

低光度活動銀河核の降着流からの 高エネルギー粒子放射

SSK, Murase, & Toma, 2014 arXiv:1411.3588

木村成生 (大阪大学D3)

共同研究者

当真賢二(東北大学)

村瀬孔太(プリンストン高等研究所)

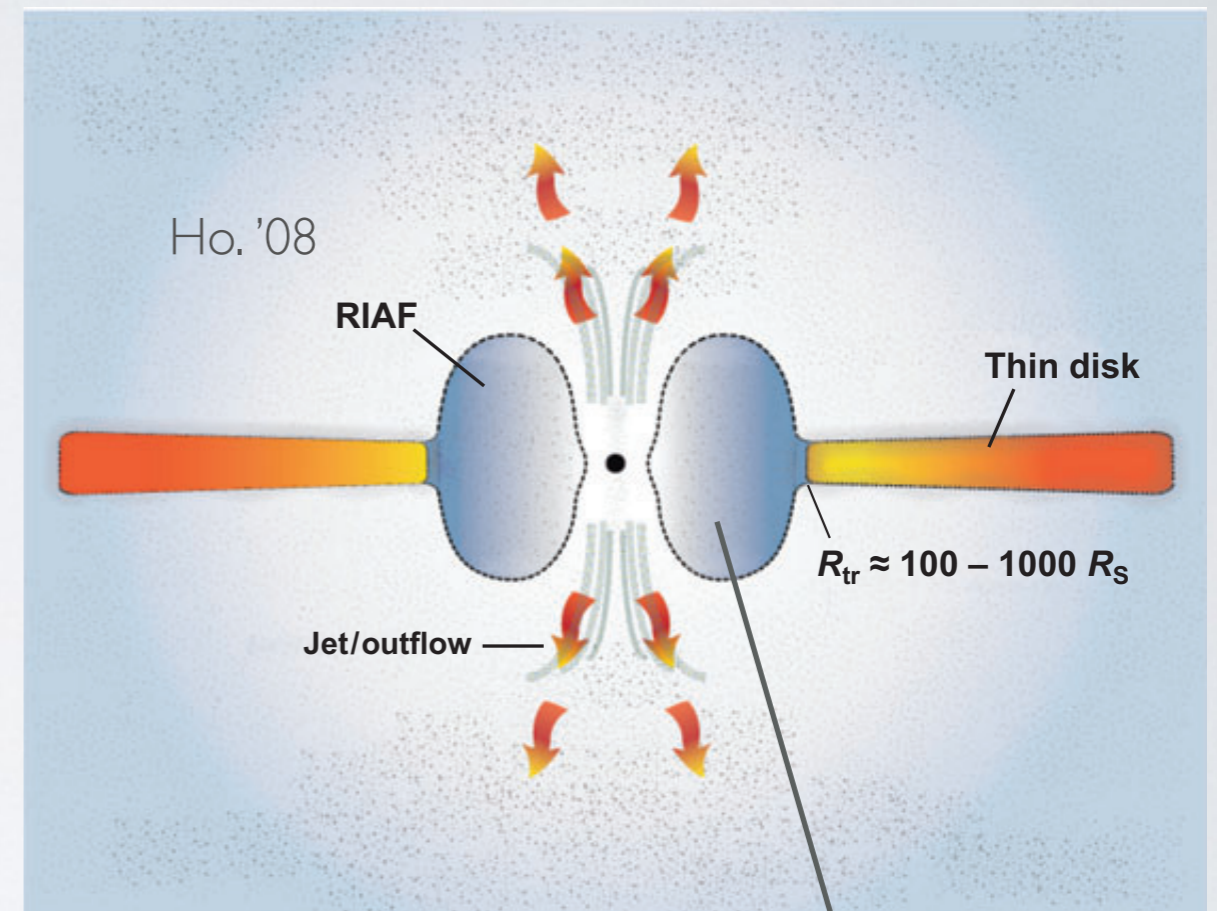
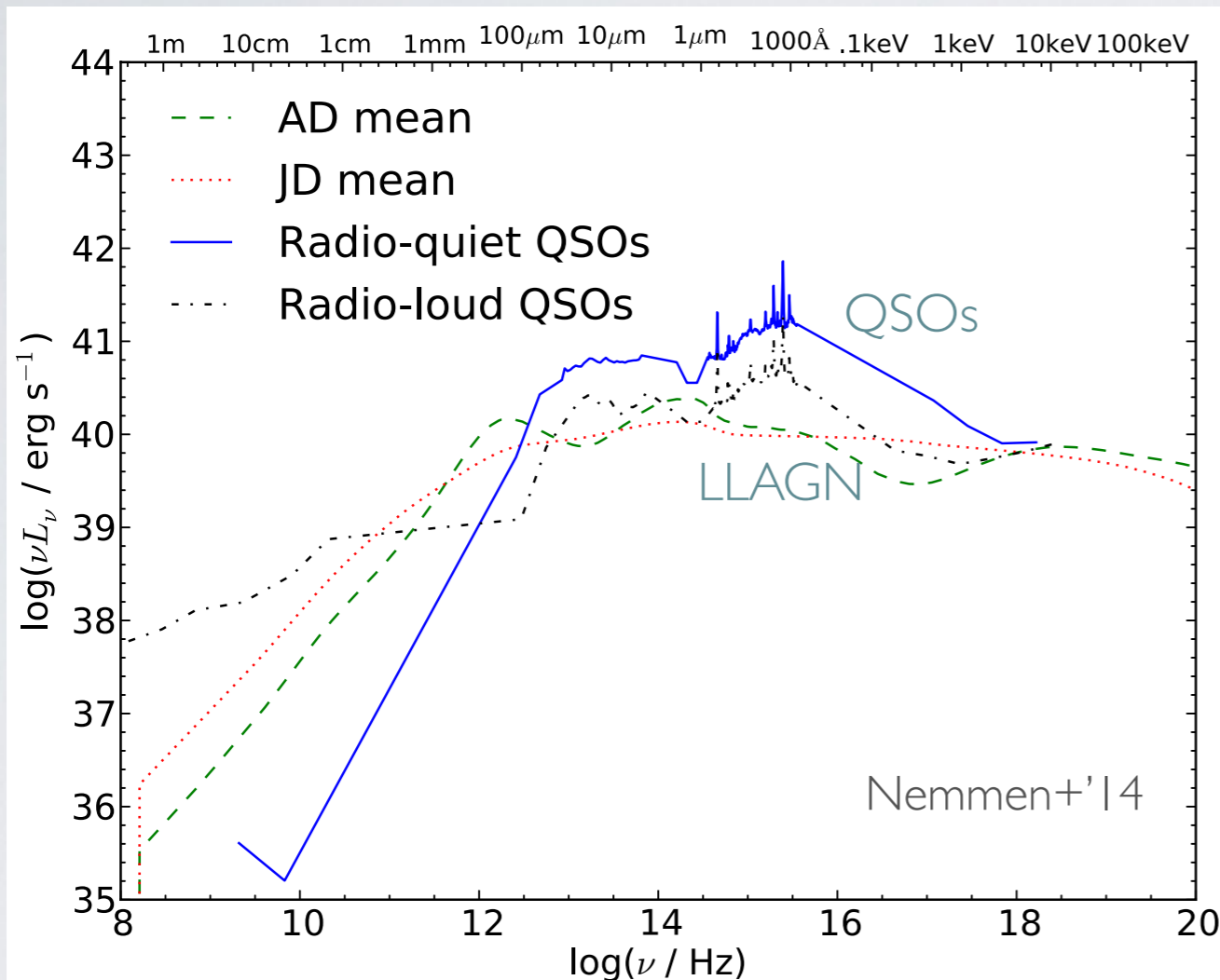


導入

- 低光度活動銀河核
- Collisionless FlowとRIAF 中での粒子加速
- ダイナミクスへの影響
- IceCube neutrino
- 研究目的

低光度活動銀河核 (LLAGN)

$$L_{H\alpha} \leq 3 \times 10^{41} \text{ erg/s}$$



Collisionless flow
 $(t_{relax} \gg t_{fall})$

(Mahadevan+'97)

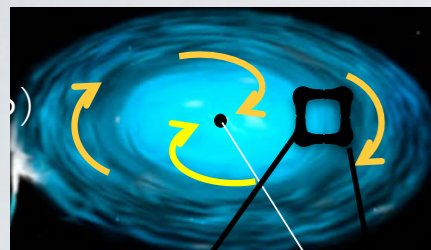
Blue Bump がない → 標準降着円盤がない

——> 降着流は Radiation Inefficient Accretion Flow (RIAF)

