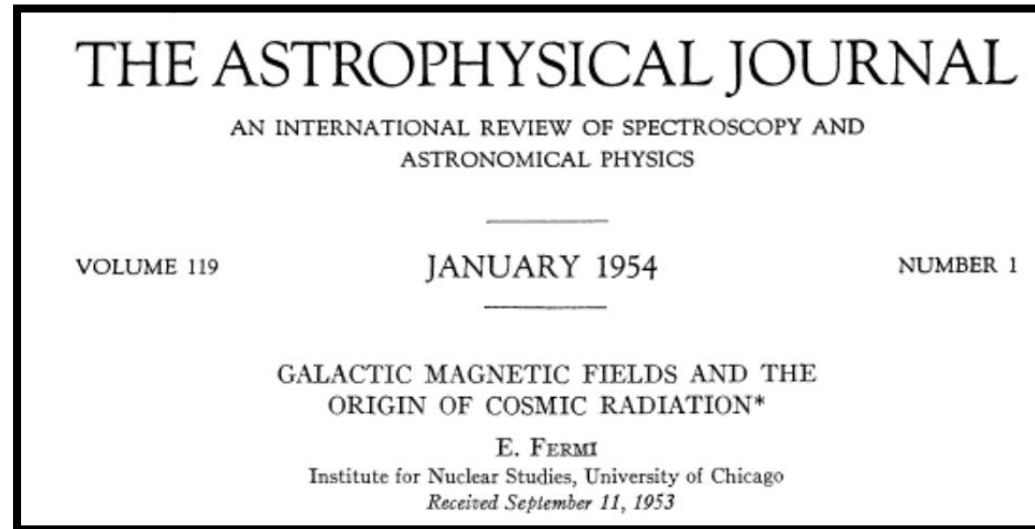
- Z transportní rovnice:
$$0 = \frac{\partial}{\partial E} [b(E)N(E)] - \frac{N(E)}{\tau_{esc}}$$

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

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

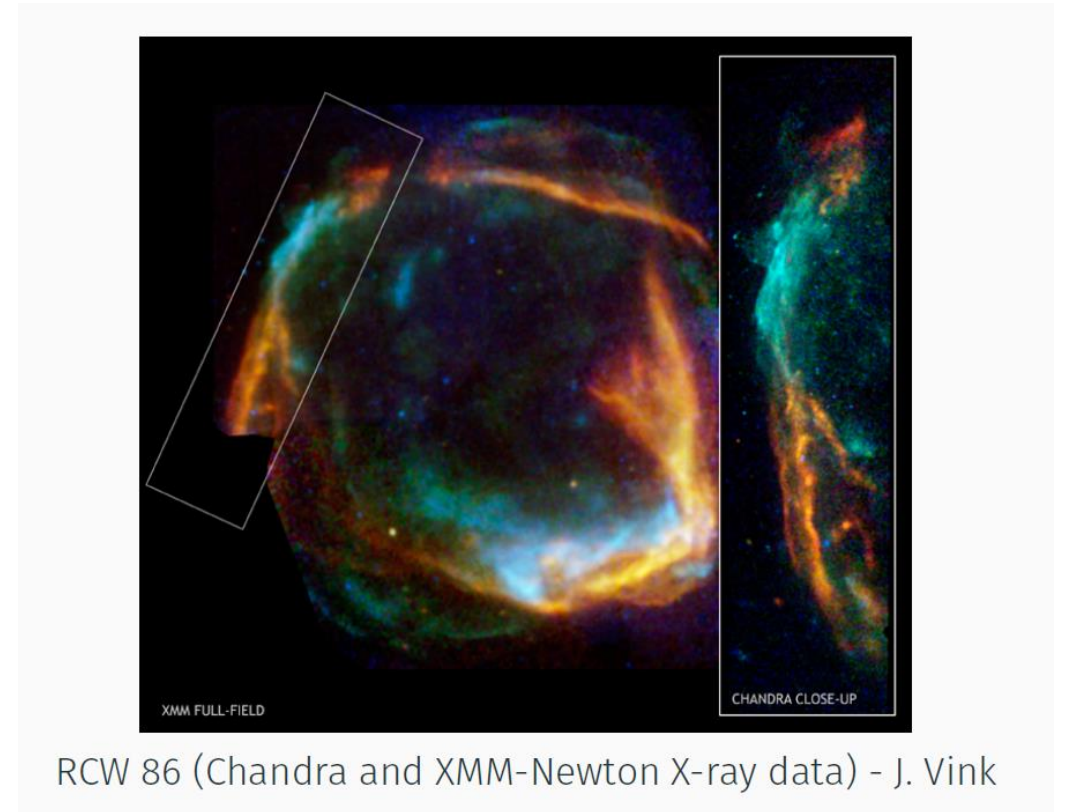
τ_{esc} ... střední doba jakou je částice „uvězněna“ v systému

Fermiho urychlování 1. řádu



= diffusive shock acceleration

- Probíhá v prostředí silných rázových vln, jaké jsou například u výbuchů supernov
- Rázové vlny jsou ve Vesmíru běžné



Fermiho urychlování 1. řádu

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

- Zachování hmoty:

$$\rho_1 v_1 = \rho_2 v_2$$

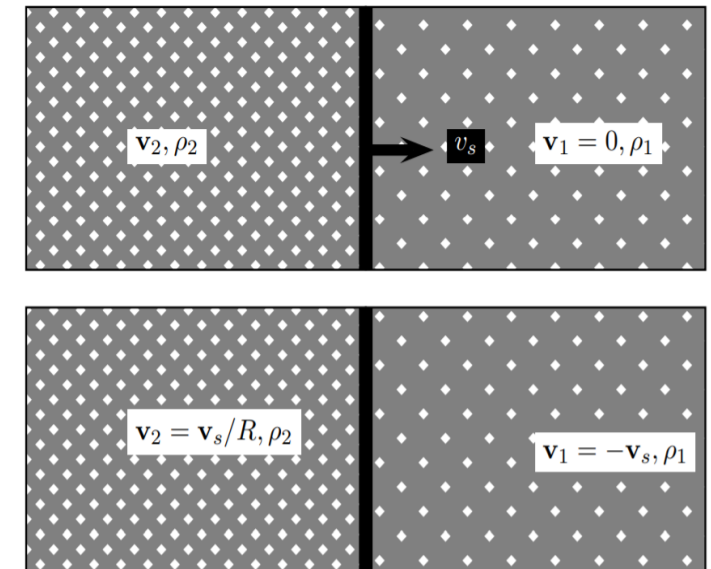
- Zachování hybnosti:

