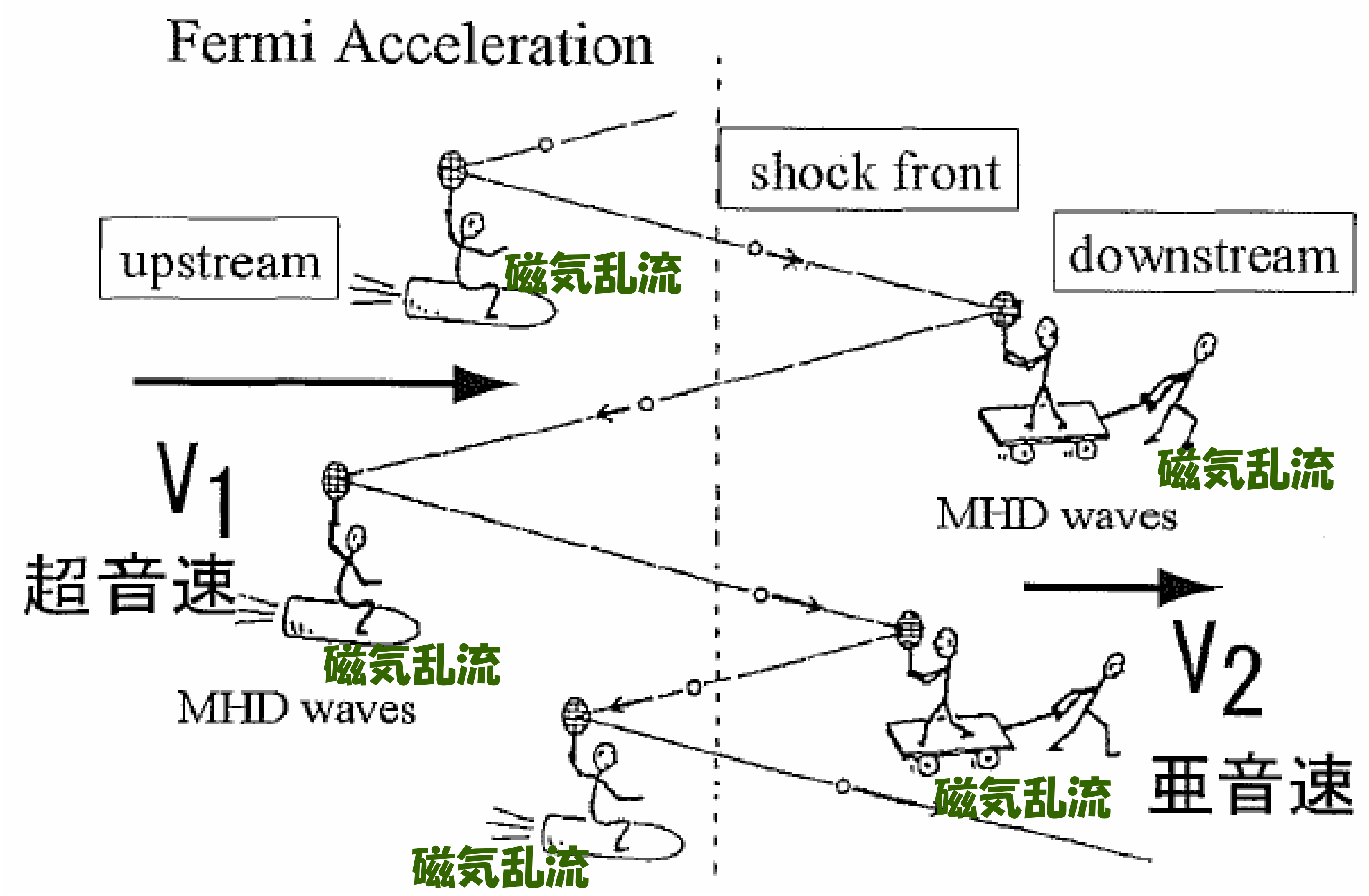
高エネルギー天体におけるプラズマ運動論

浅野 勝晃
（東京工業大学）

鍵を握る古典電磁気学

- 高エネルギー分野には多くの未解決問題がある
- 非熱的な粒子が活躍するプラズマ現象（熱力学の法則を破っている？）
- 流体的な描像を超え、プラズマ運動論の必要性
- マックスウェル方程式＋ボルツマン方程式
- 観測的な手掛かりは非熱的粒子からの放射

衝撃波統計加速



Fermi Acceleration
shock front
upstream
downstream
磁気乱流
磁気乱流
V_1
超音速
MHD waves
磁気乱流
MHD waves
V_2
磁気乱流
亜音速
磁気乱流