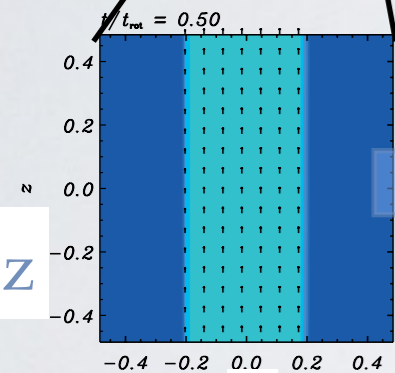
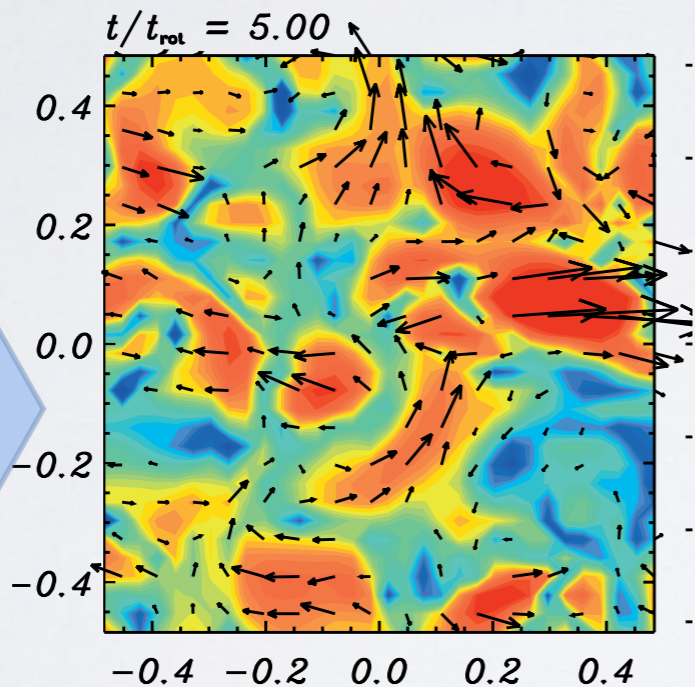
RIAF内での粒子加速

降着流での散逸と角運動量輸送

→ 磁気回転不安定 (MRI)



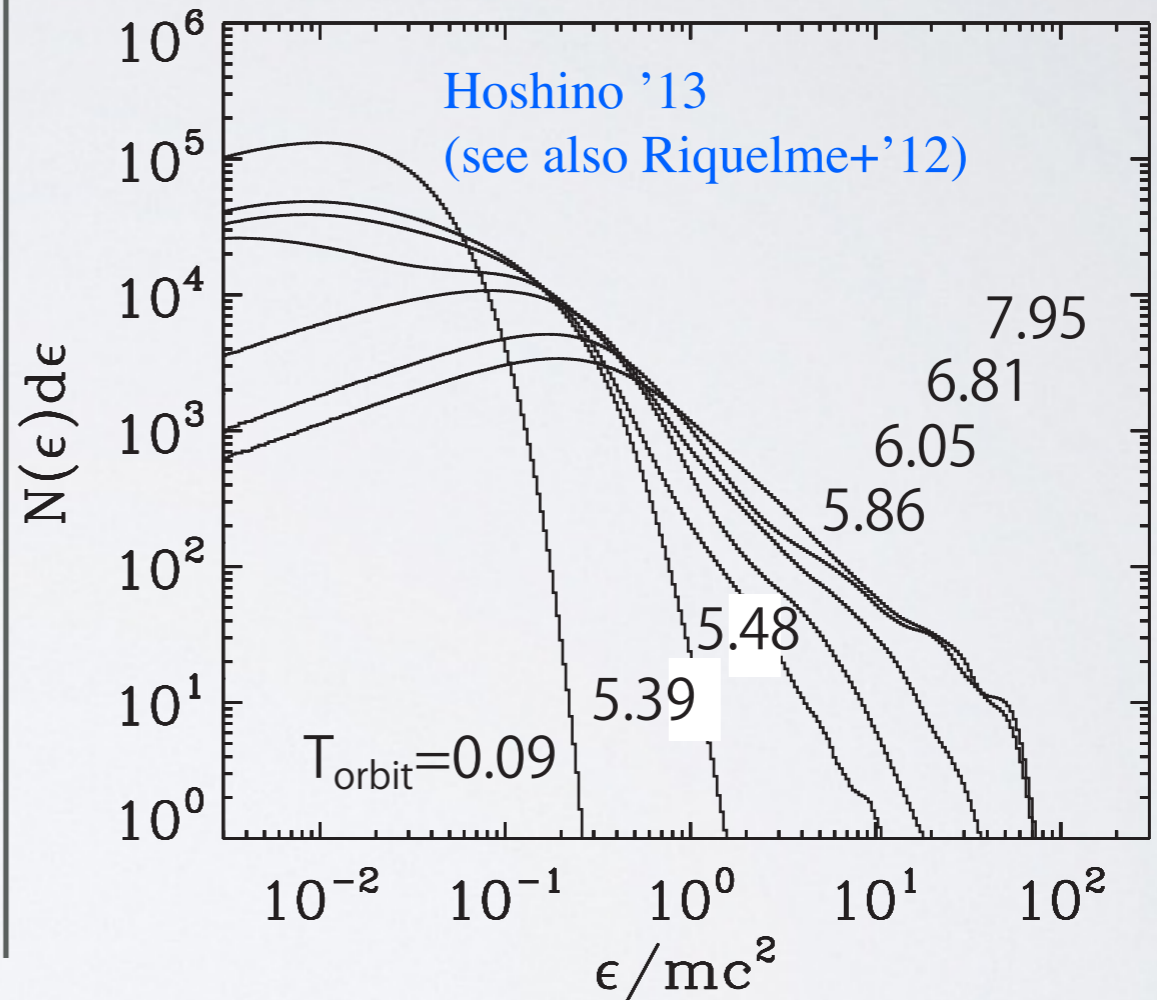
MHD simu.



Sano et al. '04 (see also Balbus & Hawley '91)

無衝突プラズマでのMRI?

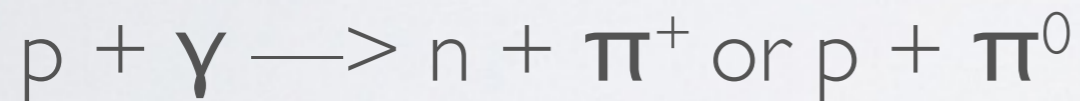
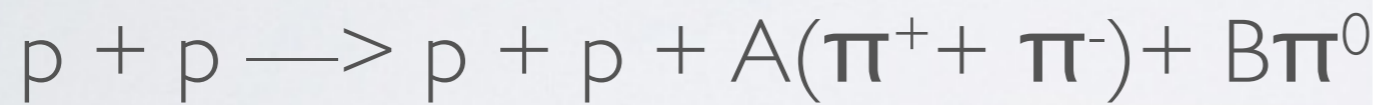
→ PIC simulations in shearing box