$$\rho_1 v_1^2 + P_1 = \rho_2 v_2^2 + P_2$$

- 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 ... kompresní poměr

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

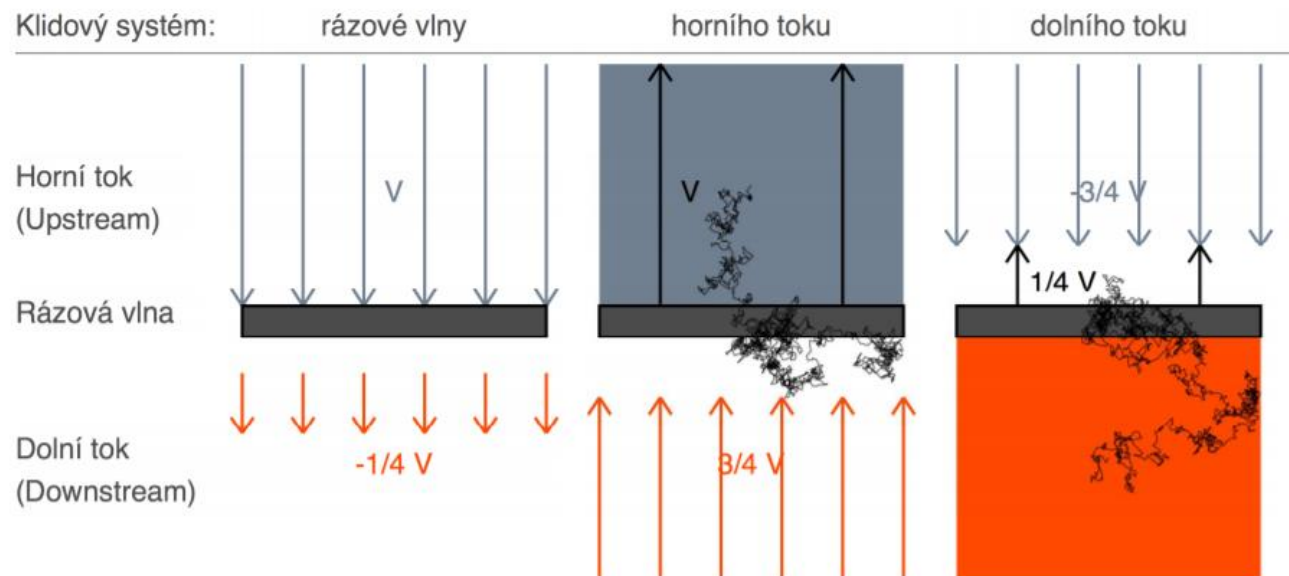
Fermiho urychlování 1. řádu

- 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

$$v_2 = \frac{v_s}{R} = \frac{v_s}{4}$$

$$\rho_2 = R\rho_1 = 4\rho_1$$

$$P_2 = \frac{3\rho_1 v_s^2}{4}$$

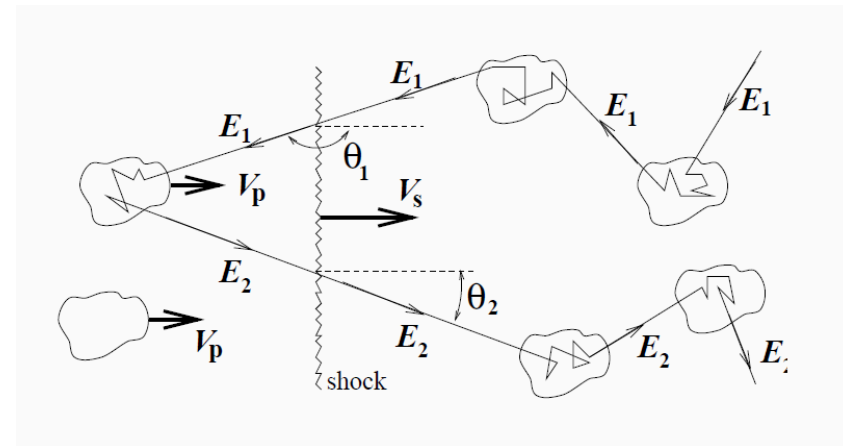


Obrázek 2.3: Schematické znázornění Fermiho urychlení prvního řádu na rázových vlnách. Vlevo: Znázornění toku plynu v klidovém systému rázové vlny. Plyn z horního toku do rázové vlny “vtéká,” plyn v horním toku proudí směrem od rázové vlny. Uprostřed: Klidový systém horního toku (t.j. plynu, který ještě 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

- 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

$$\frac{dn}{d \cos \theta_1} = \begin{cases} 2 \cos \theta_1 & \cos \theta_1 < 0 \\ 0 & \cos \theta_1 > 0 \end{cases}$$



- Střední úhel vletávající a střední úhel vylétávající částice

$$\langle \cos \theta_1 \rangle = -\frac{2}{3}$$

$$\langle \cos \theta'_2 \rangle = \frac{2}{3}$$

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

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

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

- 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

- Při gravitačním kolapsu se zachovává moment hybnosti
- Vzhledem k velmi malým velikostem neutronových hvězd jsou jejich periody rotace extrémně krátké

PŘÍKLAD (24): Jak se změní perioda rotace hvězdy o poloměru $R = 7 \cdot 10^8$ mm s periodou 1 měsíc po zhroucení do objektu s $R_p = 20$ km?

Pulsary

- Při gravitačním kolapsu se zachovává moment hybnosti
- Vzhledem k velmi malým velikostem neutronových hvězd jsou jejich periody rotace extrémně krátké

PŘÍKLAD (24): Jak se změní perioda rotace hvězdy o poloměru $R = 7 \cdot 10^5$ km s periodou 1 měsíc po zhroucení do objektu s $R_p = 20$ km?

$$L = R \times p = mrv = mr^2\omega \quad \longrightarrow \quad \begin{aligned} r_1^2\omega_1 &= r_2^2\omega_2 \\ \omega_2 &= \left(\frac{r_1}{r_2}\right)^2 \omega_1 \end{aligned} \quad \longrightarrow \quad T_{pulsar} = T_{star} \left(\frac{r_{pulsar}}{r_{star}}\right)^2 \cong 1\text{ms}$$

PŘÍKLAD (24): Jak se u takového objektu změní síla magnetického pole? $B=1000$ Gauss

Pulsary

- Při gravitačním kolapsu se zachovává moment hybnosti
- Vzhledem k velmi malým velikostem neutronových hvězd jsou jejich periody rotace extrémně krátké

PŘÍKLAD (24): Jak se změní perioda rotace hvězdy o poloměru $R = 7 \cdot 10^5$ km s periodou 1 měsíc po zhroucení do objektu s $R_p = 20$ km?

$$L = R \times p = mrv = mr^2\omega \quad \longrightarrow \quad \begin{aligned} r_1^2\omega_1 &= r_2^2\omega_2 \\ \omega_2 &= \left(\frac{r_1}{r_2}\right)^2 \omega_1 \end{aligned} \quad \longrightarrow \quad T_{pulsar} = T_{star} \left(\frac{r_{pulsar}}{r_{star}}\right)^2 \cong 1\text{ms}$$

PŘÍKLAD (24): Jak se u takového objektu změní síla magnetického pole? $B=1000$ Gauss

→ tok magnetického pole skrze polokouli se hvězdy se během kontrakce zachovává a magnetické siločáry tak budou silně stlačeny

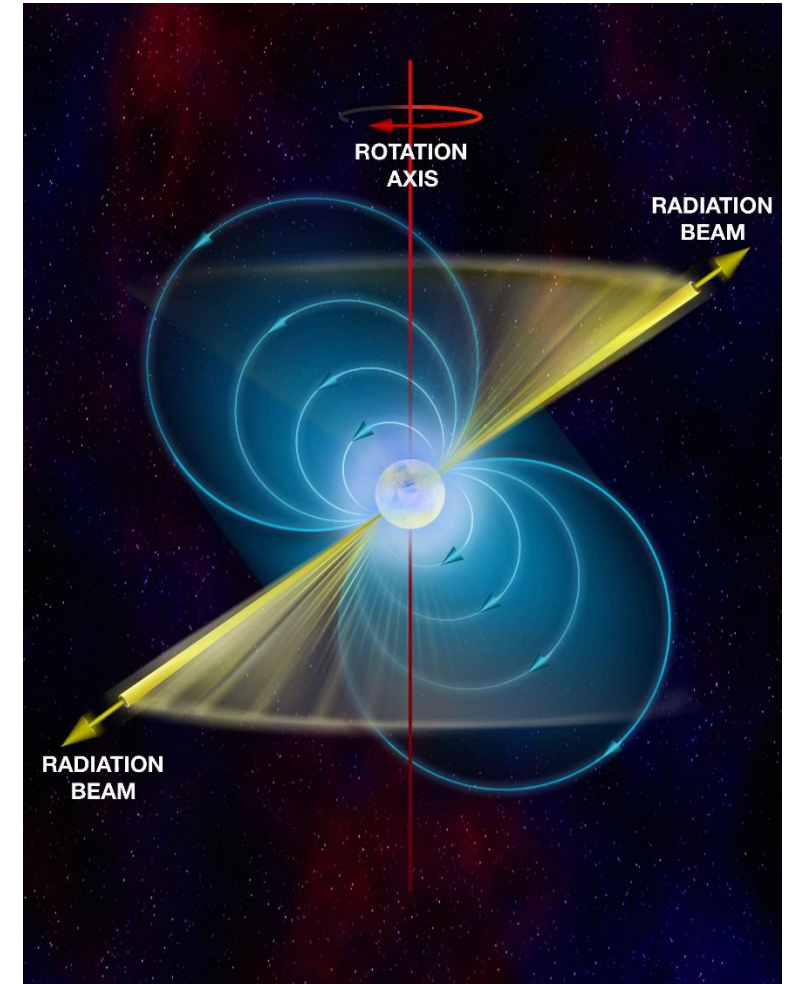
$$\int_1 B_1 \cdot dA_1 = \int_2 B_2 \cdot dA_2 \quad B_{pulsar} = B_{star} \left(\frac{r_{star}}{r_{pulsar}}\right)^2 = 2,5 \cdot 10^{12} \text{ Gauss}$$