無衝突系

我々の周りの環境

空気分子：10^9回/s 衝突している

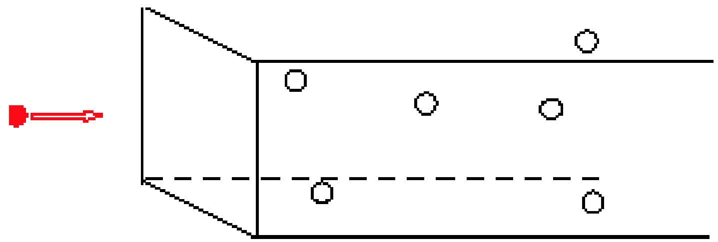
平均自由行程：2×10^{-5}cm

→瞬時に緩和、熱化、等方化が達成される

一方、星間空間では、

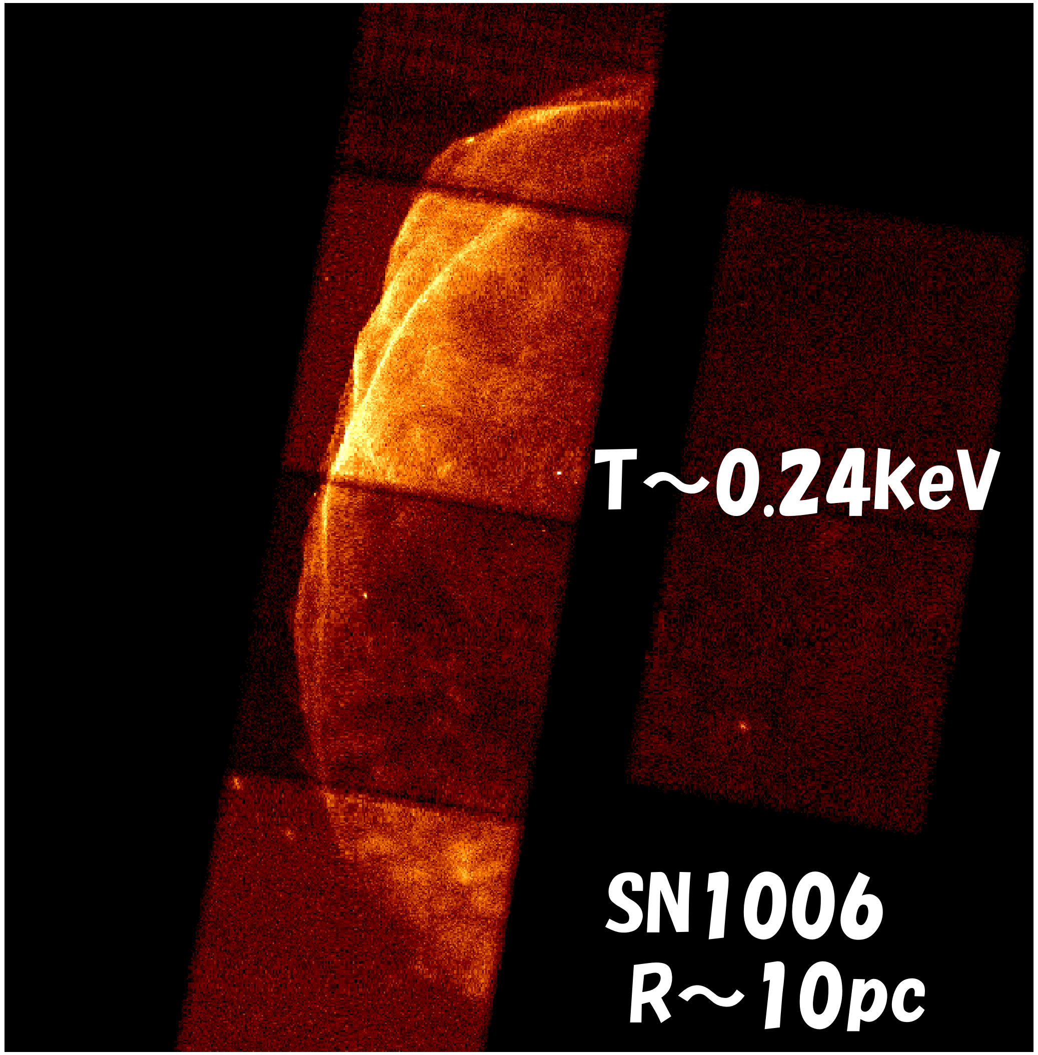
T=1eV,1個/cc→

クーロン衝突による平均自由行程：～2×10^{14}cm



どうやって衝撃波や乱れた磁場を作るか？

無衝突系での衝撃波形成



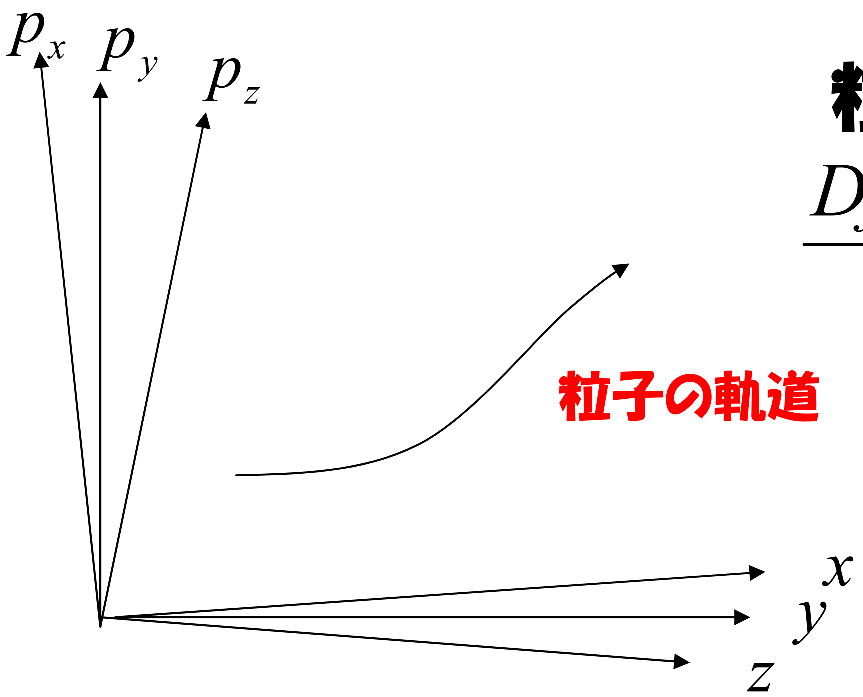
X線での衝撃波の厚み
（100TeV加速粒子
の存在する領域）
最も薄い所で～ 0.01pc