乱れた磁場のリコネクション → 非熱的粒子生成

降着流中の高エネルギー粒子

- 降着流内の高エネルギー陽子は降着流内の陽子や光子と反応
- パイオン生成反応

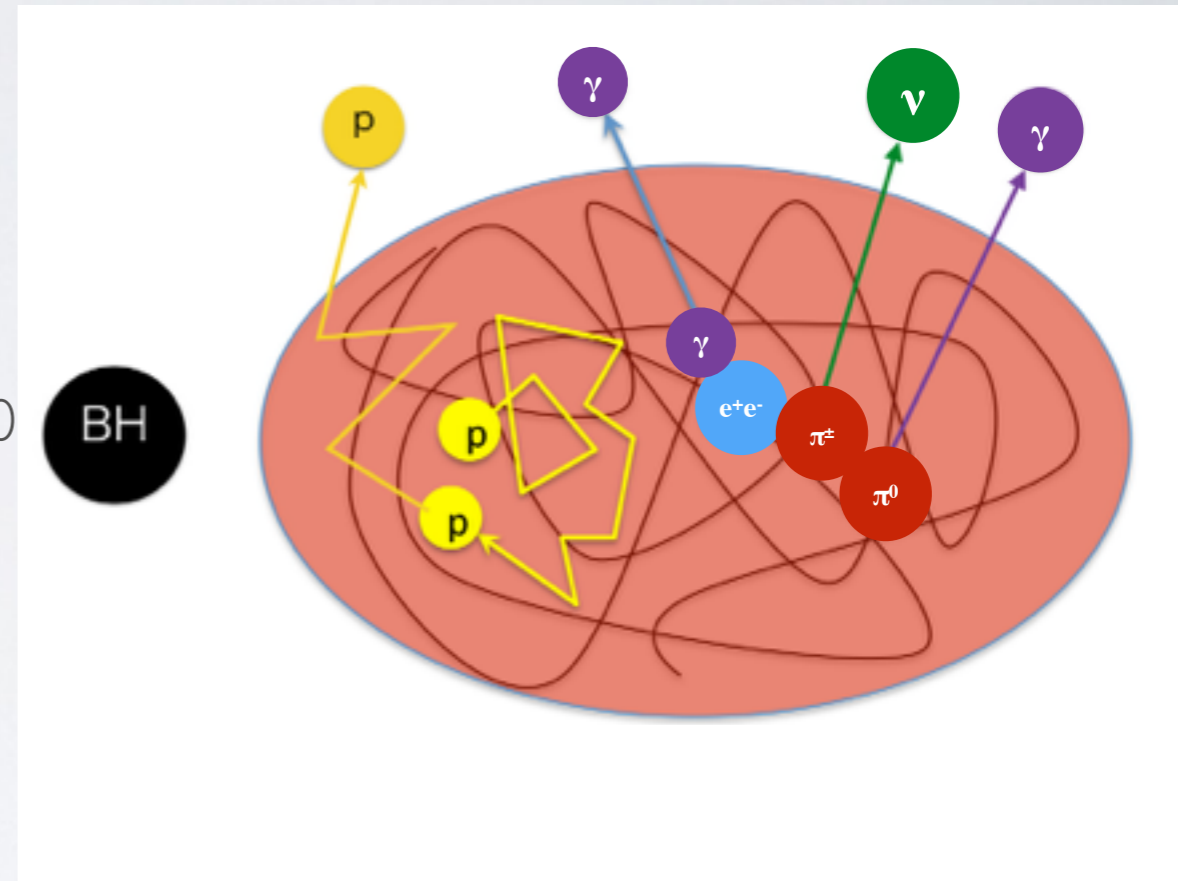


- 陽子の拡散による逃走

- $t_{\text{relax}} \gg t_{\text{diss}}$ より、加速陽子の注入率は高くなりうる

陽子によるエネルギー損失あり

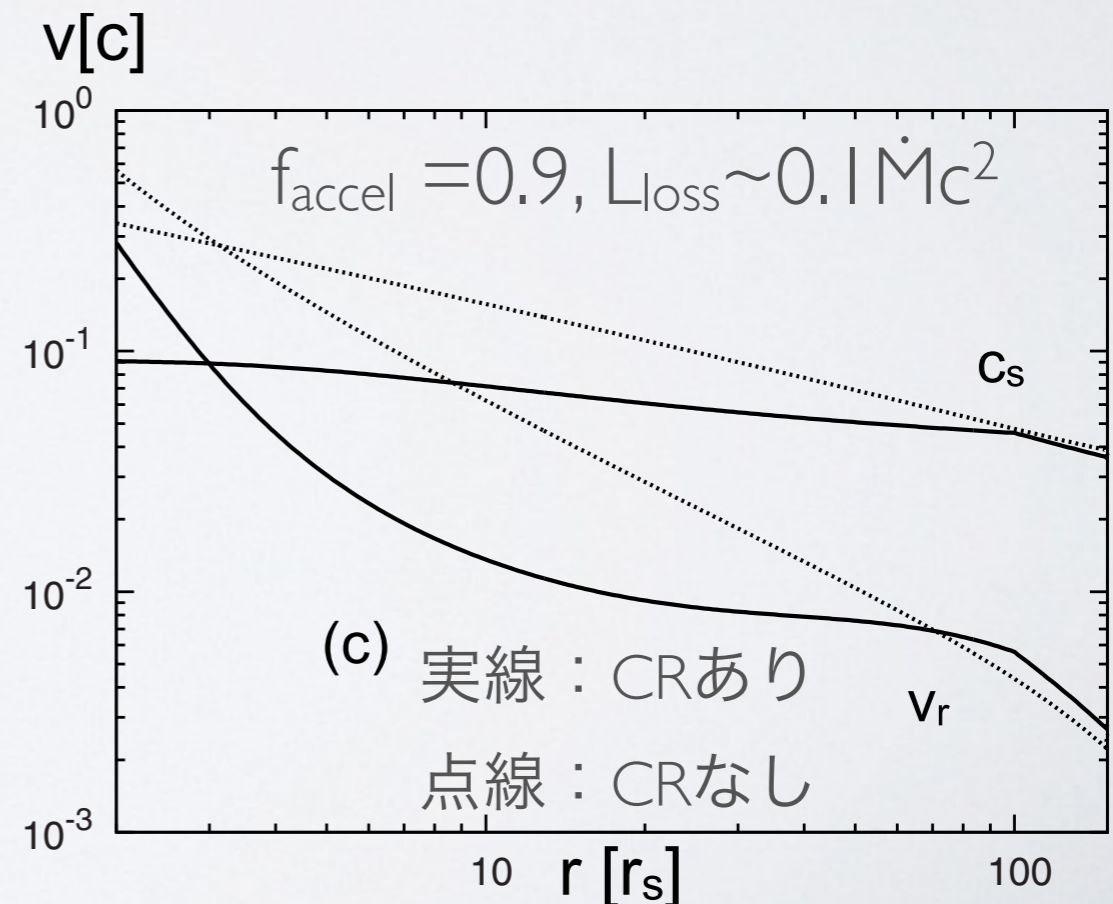
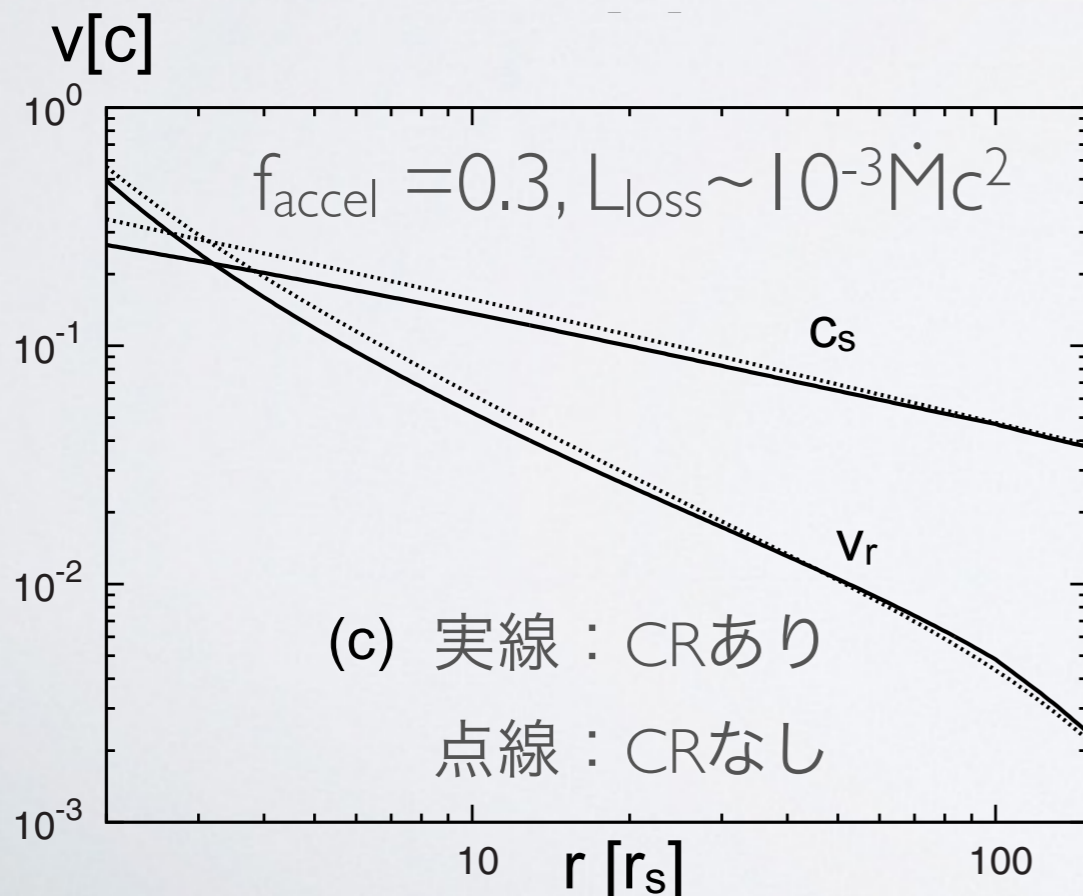
ダイナミクスへの影響は？



ダイナミクスへの影響

SSK, Toma, & Takahara '14

- 加熱率の一部 f_{accel} が非熱的粒子の加速に使われると仮定して降着流の構造を解いた (1次元, α 粘性, mono- E_p CR)
 - 力学構造への影響はほとんどない ($L_{\text{loss}} \ll 0.1 \dot{M}c^2$)
 - ニュートリノやガンマ線の光度 $\sim 10^{-5} - 10^{-3} \dot{M}c^2$ ($\sim L_X$ of LLAGN)
 - 無理矢理エネルギーを抜けばケプラー円盤 ($L_{\text{loss}} \sim 0.1 \dot{M}c^2$)