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/m³
- 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

PŘÍKLAD (25): elektrické pole kolem pulsaru

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



Pulsary

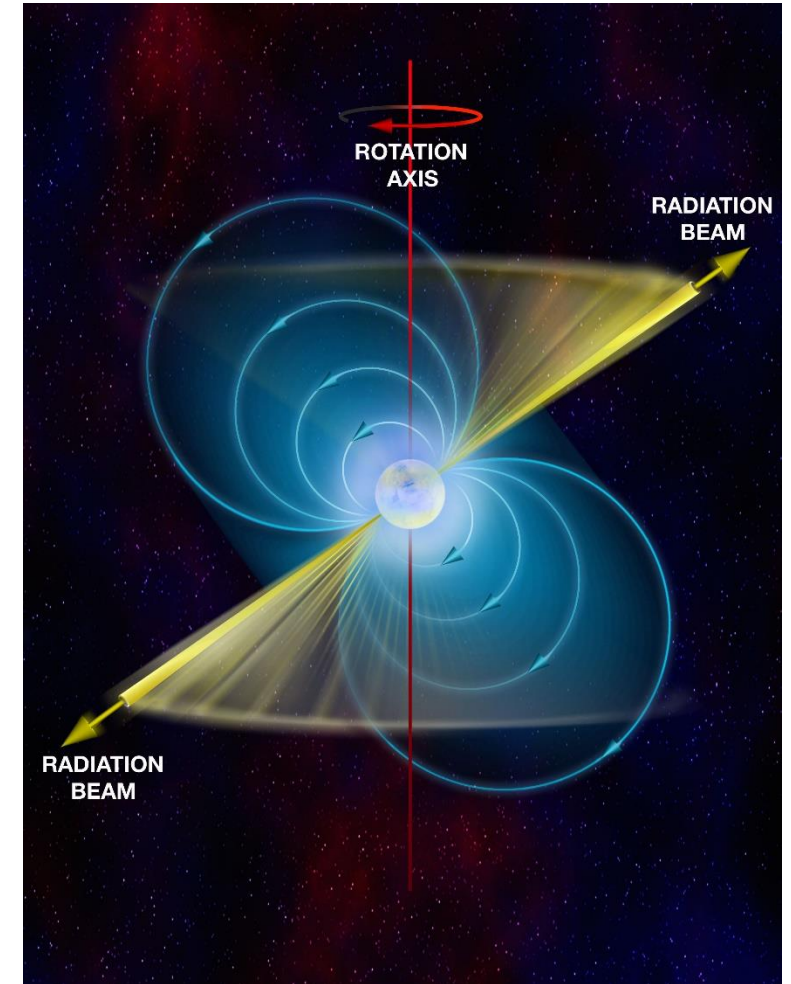
- Rotující neutronová hvězda s velkým magnetickým polem, které vyzařují EM záření směrem z magnetických pólů
- Pozůstatky po supernovách, vysoká rychlost rotace
- Velmi krátká perioda rotace (milisekundy až sekundy)
- Poloměr takových objektů < 20 km
- Hustota srovnatelná s hustotou atomového jádra $\sim 10^{17}$ kg/m³
- 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

PŘÍKLAD: elektrické pole kolem pulsaru

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 (při objemu $\sim 2 \cdot 10^{67} \text{ cm}^3$)

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

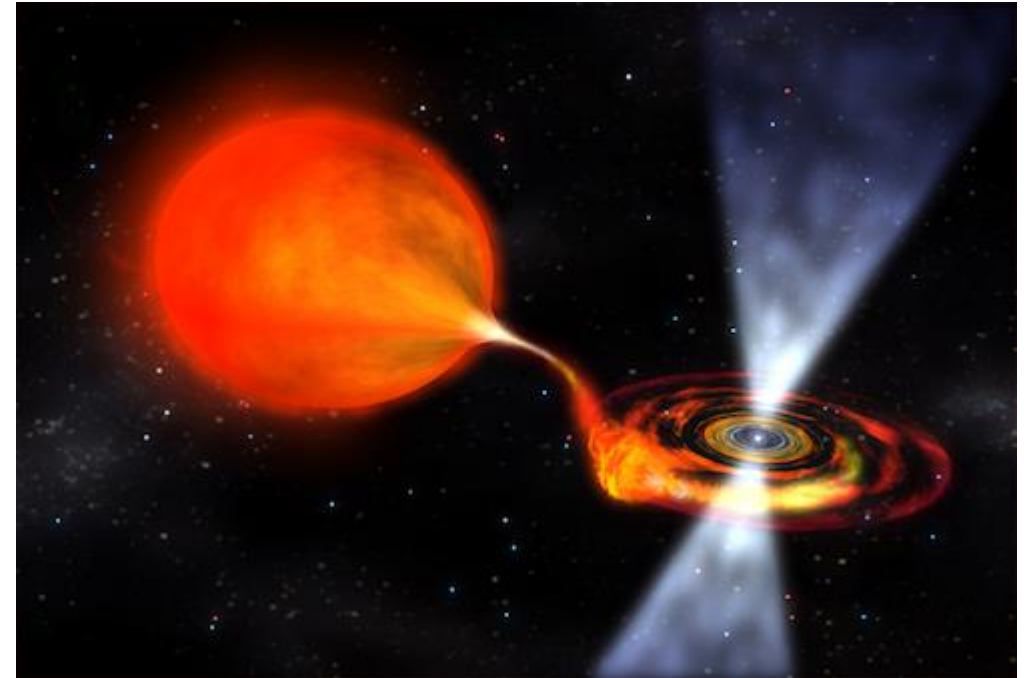
DOBŘÁ SHODA S NAMĚŘNOU HODNOTOU
1 eV/cm³

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

PŘÍKLAD (26):

- Jednorázové urychlení: energie získaná protonem při gravitačním pádu do neutronové hvězdy



Binární systémy

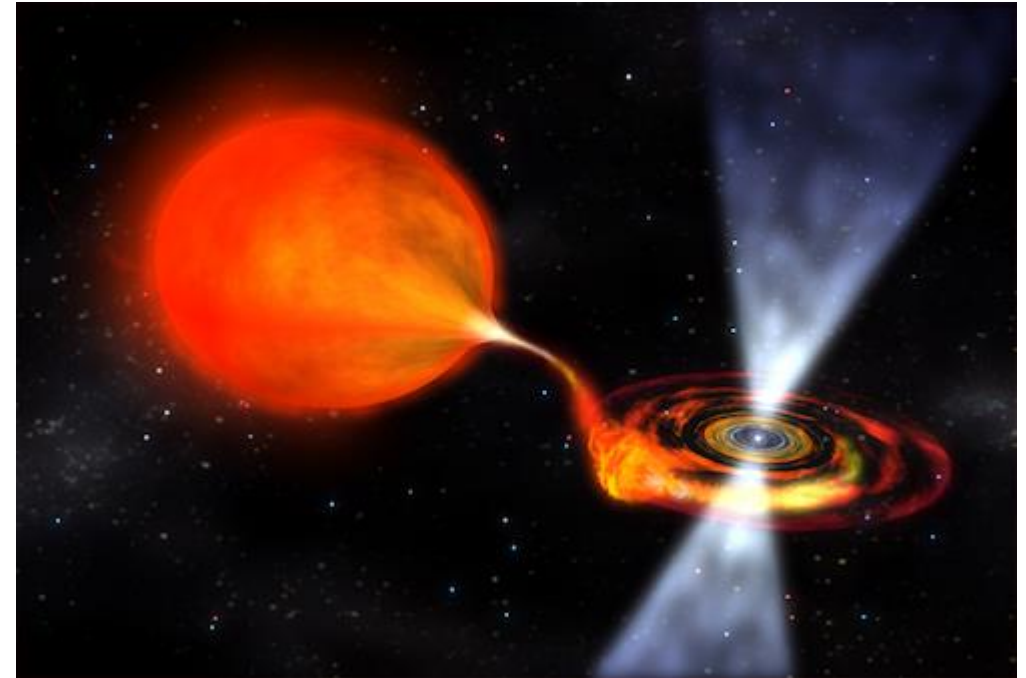
- Pulsar/neutronová hvězda v binárním systému s klasickou hvězdou
- Materiál z průvodní hvězdy je strháván pulsarem/NS
- Pohybující se plasma vytváří silná magnetická a elektrická pole v blízkosti NS, kde mohou být urychleny částice na vysoké energie