B～10-100μG
（Sub-equipartition）

クーロン衝突でも衝撃波はできるだろうが、磁場はせいぜい4倍にしかならない。

無衝突ボルツマン方程式

位相空間



$f(\boldsymbol{x}, \boldsymbol{p}; t)$ ：位相空間の粒子密度

粒子は連続的に運動し、増減しない

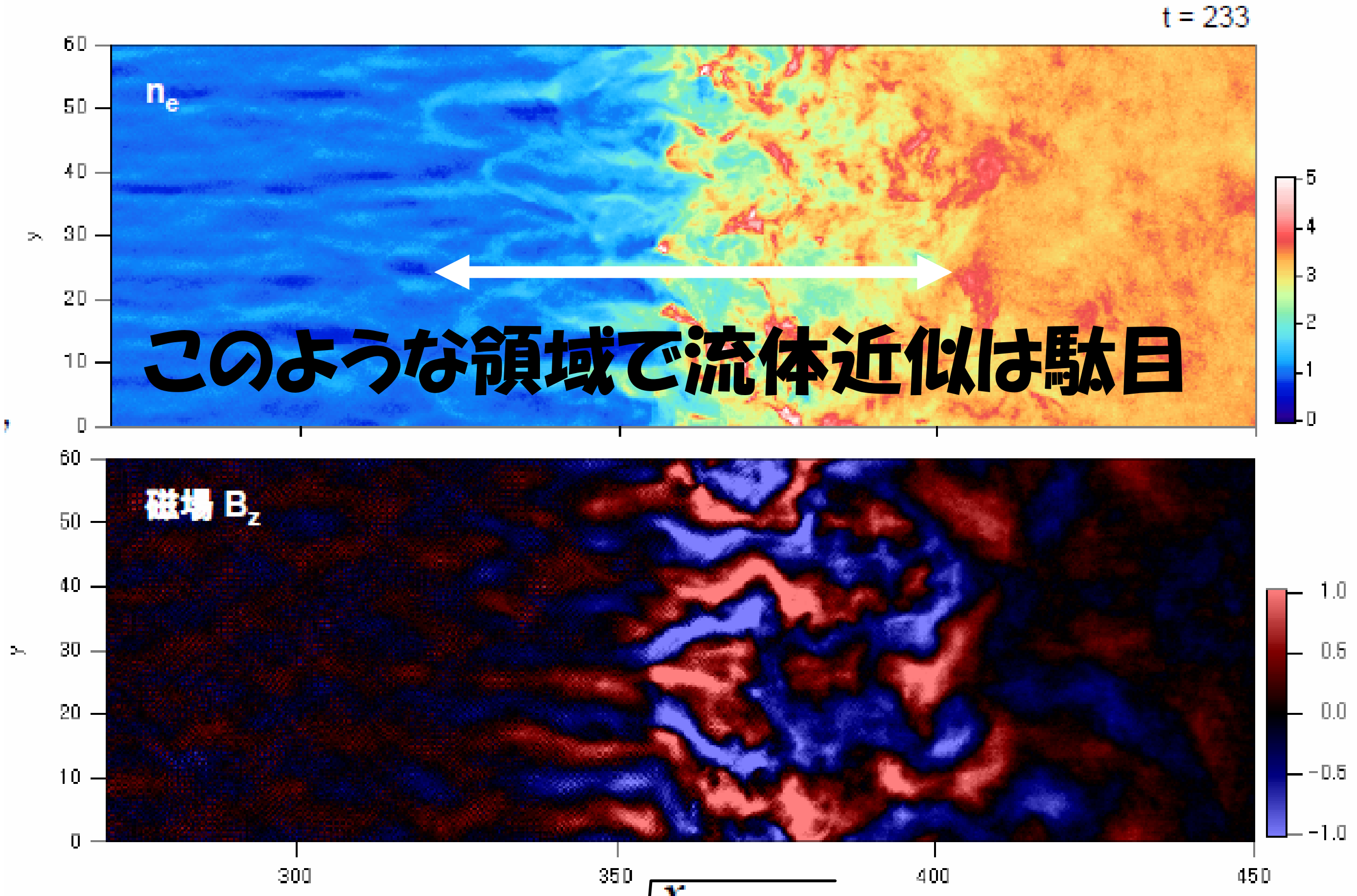
$$\frac{Df(\boldsymbol{x}, \boldsymbol{p}; t)}{Dt} = \frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\partial \boldsymbol{x}}{\partial t} \cdot \frac{\partial f}{\partial \boldsymbol{x}} + \frac{\partial \boldsymbol{p}}{\partial t} \cdot \frac{\partial f}{\partial \boldsymbol{p}} = 0$$

$$\downarrow$$

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \boldsymbol{v} \cdot \frac{\partial f}{\partial \boldsymbol{x}} + \boldsymbol{F} \cdot \frac{\partial f}{\partial \boldsymbol{p}} = 0$$

$$\boldsymbol{F} = q\left(\boldsymbol{E} + \frac{\boldsymbol{v}}{c} \times \boldsymbol{B}\right) - m\nabla\Phi_g$$

無衝突衝撃波シミュレーション



By 加藤恒彦

乱れた磁場、
乱流が存在

速い振動

$$\omega_{pe} = \sqrt{\frac{4\pi n e^2}{m_e}} = 5.6\times10^4\ \mathrm{s}^{-1}\ \text{for}\ \ n = 1/\mathrm{cc}$$

プラズマ中の線形波動

衝撃波はプラズマ不安定性によって駆動されていると推測されている。

Boltzmann方程式

$$\frac{\partial f_s}{\partial t} + \mathbf{v}\cdot\nabla f_s + \frac{q_s}{m_s}\left(\mathbf{E} + \frac{\mathbf{v}}{c}\times\mathbf{B}\right)\cdot\nabla_v f_s = 0$$

Maxwell方程式

$$\nabla\times\mathbf{B} = \frac{1}{c}\frac{\partial\mathbf{E}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c}\mathbf{j},\quad \nabla\times\mathbf{E} = -\frac{1}{c}\frac{\partial\mathbf{B}}{\partial t}$$

定義： $\mathbf{j} = \sum_s q_s \int \mathbf{v} f_s d^3 v$

微小量 $\propto \exp[i(\mathbf{k}\cdot\mathbf{x} - \omega t)]$ で展開

プラズマ中の線形波動2

連立方程式は3x3の行列

$$D = \varepsilon_L(k,\omega)\frac{\boldsymbol{kk}}{k^2} + \varepsilon_T(k,\omega)\left(I - \frac{\boldsymbol{kk}}{k^2}\right)$$

を用いて $DE_k = 0$ とまとめられる。

$$\longrightarrow \quad \det D = 0$$

から分散関係が求まる。
単なる真空なら

$$\omega = ck$$

$$\boldsymbol{E} \propto \exp[i(\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{x} - \omega t)],\ E_{R,L} = E_x \mp iE_y$$

分散関係

簡単のため、背景磁場に平行に伝わる波についての場合だけ

横波 $\varepsilon_T(k,\omega) = (ck/\omega)^2$

$$c^2k^2 - \omega^2 - \sum_s \frac{4\pi q_s^2}{m_s} \int v_\perp \frac{\omega f_{s0,v_\perp} + k(v_\perp f_{s0,v_{//}} - v_{//} f_{s0,v_\perp})}{\omega - kv_{//} \pm \omega_{cs}} \pi v_\perp dv_\perp dv_{//} = 0$$

＋：右円偏光、－：左円偏光

縦波 $\varepsilon_L(k,\omega) = 0$

$$1 + \sum_s \frac{4\pi q_s^2}{m_s} \frac{1}{k} \int \frac{f_{s0,v_{//}}}{\omega - kv_{//}} 2\pi v_\perp dv_\perp dv_{//} = 0$$

基本的なスケール： $\omega_{ps}^2 = \dfrac{4\pi n_s q_s^2}{m_s}$

$$\frac{c}{\omega_{pe}} \approx 5.3\mathrm{km},\ \ \mathrm{for}\ n_e = 1/\mathrm{cm}^3$$

MHD近似との違い

	理想MHD	プラズマ運動論
電場	$E = -v \times B / c$ (Motional E)	流体静止系でも小さなスケールの電場揺らぎが存在
ラーマー半径	ゼロの極限	有限値なので、波のスケールと同程度の時、相互作用を起こす
分布関数	熱的ボルツマン分布	任意

静電波動(縦波)

ωが実数なら安定な波、複素数なら波の成長、減衰となる。
プラズマの成分、波の伝播方向、分布関数によって、
様々なモードの解がある。

電子・陽子共にボルツマン分布を仮定

デバイ波長

$$\lambda_{\mathrm{D}} = \sqrt{\frac{T}{4\pi n_{\mathrm{e}} e^2}}.$$

縦波 $k \,//\, E$

高振動数極限 $\omega / k >> v_{e,th}$

電子の振動によるラングミュア波

$$\omega = \omega_{pe}\sqrt{1+3k^2\lambda_D^2} - i\omega_{pe}\sqrt{\frac{\pi}{8}}(k\lambda_D)^{-3}\exp\left(-\frac{1}{2k^2\lambda_D^2}-\frac{3}{2}\right)$$