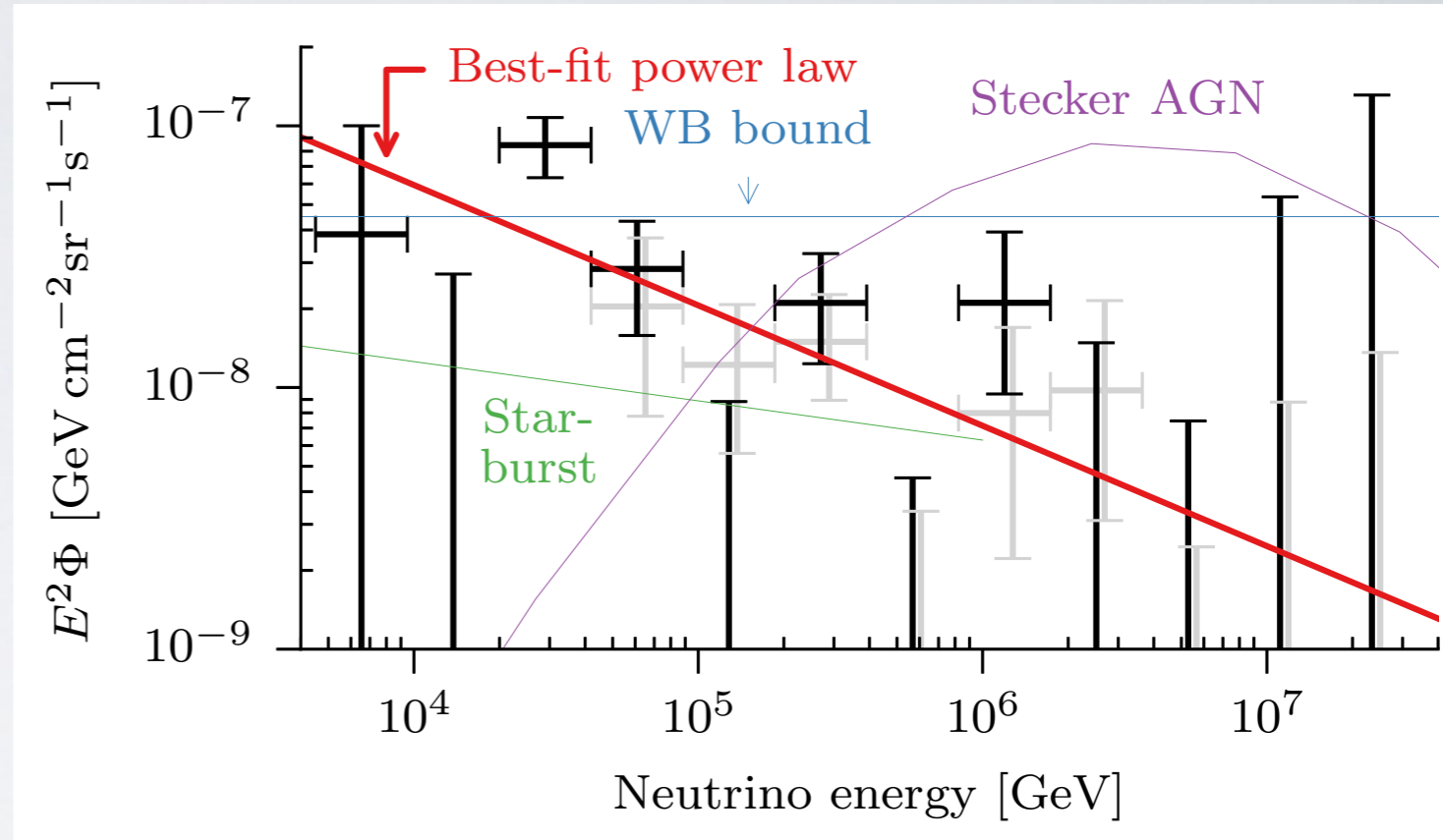


地球外ニュートリノの観測

Aartsen et al. '14

Aartsen et al. '13

- Ice Cube が 10TeV から PeV の Neutrino を検出
観測された ν スペクトルの特徴
 1. 強度は UHECR と同程度
 2. スペクトル指数 $\sim 2.3 - 2.5$



- 起源天体は不明

galaxy mergers, GRBs,
Starburst Galaxy,
AGN (Blazars, Quasars, Seyferts)
などが考えられてきた

低光度活動銀河核 (LLAGN) の
降着流 (RIAF) は?

研究目的

- 降着流内で粒子加速がおこる
→乱流加速で実現するスペクトルは？
- 拡散や反応により $p, v(\gamma)$ が降着流から逃走
逃走粒子のスペクトルの特徴は？
- LLAGN は数が多い
Ho '08
 $N_{\text{LLAGN}} \sim 0.01 \text{ Mpc}^{-3} \gg N_{\text{Seyfert}} \sim 10^{-4} \text{ Mpc}^{-3}$
→個々は暗くても背景放射に寄与する可能性あり
→ LLAGNは 天体ニュートリノの起源になり得るか？

RIAFからの $p, \nu(\gamma)$ 放射

- モデル、背景場
- タイムスケール
- 逃走粒子のスペクトル

MODEL

- One Zone model
- Physical Quantities in RIAF ($H \sim R$)

$$v_r = \alpha v_K \quad n_p = \frac{\dot{M}}{2\pi R^2 v_r m_p} \quad P_{th} = n_p k_B T_{vir} = n_p \frac{GM_{BH}}{3R} m_p \quad B = \sqrt{\frac{8\pi P_{th}}{\beta}}$$

Parameters :

α , β , $r=R/R_s$, $\dot{m}=\dot{M}/\dot{M}_{Edd}$, M_{BH}

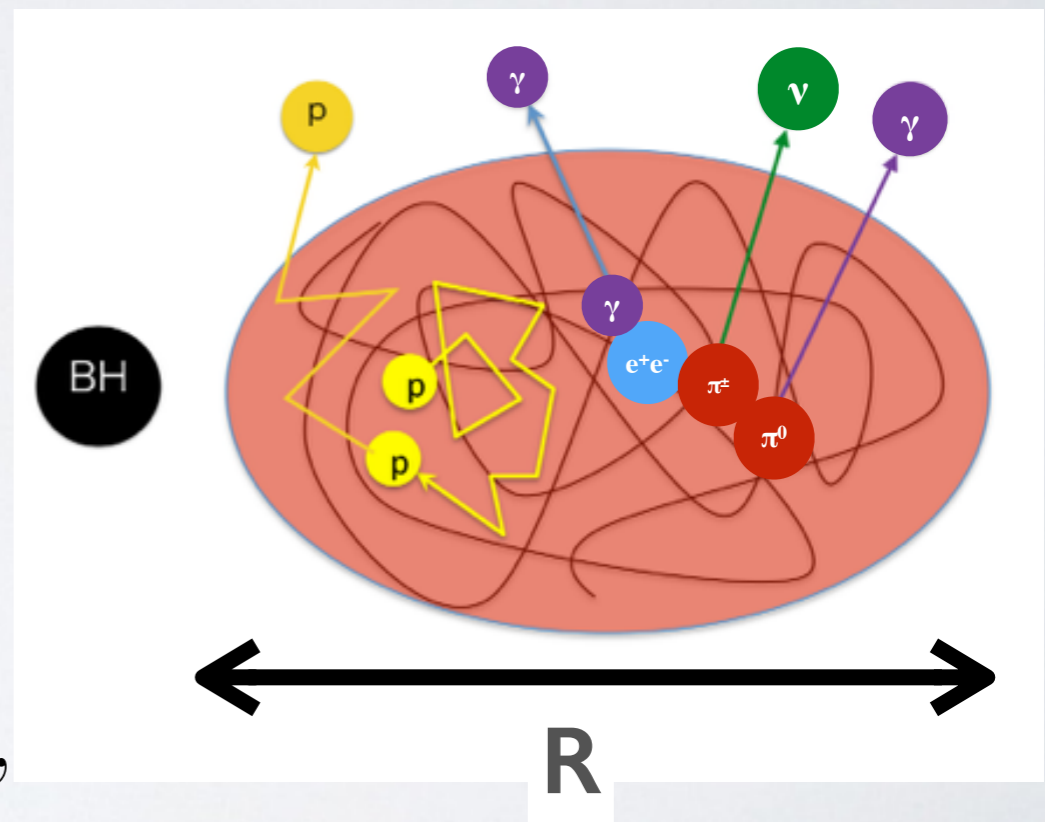
Fixed parameters : $\alpha=0.1$, $\beta=3$, $r=10$

$$R = 2.95 \times 10^{13} r_1 M_{BH,7} \text{ cm} ,$$

$$v_r = 6.7 \times 10^8 r_1^{-1/2} \alpha_{-1} \text{ cm s}^{-1} ,$$

$$n_p = 1.1 \times 10^9 r_1^{-3/2} \alpha_{-1}^{-1} M_{BH,7}^{-1} \dot{m}_{-2} \text{ cm}^{-3} ,$$

$$B = 4.9 \times 10^2 r_1^{-5/4} \alpha_{-1}^{-1/2} \beta_3^{-1/2} M_{BH,7}^{-1/2} \dot{m}_{-2}^{1/2} \text{ Gauss}$$



TARGET PHOTONS

Synchrotron & Bremsstrahlung : Fitting Formula (Narayan & Yi '95)