PŘÍKLAD (26):

- Jednorázové urychlení: energie získaná protonem při gravitačním pádu do neutronové hvězdy

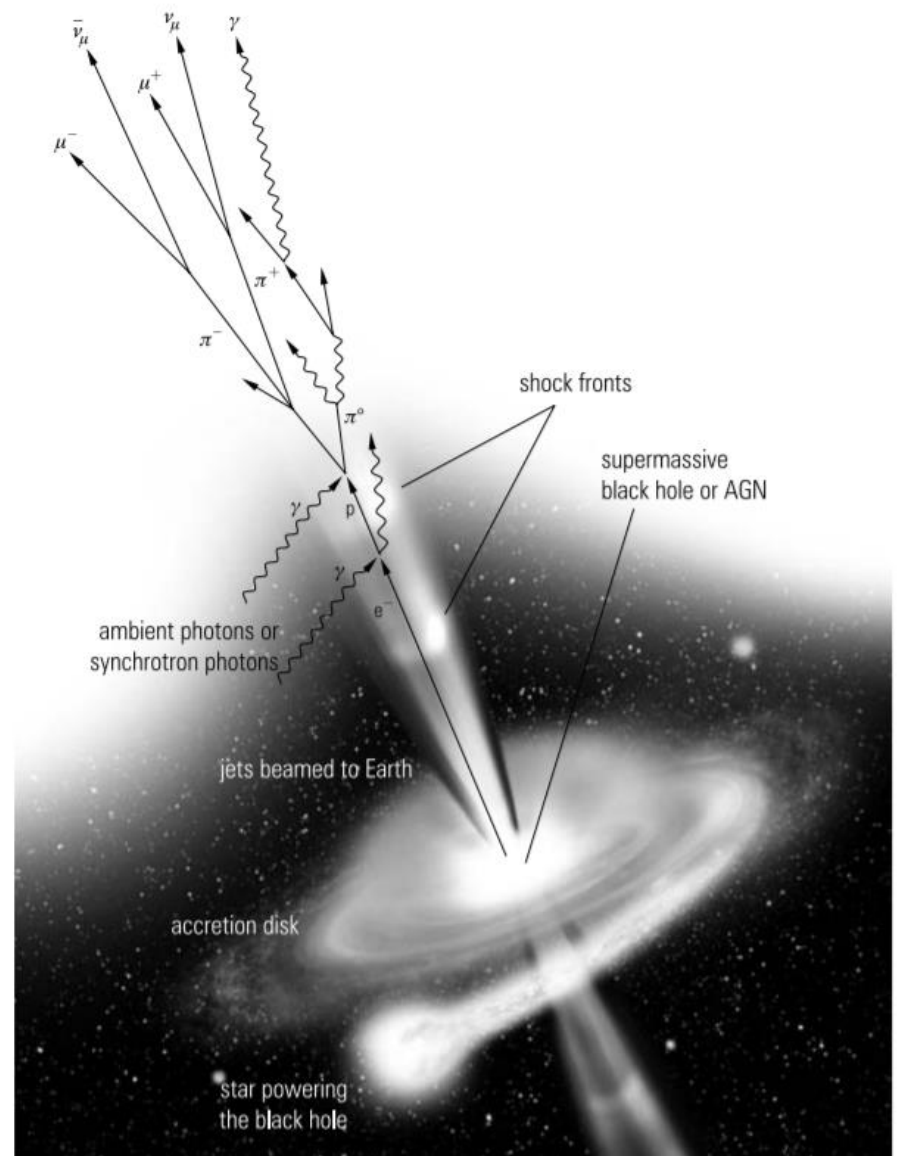
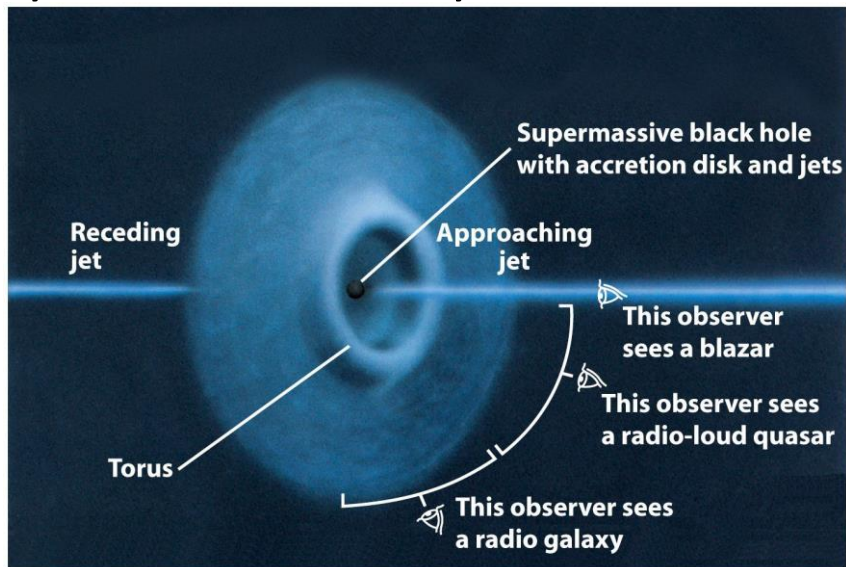
$$\Delta E = - \int_{\infty}^{R_p} G \frac{mM}{r^2} dr = G \frac{mM}{R_p} \approx 1,1 \cdot 10^{-11} \text{ J} \approx 70 \text{ MeV} \quad v = \sqrt{\frac{2GM}{R}} \approx 1,2 \cdot 10^8 \text{ m/s}$$

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



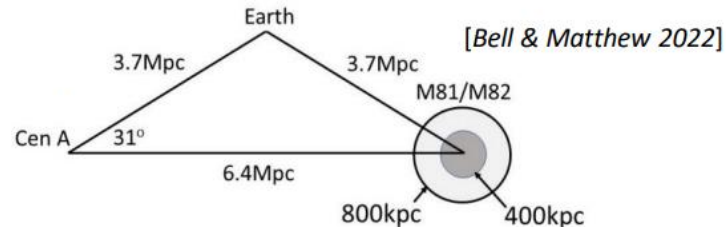
Aktivní galaktická jádra (AGN)

- Ještě větší akreční disky mohou vznikat v okolí supermasivních černých děr
- Nejjasnější zdroje záření ve vesmíru
- 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