ランダウ減衰

静電波動(縦波)2

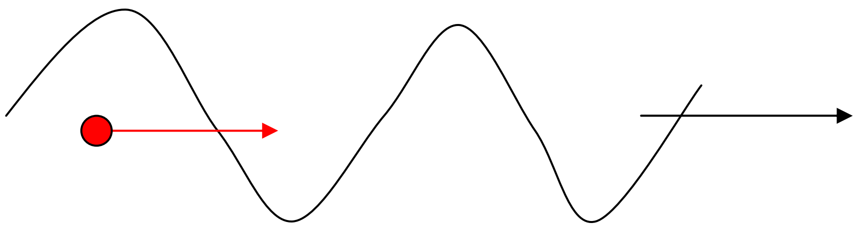
イオンも振動する低振動数 $v_{i,th} << \omega / k << v_{e,th}$

イオン音波

$$\omega = \omega_{pp}\sqrt{\frac{k^2}{k^2 + 1/\lambda_D^2}} \approx k\sqrt{T_e / m_p} = kc_s, \ k << 1/\lambda_D$$

$$\approx \omega_{pp}, \ k >> 1/\lambda_D$$

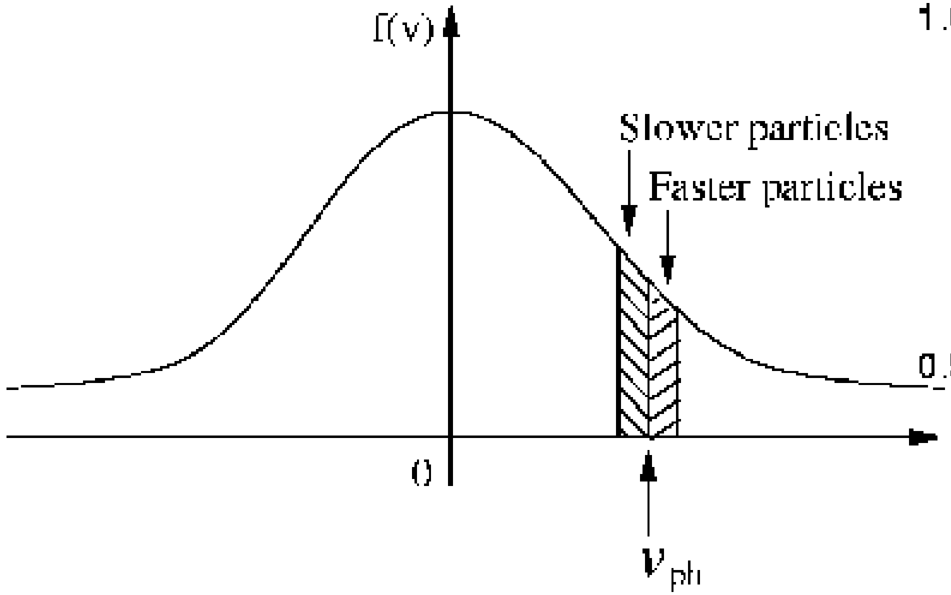
この波も負の虚数部を持ち、減衰する

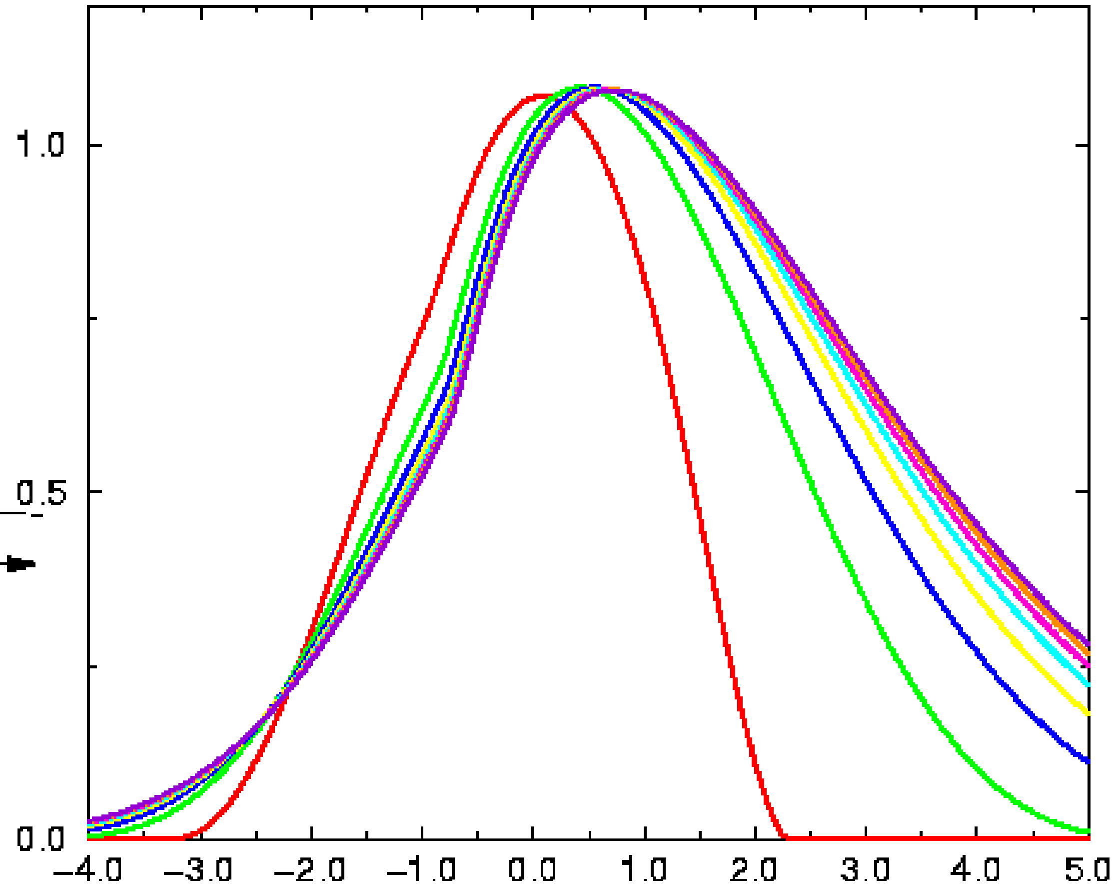


波の位相速度と同じ速度の
粒子は、同じ電場を感じ続け、
加速される。
⇒波から粒子へのエネルギー輸送

Landau Damping

静電波動(縦波)→熱





ある波の位相速度が与えられたとき、
エネルギーをもらう粒子の方が、
与える粒子よりも多い。

横波

磁場に沿って伝播するとき

$$\frac{c^2k^2}{\omega^2} = 1 - \frac{\omega_{\rm pe}^2}{\omega(\omega \pm \omega_{B\rm e})} - \frac{\omega_{\rm pp}^2}{\omega(\omega \pm \omega_{B\rm p})},$$