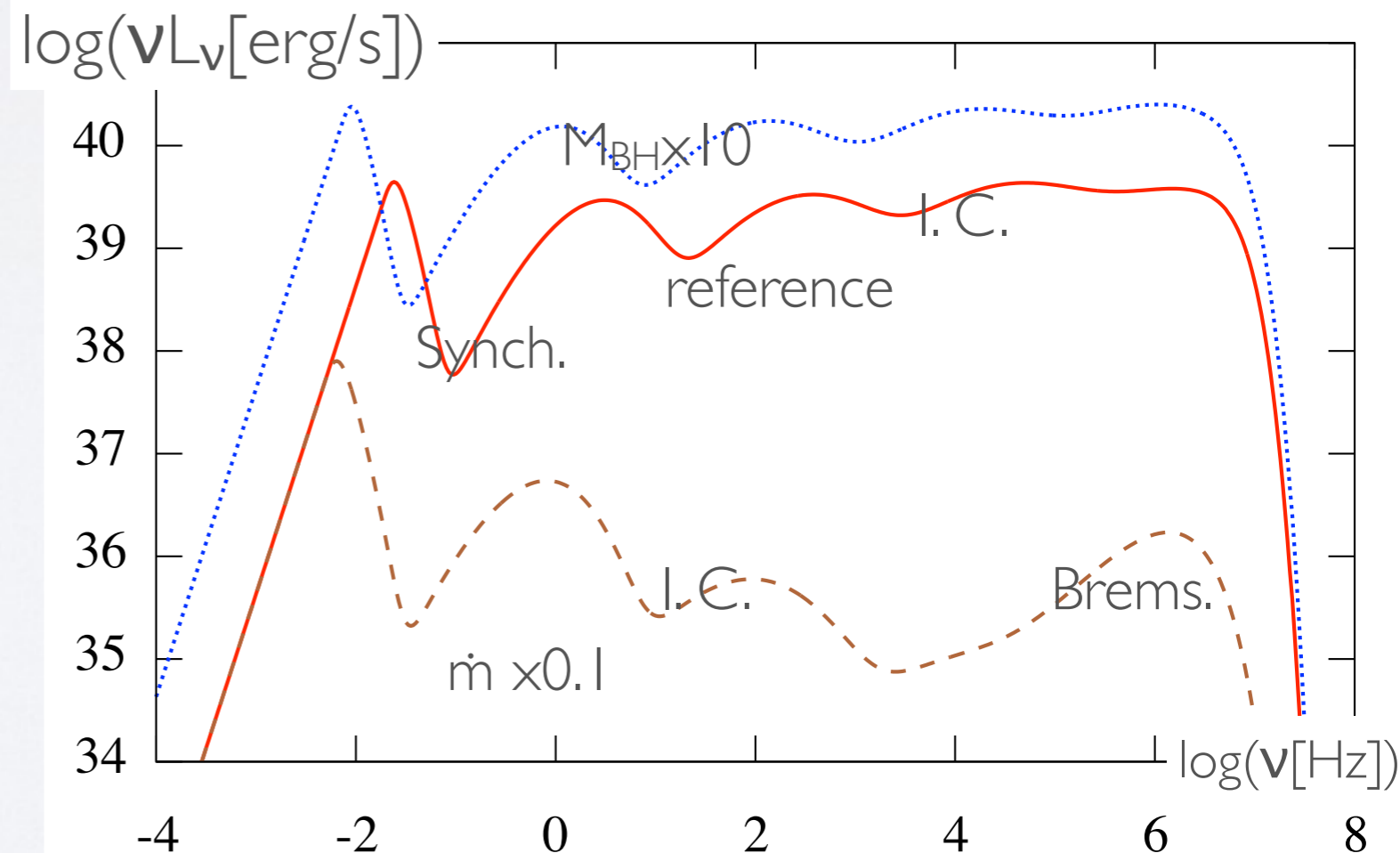
Inverse Compton : 種光子はSynch. + Brems cf.) Coppi & Blandford '90, Kino+ '00

パラメータ $\theta_e = kT_e / (m_e c^2)$ ($1 \lesssim \theta_e \lesssim 4$) Sharma+, 07

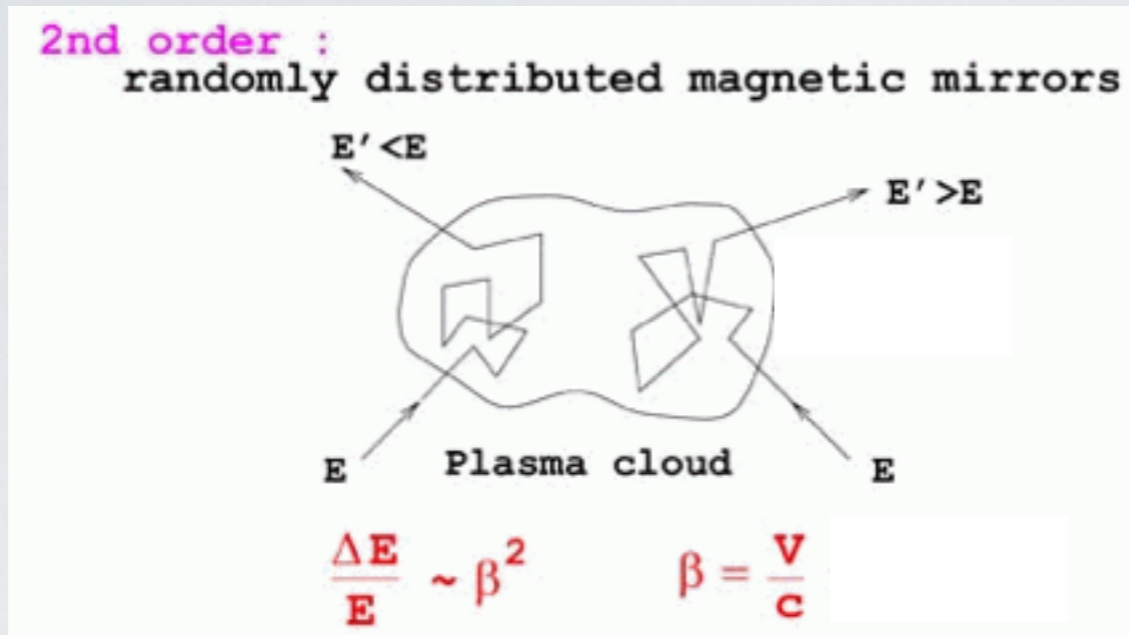
- \dot{m} によってICの効率が大きく異なる
- M_{BH} が大きいと磁場は弱まるが光度は大きくなる

$\alpha=0.1, \beta=3, r=10, \theta_e=2$

model	\dot{m}	$M_{\text{BH}} [M_{\odot}]$
A1 (reference)	10^{-2}	10^7
A2	10^{-3}	10^7
A3	10^{-2}	10^8



Stochastic Acceleration



- 相対論的陽子はFokker-Plank方程式に従うとする

$$\frac{\partial}{\partial t} f = \frac{1}{p^2} \frac{\partial}{\partial p} \left[p^2 \left(D_p \frac{\partial}{\partial p} f + \frac{f}{t_{cool}/p} \right) \right] - \frac{f}{t_{esc}} + \dot{f}_{inj}$$