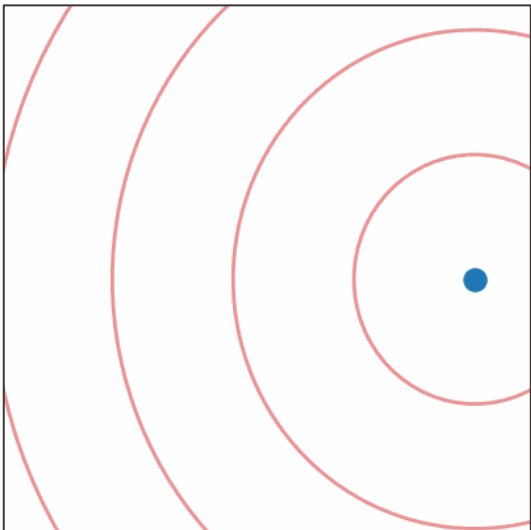


Transientní zdroje

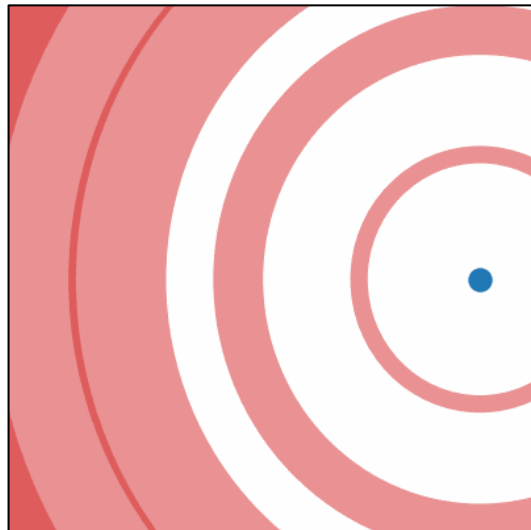
- Krátkodobé procesy při nichž se urychlí částice
- Splynutí neutronových hvězd, tidal disruption events, krátké a dlouhé GRBs
- Pozůstatek dávného výbuchu CenA



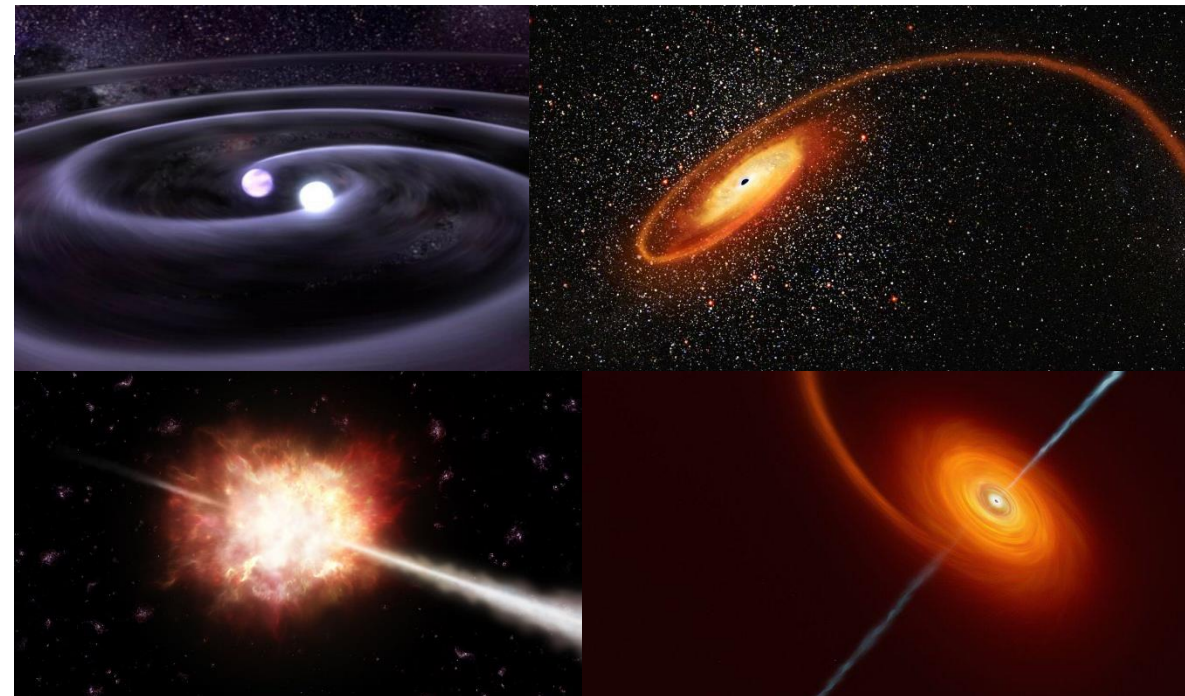
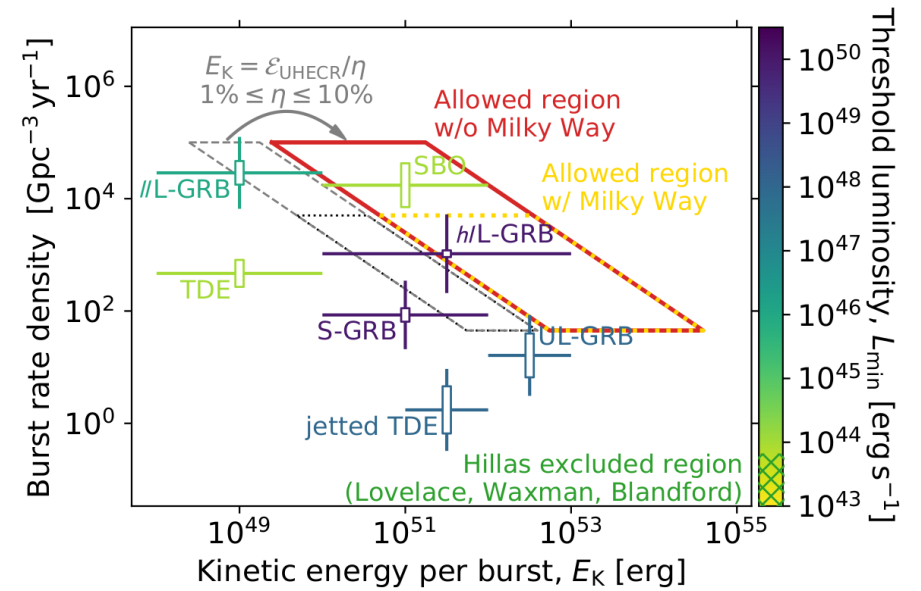
$B = 0$