where $\omega_{B\rm e} \le 0$. For R-mode,

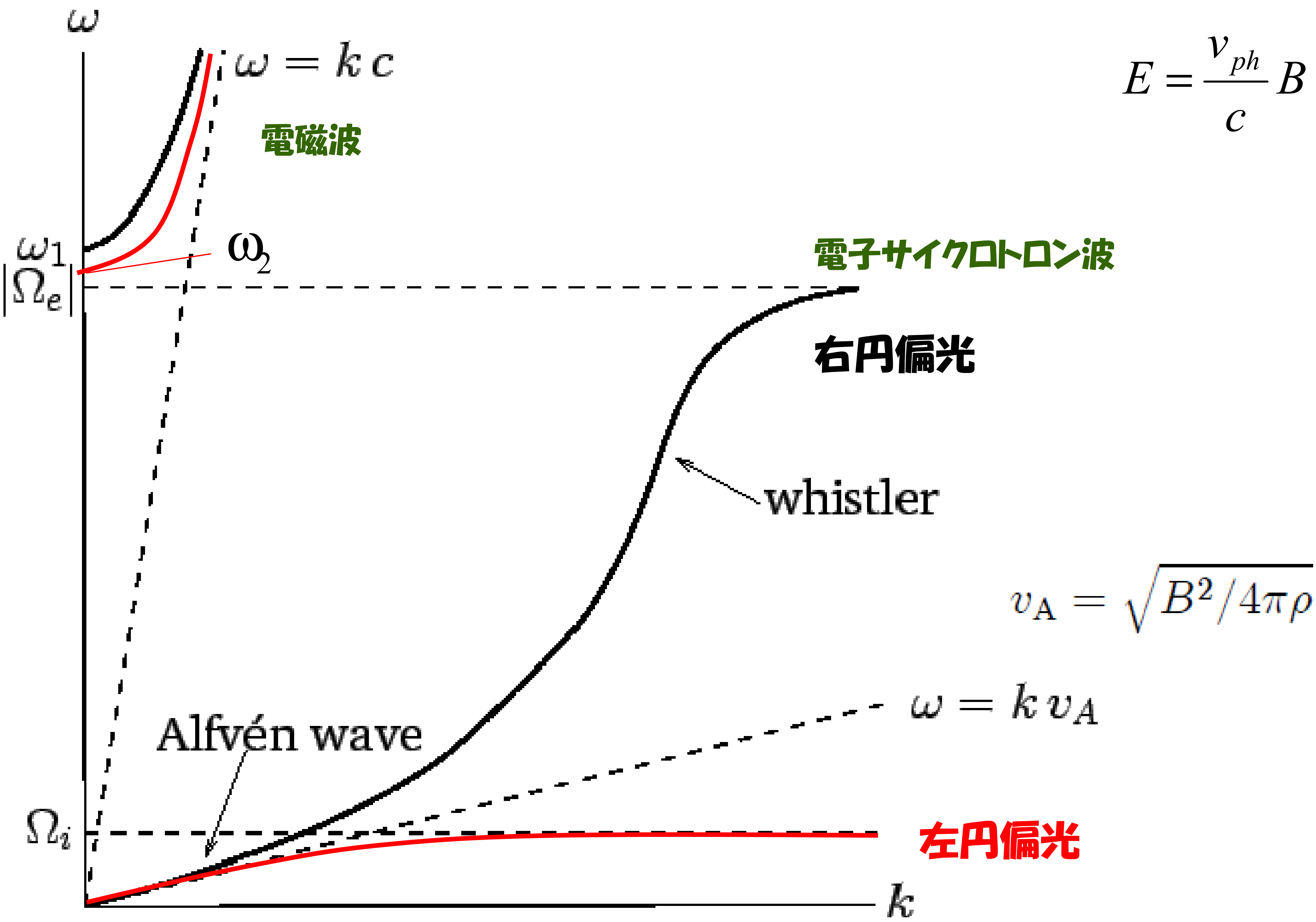
$$\omega = \begin{cases} kv_{\rm A}, & \omega \ll \omega_{B\rm p}, & \text{Alfvén wave,} \\ \frac{c^2k^2}{\omega_{\rm pe}^2}|\omega_{B\rm e}|, & \omega_{B\rm p} \ll \omega \ll \omega_{B\rm e}, & \text{Whistler wave,} \\ 0, & \omega_{B\rm e} \ll \omega \ll \omega_{\rm R}, & \text{Stop band,} \\ ck\left[1 - \frac{\omega_{\rm pe}^2}{2\omega^2}\left(1 - \frac{\omega_{B\rm e}}{\omega}\right)\right]^{-1}, & \omega \gg \omega_{\rm pe}, & \text{Electromagentic Wave.} \end{cases}$$

For L-mode,

$$\omega = \begin{cases} kv_{\rm A}, & \omega \ll \omega_{B\rm p}, & \text{Alfvén wave,} \\ 0, & \omega_{B\rm p} \ll \omega \ll \omega_{\rm L}, & \text{Stop band,} \\ ck\left[1 - \frac{\omega_{\rm pe}^2}{2\omega^2}\left(1 + \frac{\omega_{B\rm e}}{\omega}\right)\right]^{-1}, & \omega \gg \omega_{\rm pe}, & \text{Electromagentic Wave,} \end{cases}$$

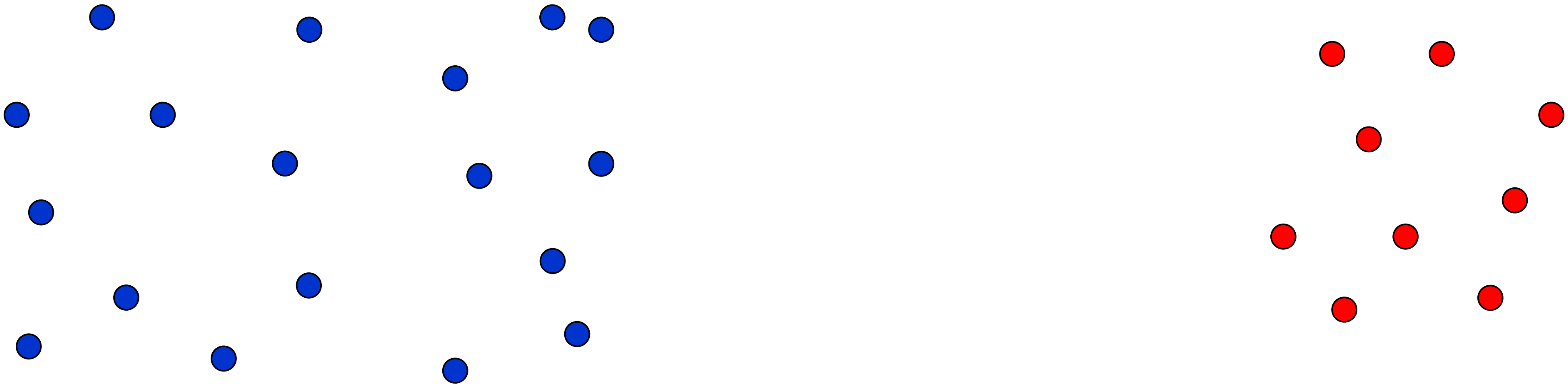
where

$$\omega_{\rm R,L} = \frac{1}{2}\left[\mp(\omega_{B\rm e} + \omega_{B\rm p}) + \sqrt{(\omega_{B\rm e} + \omega_{B\rm p})^2 + 4(\omega_{\rm pe}^2 + \omega_{\rm pp}^2)}\right].$$