e.g. Stawarz & Petrosian '08

We get steady state solution by solving time evolution Chang & Cooper '70

加速 : 運動量空間での拡散

逃走 : 落下 + 拡散

冷却 : pp + $p\Upsilon$ + synchrotron

乱流のパラメータ

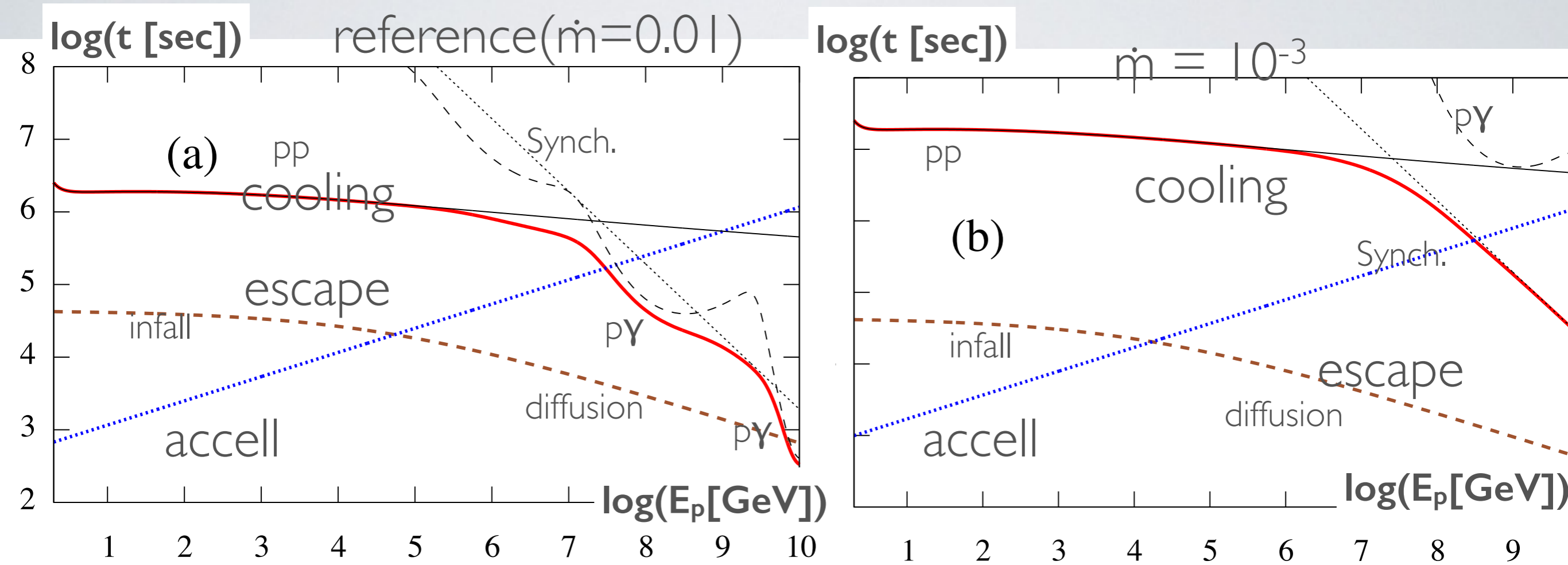
spectrum index : q

$$P(k) \propto k^{-q}$$

turbulent strength: ζ

$$\zeta = 8\pi \int P(k) dk / B_0^2$$

タイムスケールの比較



- 最高エネルギーはescape limit
- \dot{m} 大 \rightarrow 低 E_p でpp、高 E_p でp γ
- \dot{m} 小 \rightarrow 低 E_p でpp、高 E_p で proton synchrotron

$$\alpha=0.1, \beta=3, r=10, \theta_e=2$$

$$M_{\text{BH}}=10^7 M_{\text{sun}}, \mathbf{q}=5/3, \zeta=0.1$$

逃走陽子スペクトル

- Luminosity of escaping protons

$$E_p L_{E_p} = \int dV \frac{4\pi p^3 f E_p}{t_{diff}} = \frac{4\pi^2 c R^3 p^4 f}{t_{diff}}$$

reference modelでは

$$E_p L_{E_p} \sim 3 \times 10^{40} \text{ erg/s}$$

$$E_{p,peak} \sim 2 \text{ PeV}$$

$$E_p L_{E_p} \propto \dot{M} \propto \dot{m} M_{BH}$$

$$\alpha=0.1, \beta=3, r=10,$$

$$\theta_e=2, \mathbf{q}=5/3, \eta_{cr}=0.01$$

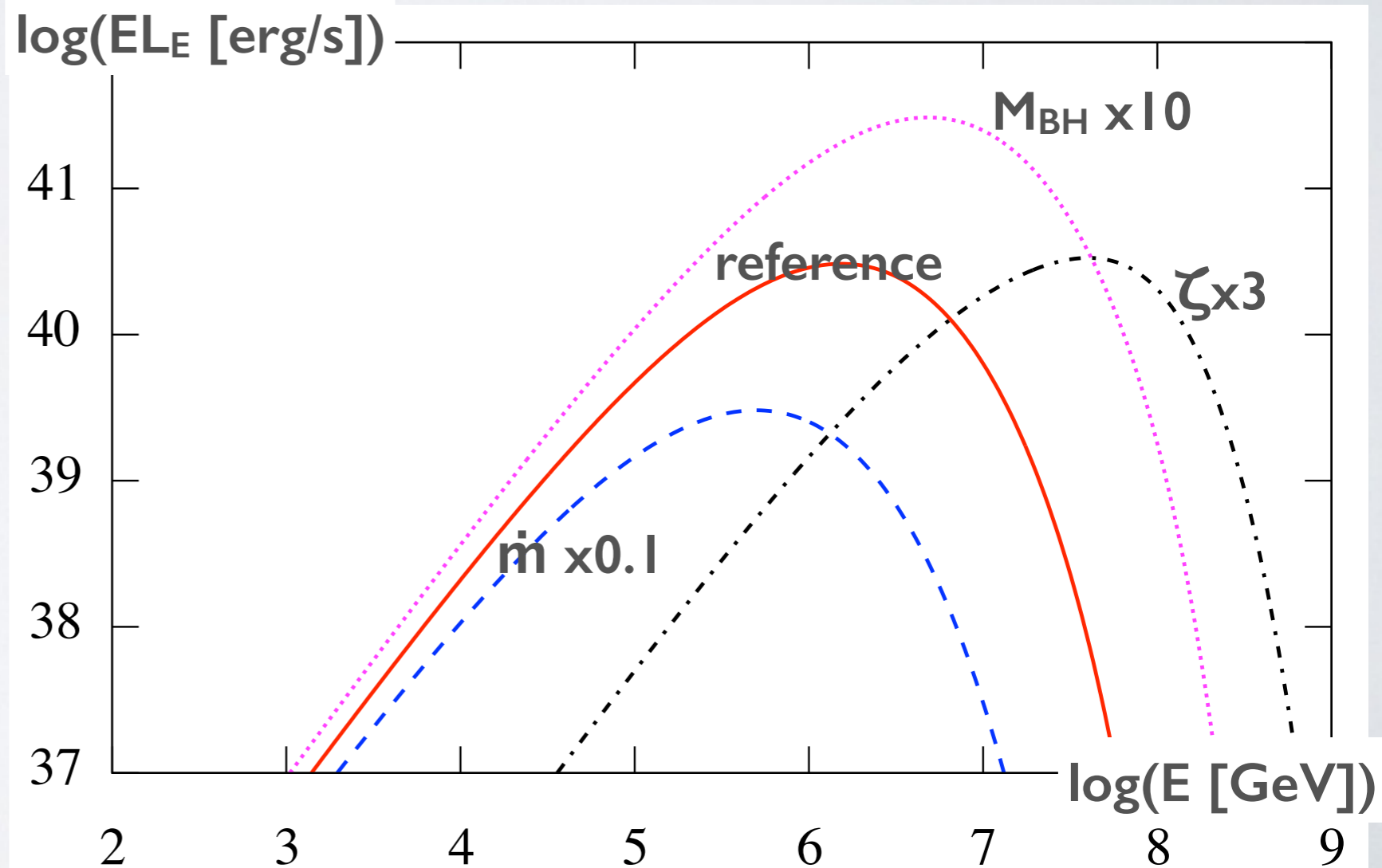
model	\dot{m}	$M_{BH} [M_\odot]$	ζ
A1 (reference)	10^{-2}	10^7	0.1
A2	10^{-3}	10^7	0.1
A3	10^{-2}	10^8	0.1
A4	10^{-2}	10^7	0.3

- Injection term

$$\dot{f}_{inj} = \dot{f}_0 \Delta p \delta(p - p_{inj})$$

- Normalization: 逃走 = 注入

$$\int dV \int dp \frac{4\pi p^2 F(p) E_p}{t_{esc}} = \eta_{cr} \dot{M} c^2$$



逃走ニュートリノスペクトル

• reference model

$$E_\nu L_{E_\nu} \sim 3 \times 10^{38} \text{ erg/s,}$$

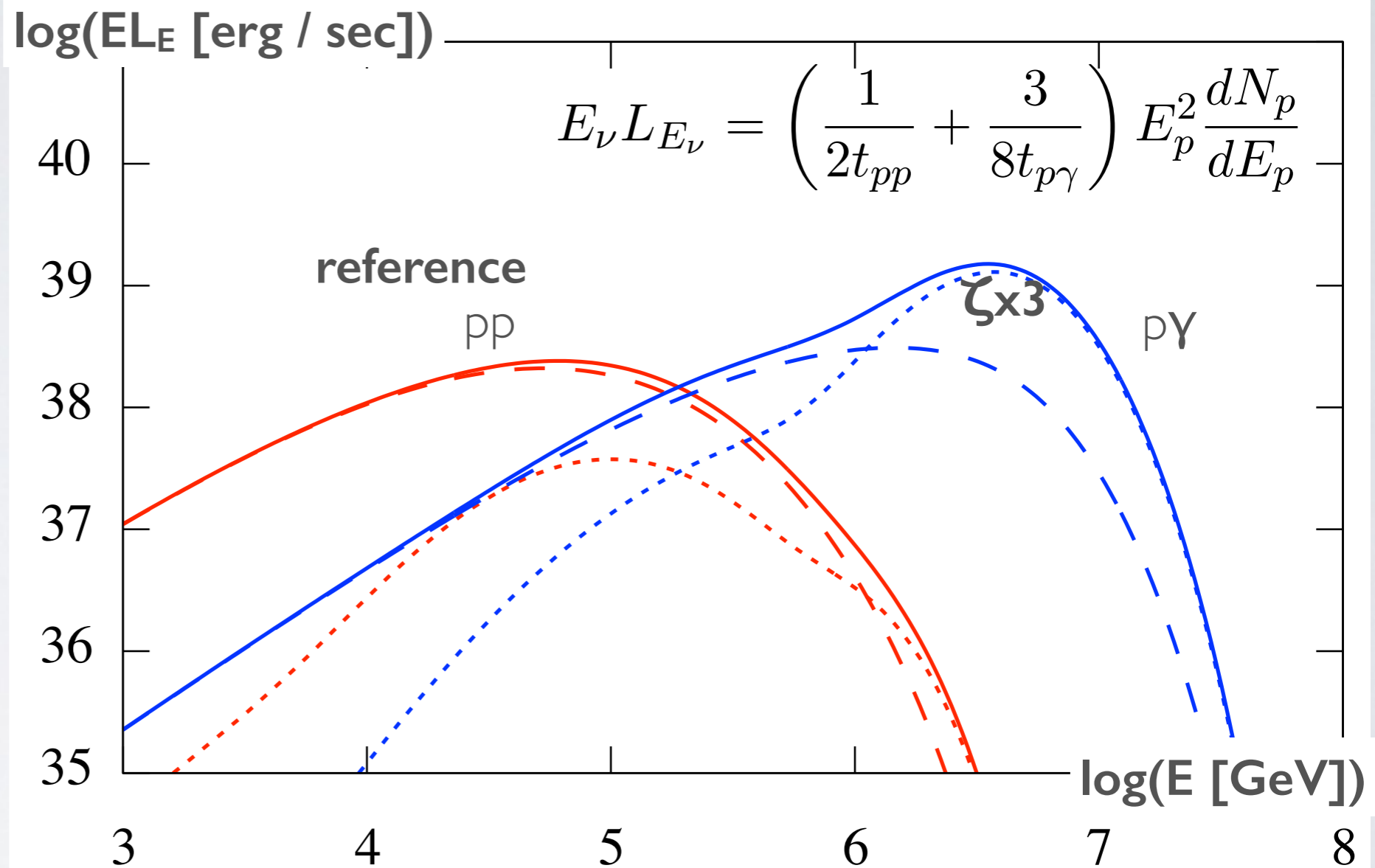
$$E_{\nu, \text{peak}} \sim 100 \text{ TeV}$$