$B > 0$

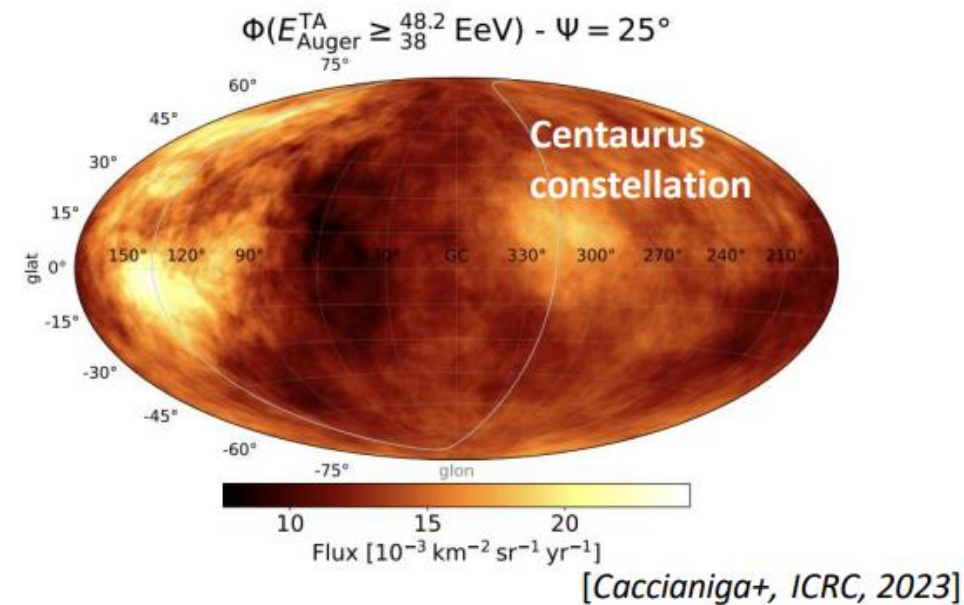
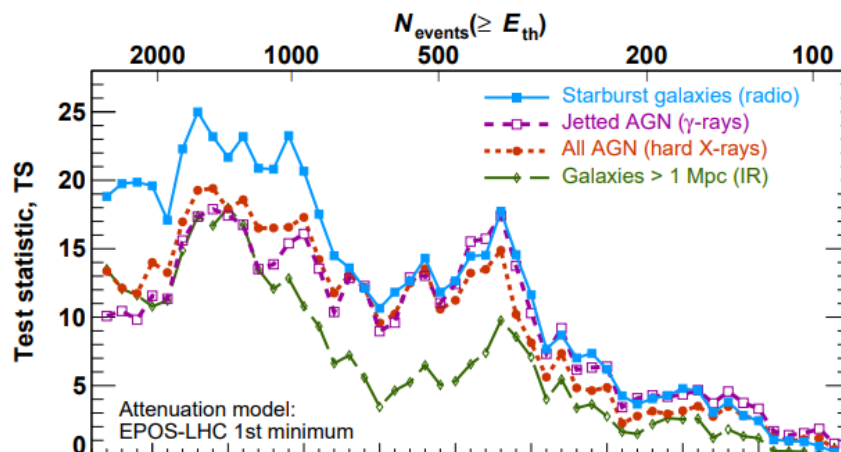
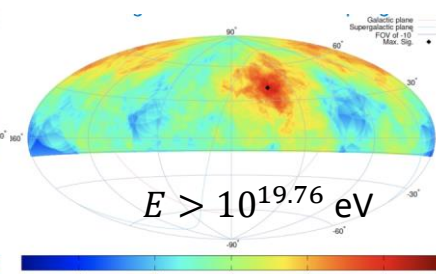
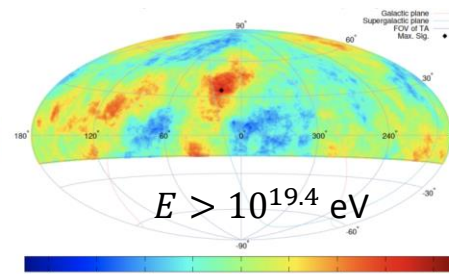
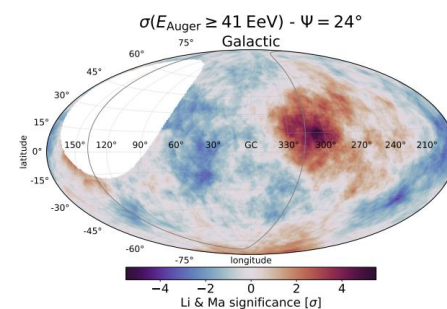
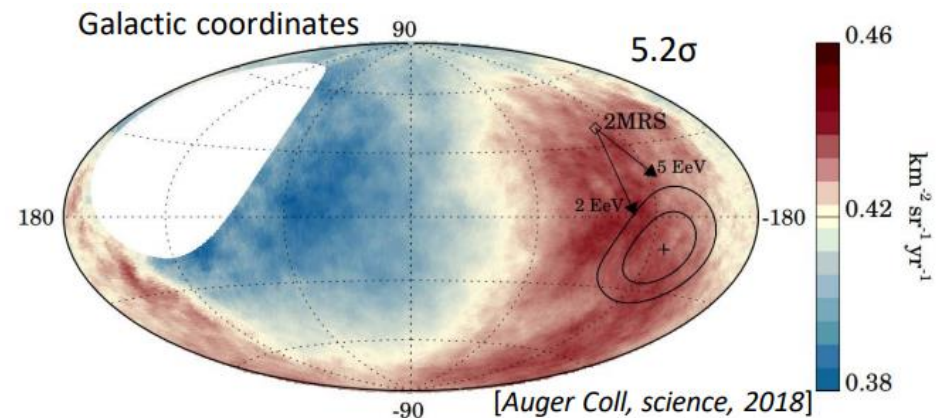


Credit: S. Marafico



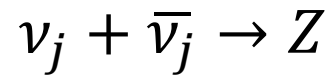
Anisotropie v příchozích směrech KZ

- Anisotropie na velké škále:
 - **dipól nad 8 EeV**
- Anisotropie na středních škálách:
 - region Cen A, TA hot-spot, PP supercluster
- Korelace s katalogovými zdroji:
 - SBGs, AGNs



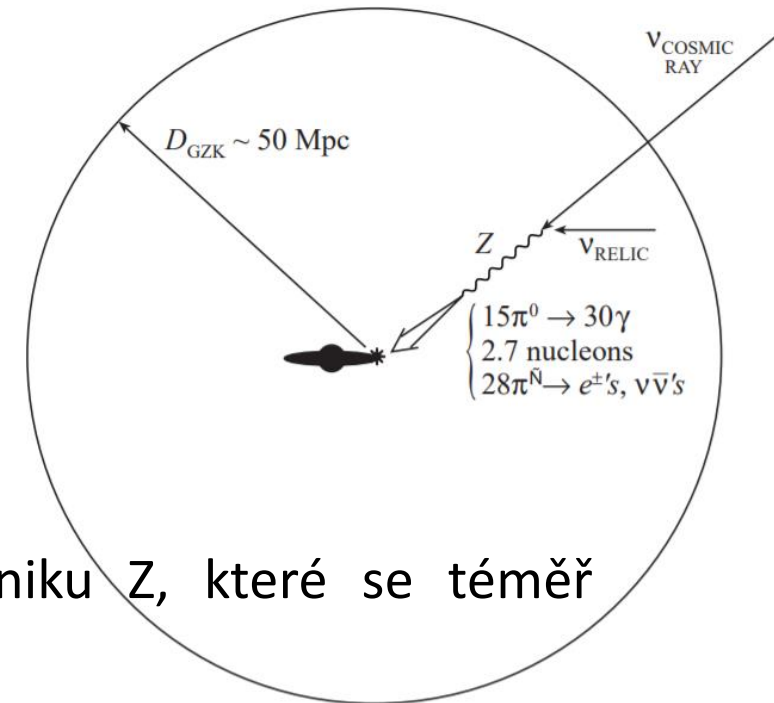
Z-burst

- Model, který by mohl vysvětlit původ nejenergetičtějšího kosmického záření
- Protony a těžší částice o nejvyšších energiích nemohou pocházet ze vzdálených zdrojů ($> (50 - 100)$ 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

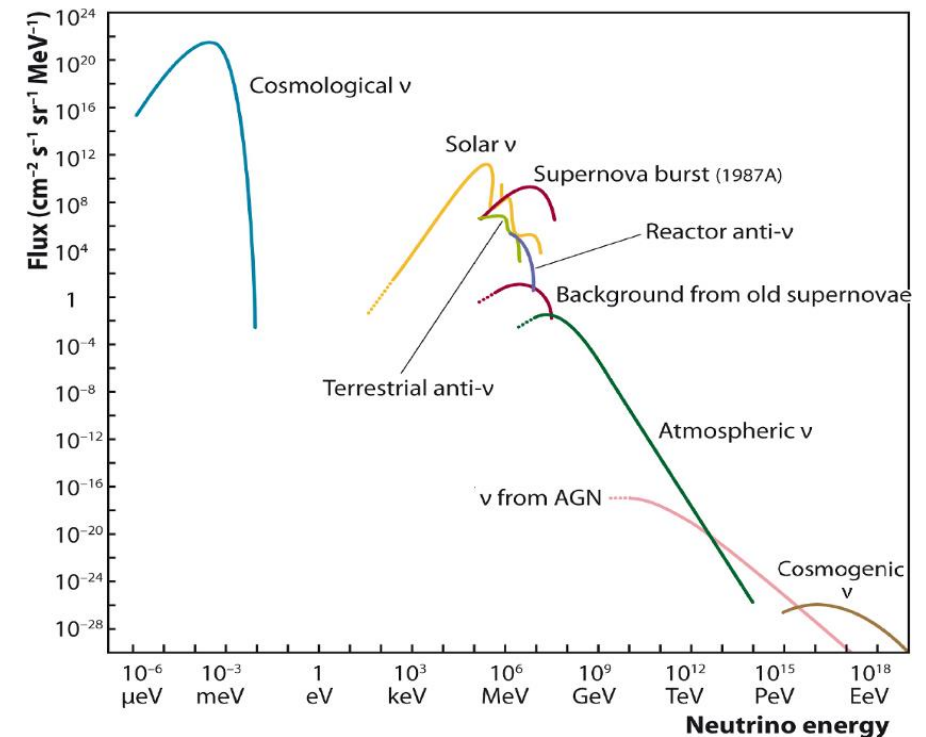


Z-burst

- Vzniklé Z se ze 70% rozpadá hadronicky – v průměru vzniká jeden pár baryon-antibaryon (p nebo n) + 17 nabitých π + 10 neutrálních π
- 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