ω
ω = k c
電磁波
ω1
ω2
|Ωe|
電子サイクロトロン波
右円偏光
whistler
E = vph/c B
vA = √(B²/4πρ)
ω = k vA
Alfvén wave
Ωi
左円偏光
k

二流体不安定性



背景電子：$f_{e0} = n_e \delta(v_{//})\delta(v_y)\delta(v_z)$

ビーム：$f_{b0} = n_b \delta(v_{//} - v_d)\delta(v_y)\delta(v_z)$

縦波

$$1 - \frac{\omega_{pb}^2}{(\omega - k v_d)^2} - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} = 0$$

二流体不安定性

$$k_{//} v_d \leq \left(1 + \left(\frac{\omega_{pb}}{\omega_{pe}} \right)^{2/3} \right)^{3/2} \omega_{pe}$$

の時、複素数解を持ち、不安定

$$|\omega_i| / \omega_{pe} \approx 0.1$$

縦波として、電場のゆらぎが発生

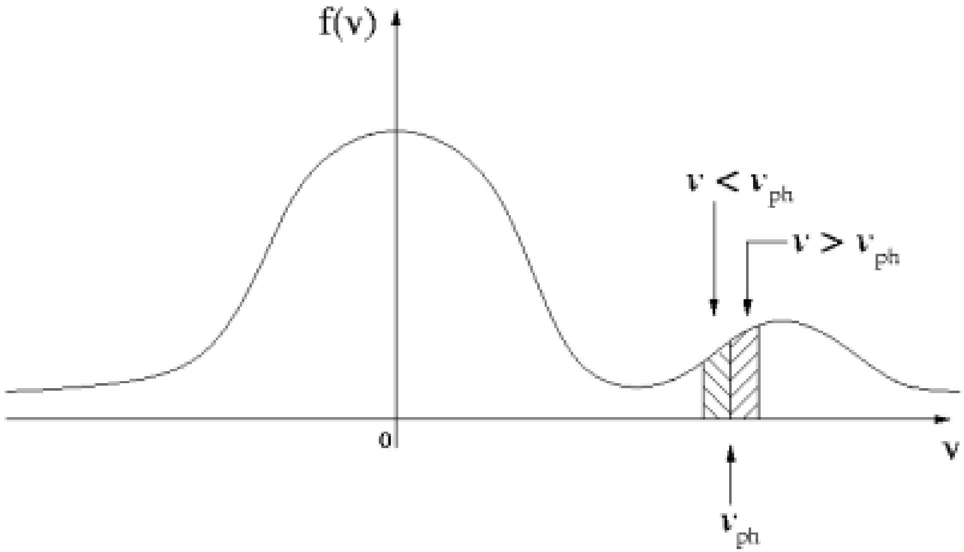
波数ベクトルのLorentz変換 $\omega = \Gamma(\omega' + vk') \approx \omega' + vk'$

$$\underbrace{\omega_{pe}}_{\text{背景プラズマの縦波振動数}} = \underbrace{kv_b - \omega_{pb}}_{\text{Doppler Shiftしたビームプラズマの縦波振動数}}$$ 共鳴