赤：reference

青： $\zeta \times 3$

点線：p γ

破線：pp



• E_ν 小ではppが支配的 $E_\nu L_{E_\nu} \propto \eta_{cr} M_{BH} \dot{m}^2$,

• E_ν 大でp γ が効く

• 生成効率は良くない $f_\pi \sim 0.001 - 0.1$

$$\alpha=0.1, \beta=3, r=10,$$

$$\theta_e=2, q=5/3, \eta_{cr}=0.01$$

$$\dot{m} = 0.01, M_{BH}=10^7$$

逃走陽子の影響

- 母銀河に閉じ込められた場合

$$f_{\pi,\text{gal}} \simeq K_{pp} n_{p,\text{gal}} \sigma_{pp} c t_{\text{trap}} \sim 4 \times 10^{-4} \left(\frac{E_p}{100 \text{ PeV}} \right)^{-0.3}$$

- 銀河団に閉じ込められた場合

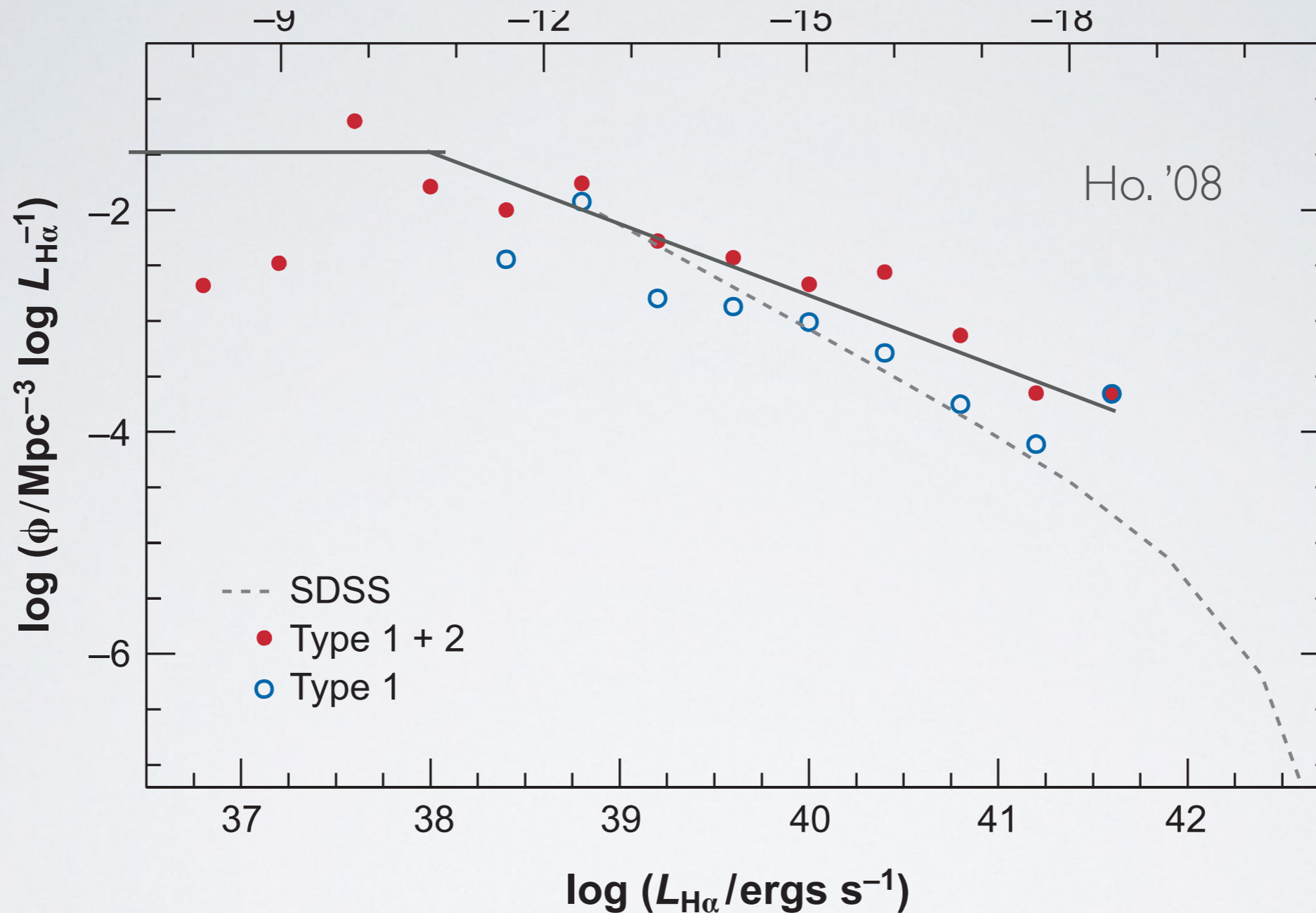
$$f_{\pi,\text{IGM}} \sim 0.76 \times 10^{-2} \quad (E_p \sim 100 \text{ PeV}, \quad n_{\text{IGM}} \sim 10^{-4} \text{ cm}^{-3})$$

母銀河の閉じ込めはPeV neutrino には効かない
加速が非効率なら γ 線放射には効く可能性有り

背景ニュートリノと宇宙線陽子

- LLAGNの光度関数
- 背景ニュートリノスペクトル
- 宇宙線陽子スペクトル

LLAGNの光度関数



- Broken power law で表す

$$\phi(L_{H\alpha}) = \frac{n_*/L_*}{(L_{H\alpha}/L_*)^{s_1} + (L_{H\alpha}/L_*)^{s_2}}$$

$$L_* = 10^{38} \text{ erg/s}, \quad n_* = 1.3 \times 10^{-2} \text{ Mpc}^{-3}, \quad s_1 = 1.64, \quad s_2 = 1.0$$