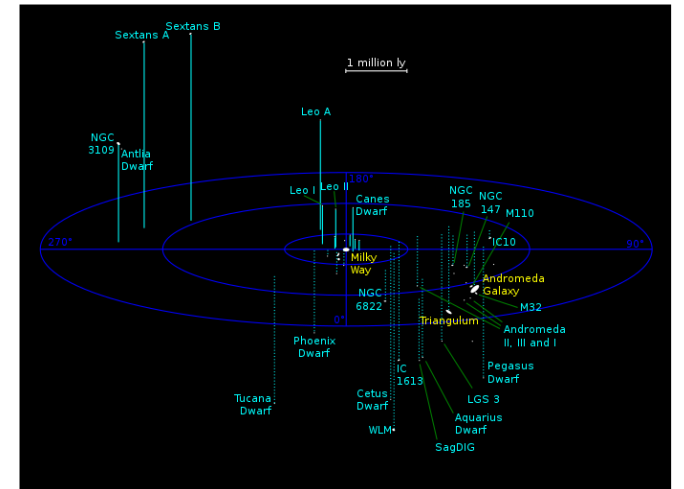
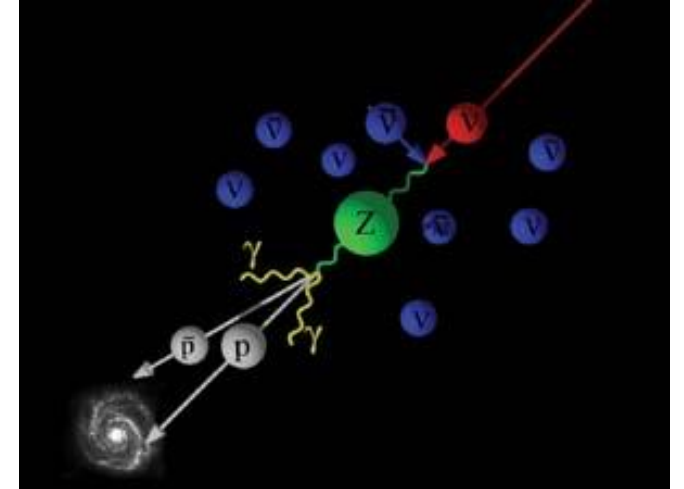
- Závisí na hustotě **reliktních neutrin (CNB)**

- $T = 1,95$ 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

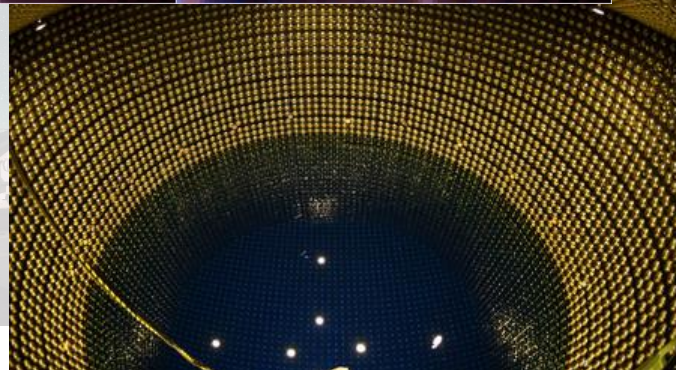
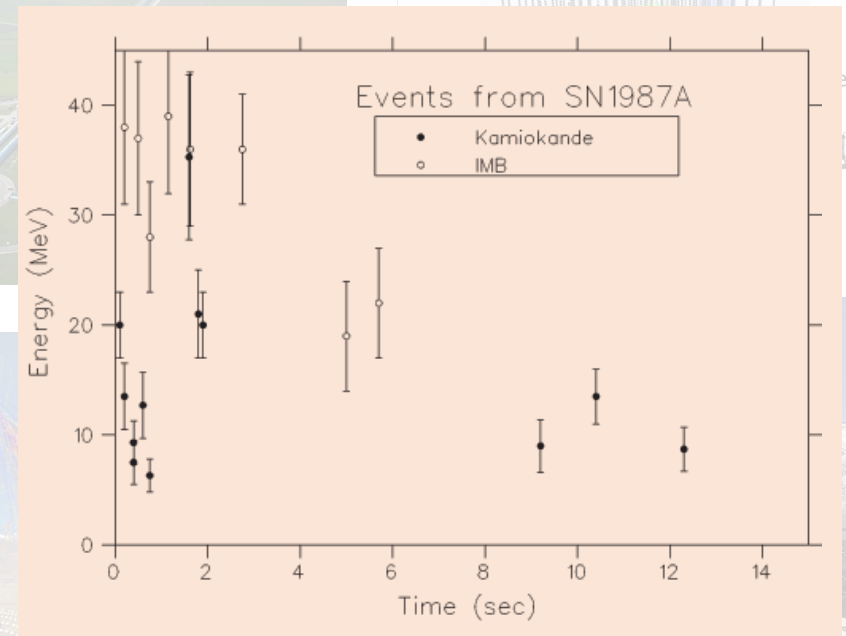
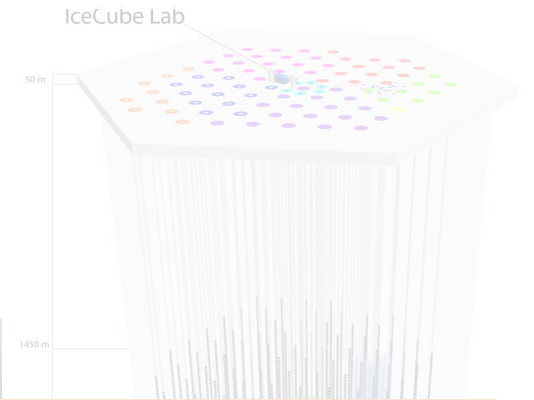
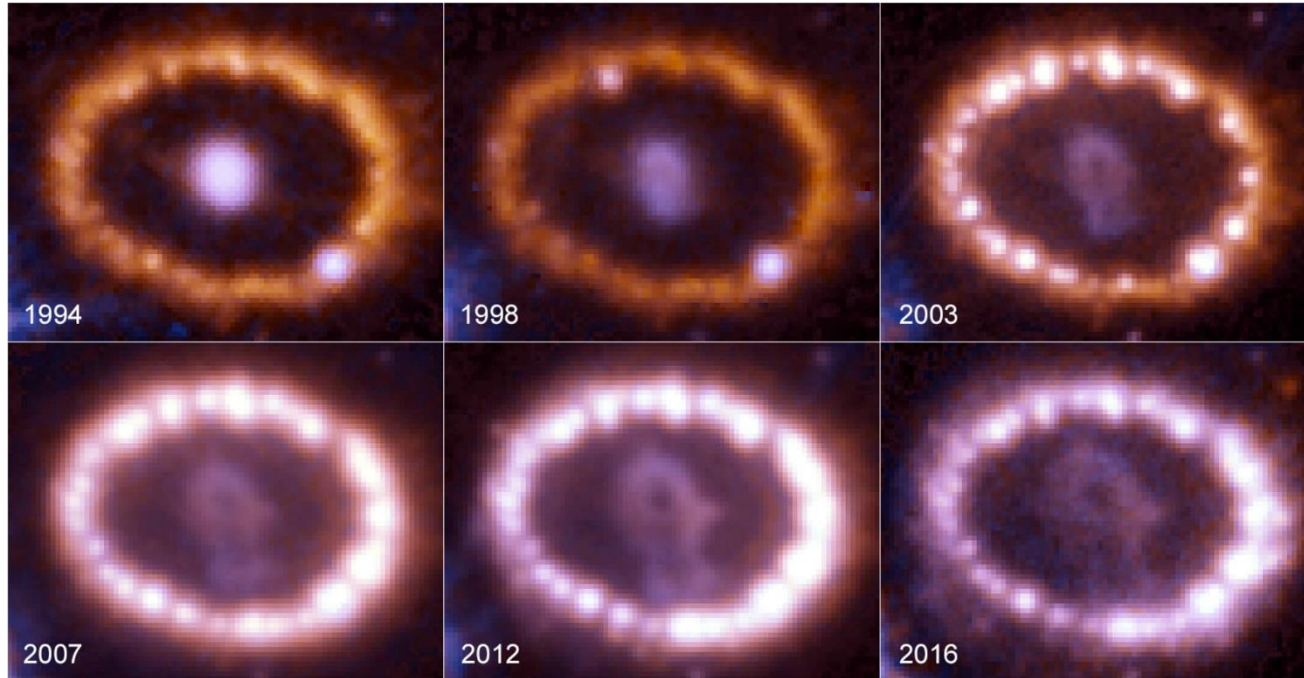
- Pokud je CNB izotropní, pak pravděpodobnost, že rezonanční neutrino interaguje s CNB během dráhy 50 Mpc za vzniku Z-burstu je $3,6 \cdot 10^{-4}$
- V okolí hmoty ale existují lokální potenciálové jámy, které by měly lokálně zvýšit hustotu CNB oproti průměru → zvyšuje pravděpodobnost interakce
- Pro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