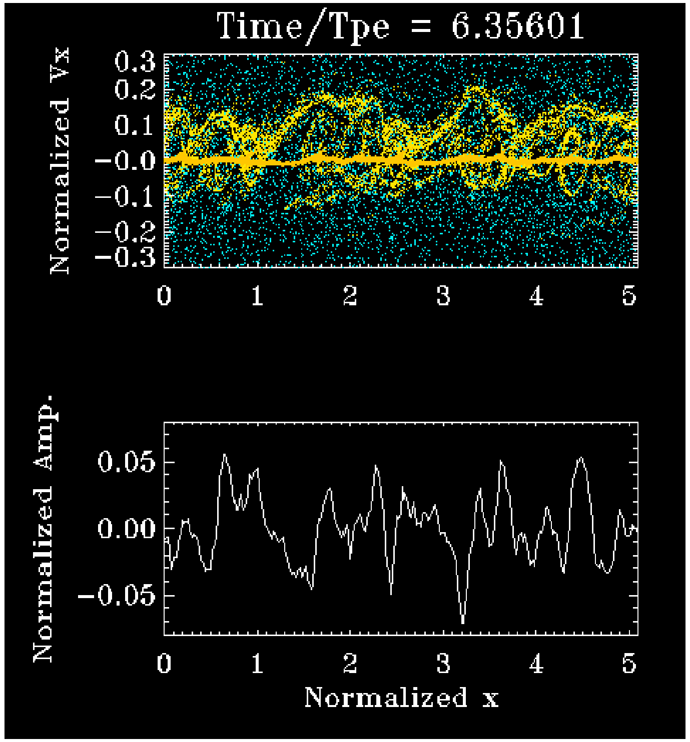
背景プラズマの縦波振動数

Doppler Shiftしたビームプラズマの縦波振動数

二流体不安定性

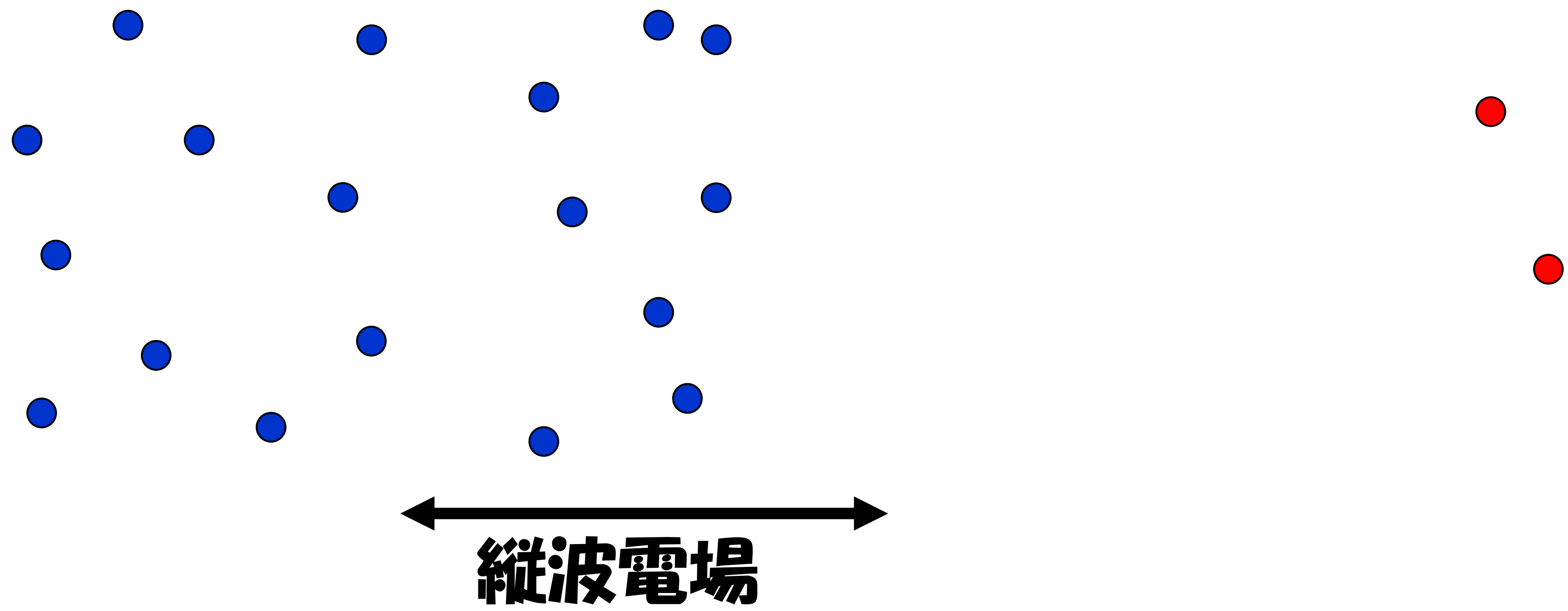


ビームのプラズマ振動がドップラーシフトし、背景プラズマのプラズマ振動と共鳴する。



先ほどと逆。
粒子から波にエネルギーが移る

プラズマは如何にして等方化されるか



ビーム方向に生じた電場だけでは、プラズマの運動は等方化されない。

温度非等方不安定性

Weibel不安定性

$$f_{e0} = \frac{n_e}{(2\pi)^{3/2} u_0^2 u_s} \exp\left(-\frac{v_0^2}{2u_0^2} - \frac{v_s^2}{2u_s^2}\right)$$

横波

$$\Rightarrow c^2k^2 - \omega^2 = \omega_{pe}^2 \left[\left(\frac{u_0}{u_s}\right)^2 - 1 + \left(\frac{u_0}{u_s}\right)^2 \xi Z(\xi) \right],$$

$$\xi \equiv \frac{\omega}{\sqrt{2} u_s k}$$

$u_0 >> u_s$ & $|\xi| >> 1$ **の時のみ、複素数の解**

$$\Rightarrow \omega^2 = \frac{1}{2}\left[c^2k^2 + \omega_{pe}^2 \pm \sqrt{\left(c^2k^2 + \omega_{pe}^2\right)^2 + 4u_0^2 \omega_{pe}^2 k^2} \right]$$