X-ray背景放射には効かない

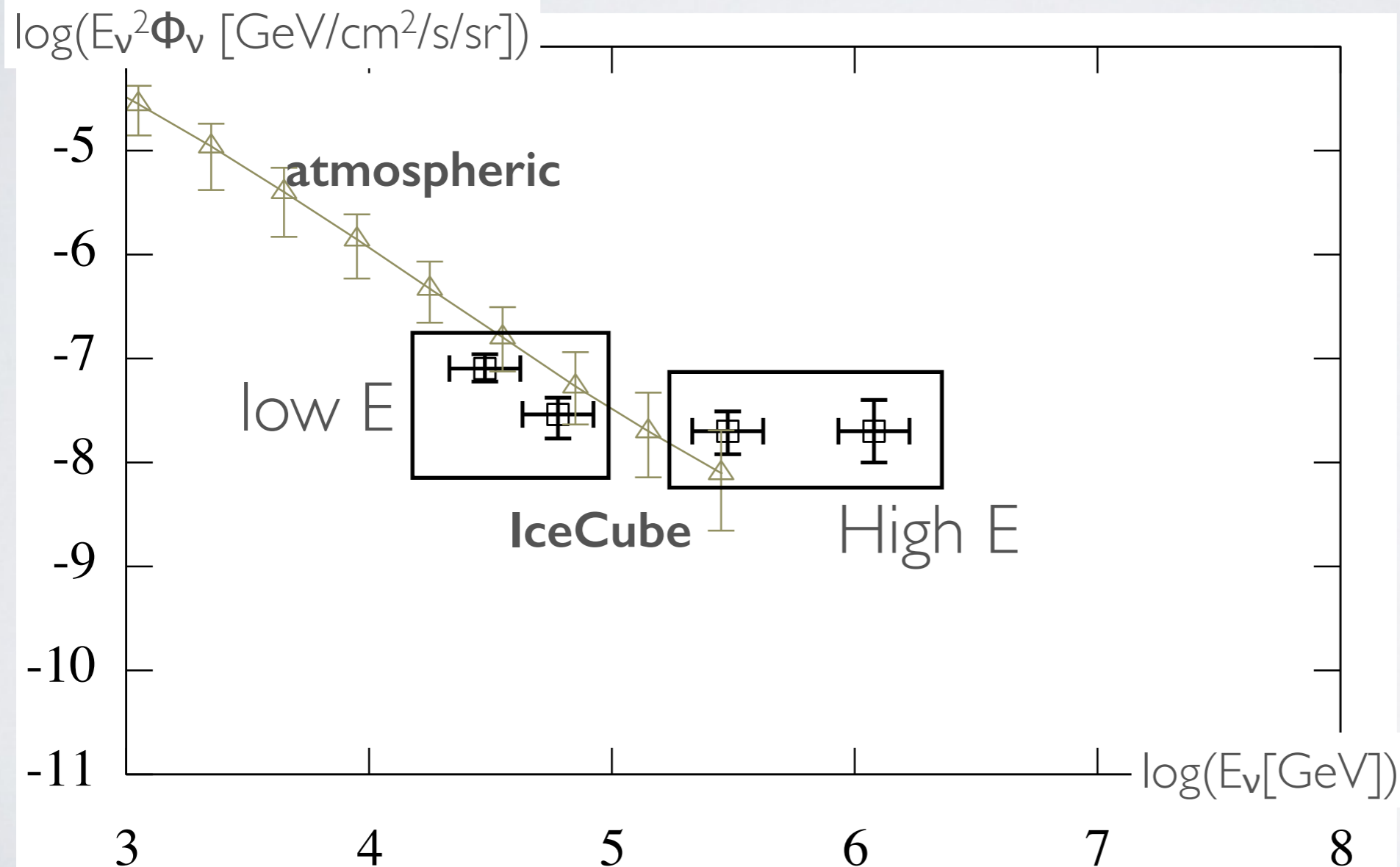
Diffuse Neutrino Flux from LLAGN

diffuse flux

$$\Phi_\nu = \frac{c}{4\pi H_0} \int_0^{z_{max}} \frac{dz}{\sqrt{\Omega_M(1+z)^3 + \Omega_\Lambda}} \int_{L_{min}}^{L_{max}} dL_X \phi(L_X) \frac{L_{E'_\nu}(L_X)}{E'_\nu}$$

$$L_X = L_X(\dot{m}, \theta_e, M_{BH})$$

fixed θ_e, M_{BH}
 $\dot{m} \Leftrightarrow L_X$



No evolution
 $\phi(L_X) = \text{const}$ for z
 (Assume BL Lac LF)

fixed parameters
 $\alpha=0.1, \beta=3,$
 $r=10, q=5/3$
 $M_{BH}=10^7$ or 10^8

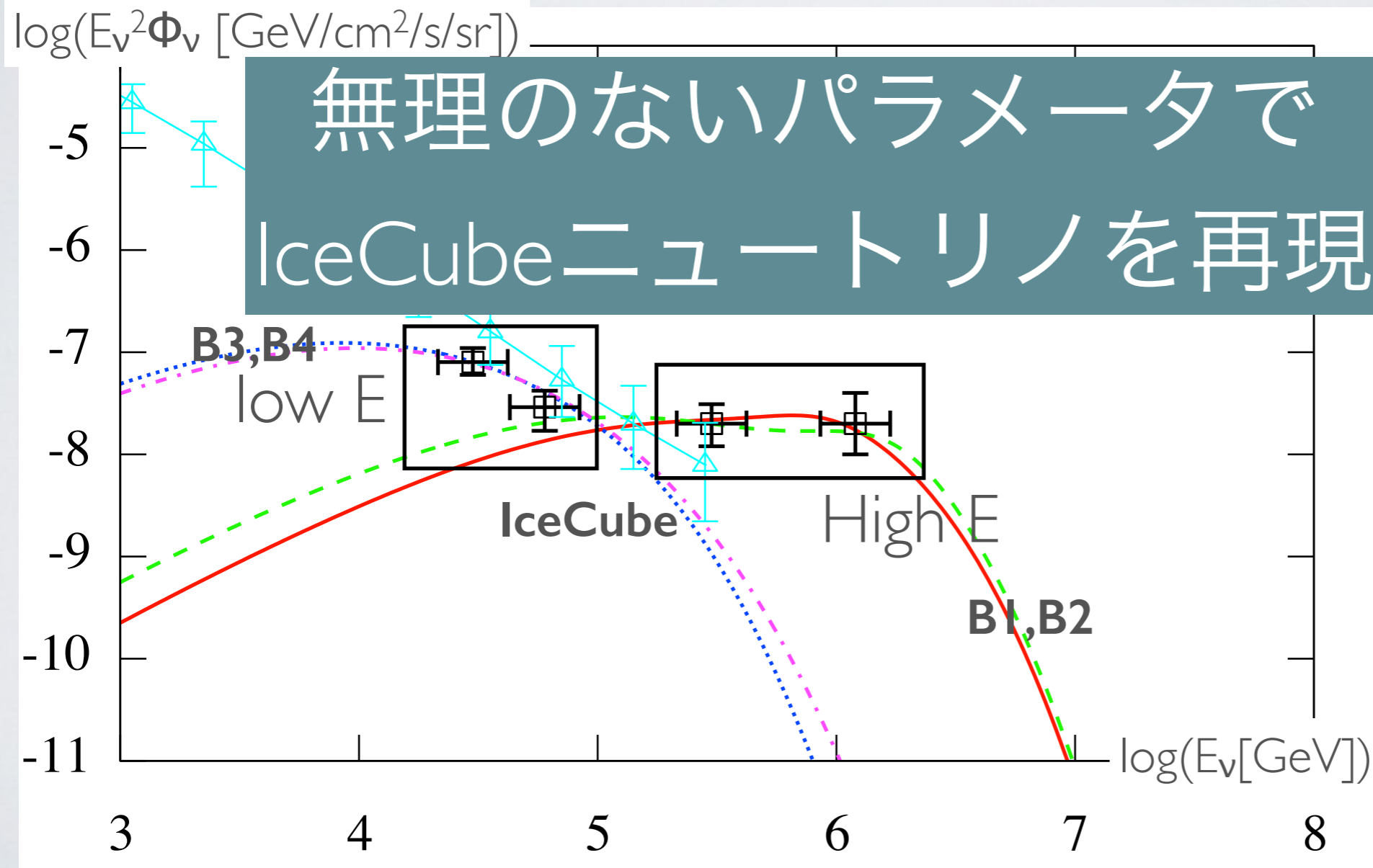
data と合う
 $\theta_e, \zeta, \eta_{cr}$
 を探す

Diffuse Neutrino Flux from LLAGN

diffuse flux

$$\Phi_\nu = \frac{c}{4\pi H_0} \int_0^{z_{max}} \frac{dz}{\sqrt{\Omega_M(1+z)^3 + \Omega_\Lambda}} \int_{L_{min}}^{L_{max}} dL_X \phi(L_X) \frac{L_{E'_\nu}(L_X)}{E'_\nu}$$

model	$M_{BH}[M_\odot]$	θ_e	ζ	η_{cr}
B1	10^7	2.0	0.18	6×10^{-3}
B2	10^8	3.0	0.13	9×10^{-3}
B3	10^7	1.5	0.06	2.5×10^{-2}
B4	10^8	2.0	0.05	1.5×10^{-2}



$L_X = L_X(\dot{m}, \theta_e, M_{BH})$
 fixed θ_e, M_{BH}
 $\dot{m} \Leftrightarrow L_X$

No evolution
 $\phi(L_X) = \text{const}$ for z
 (Assume BL Lac LF)

fixed parameters
 $\alpha = 0.1,$
 $\beta = 3,$
 $r = 10$
 $q = 5/3$
 $z_{max} = 7$
 $M_{BH} = 10^7$ or 10^8

まとめ

まとめ

- 高エネルギーニュートリノの起源について低光度活動銀河核の降着流を検証した
- 典型的には最高エネルギーは 加速=逃走 で決まる
乱流場の特性 ζ や q が重要なパラメータ
- 典型的には $E_p L_{E_p} \sim 3 \times 10^{40}$ erg/s, $E_{p,peak} \sim 2$ PeV
 $E_v L_{E_v} \sim 3 \times 10^{38}$ erg/s, $E_{v,peak} \sim 100$ TeV
- E_v が小さいと pp が卓越、 E_v が大きいと p γ が効率的
- ニュートリノ生成効率は低い $f_\pi \sim 0.001 - 0.1$
- LLAGNの光度関数を使ってニュートリノ背景放射を計算
→無理のないパラメータでIceCube 天体ニュートリノに寄与