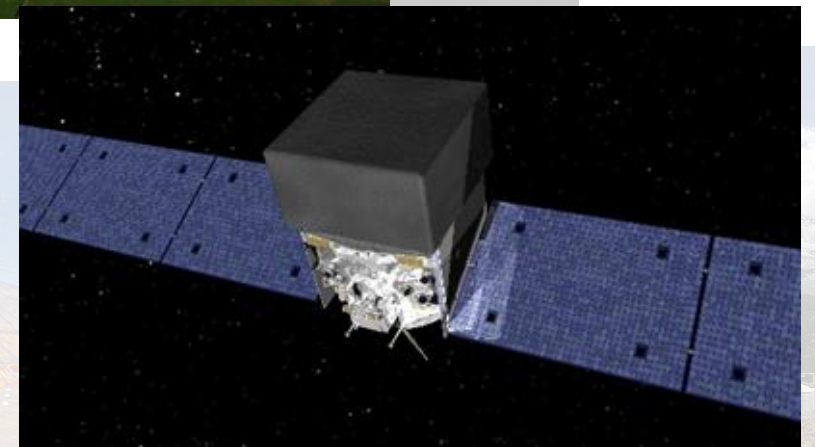
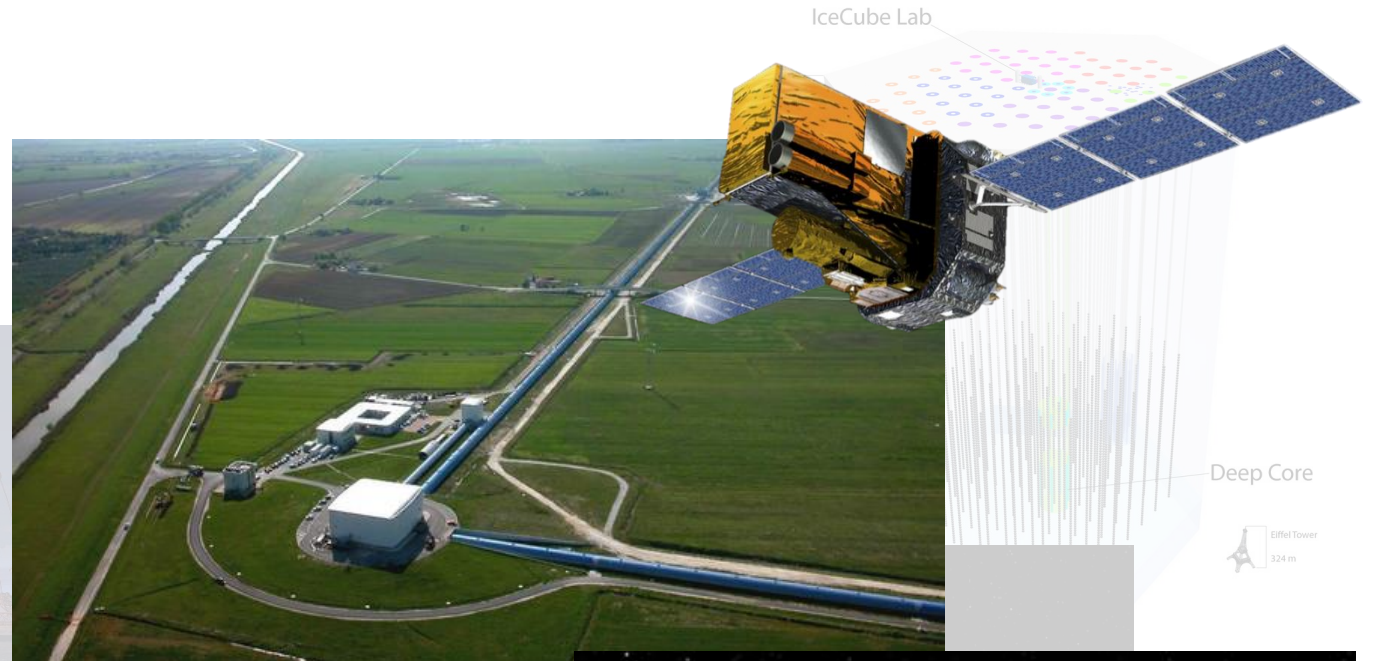
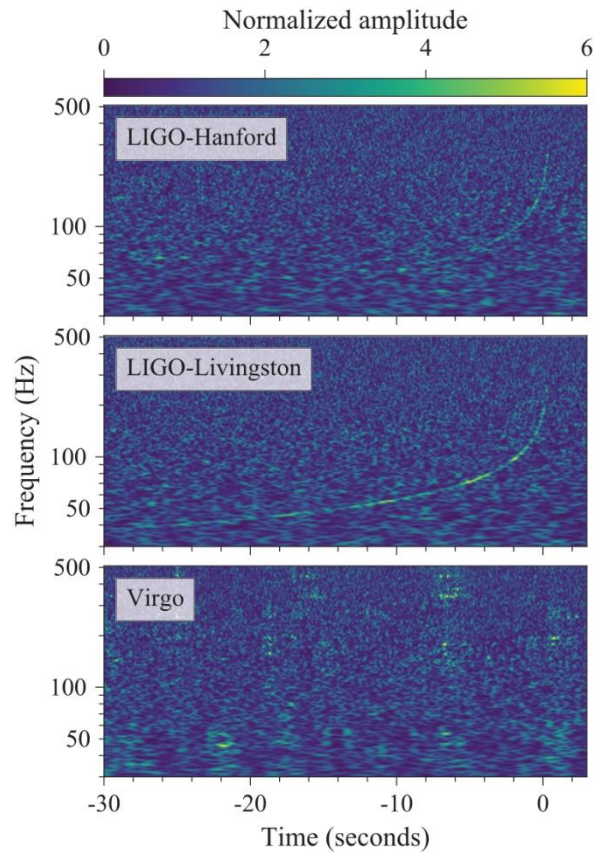
Multi-messenger astronomie

- SN 1978 A – neutrina a elektromagnetický signál



Multi-messenger astronomie

- Sloučení neutronových hvězd 2017
 - GW a elektromagnetický signál



Multi-messenger astronomie

- Blazar TXS-0506 - ~ 290 TeV neutrino and elektromagnetický signál
 - 1.75 Gpc (5.7 billion light years)