温度非等方不安定性

$$\omega \approx -i\frac{u_0\omega_{pe}k}{\sqrt{\omega_{pe}^2+c^2k^2}}$$

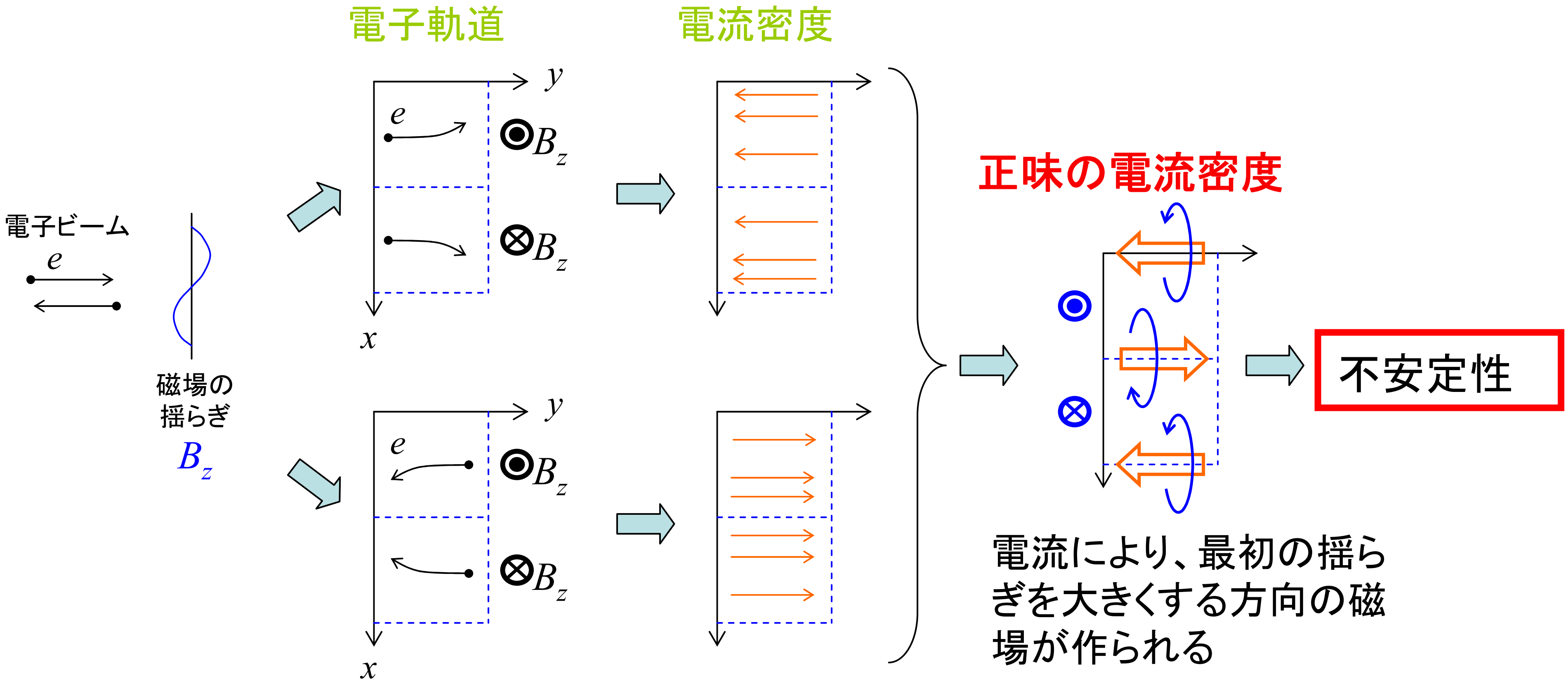
kの単調増加関数、対流型

$|\xi|>>1$ なので、$|k|<<\frac{|\omega|}{u_s}<<\frac{u_0}{u_s}\frac{\omega_{pe}}{c}$

不安定性の最短のスケールは、$\frac{c}{\omega_{pe}}$ 程度だろう

磁場が成長し、プラズマの運動を等方化する

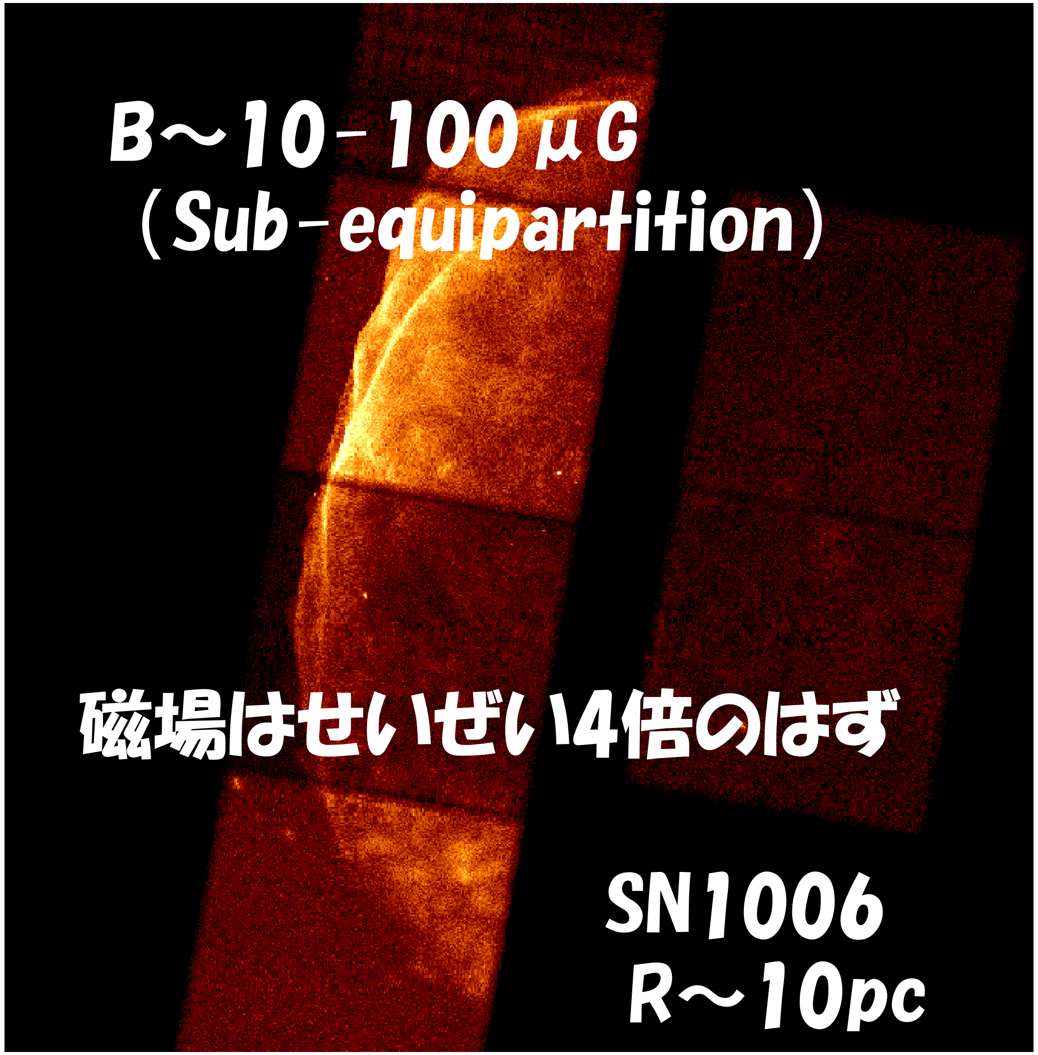
Weibel 不安定性のメカニズム

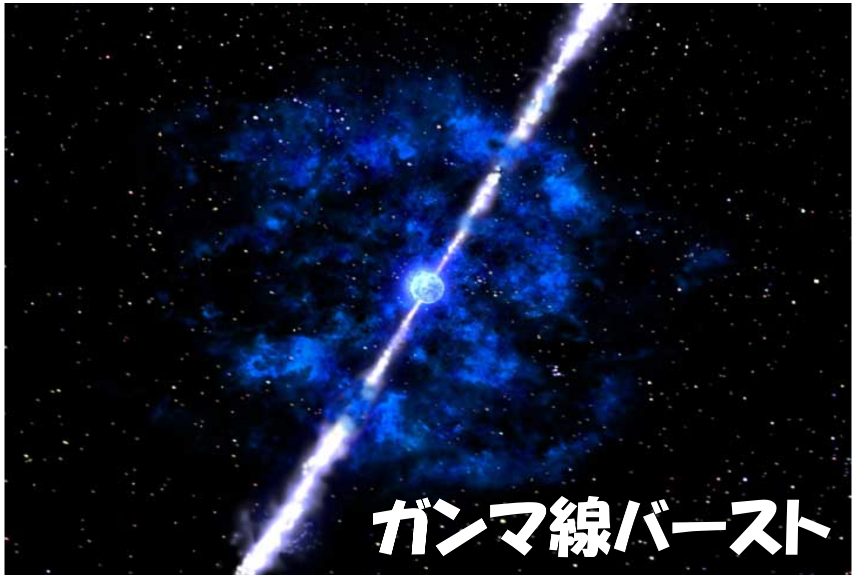


※電子だけが動くと考える

加藤氏スライド

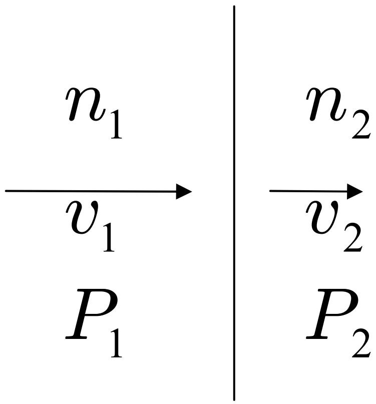
衝撃波での磁場生成





磁場10^3-10^6G

衝撃波



粒子Flux

$$[n\Gamma\beta] = n_2\Gamma_2\beta_2 - n_1\Gamma_1\beta_1$$

Momentum

$$[T^{11}] = [(\varepsilon + P)\Gamma^2\beta] = 0$$

Energy

$$[T^{01}] = [(\varepsilon + P)\Gamma^2\beta^2 + P] = 0$$

$$P = (\hat{\gamma} - 1)(\varepsilon_0 - n_0 m c^2),$$

Non-rela

$$[nv] = 0, \left[\frac{\rho v^2}{2} + P\frac{\hat{\gamma}}{\hat{\gamma}-1}\right] = 0, [P + \rho v^2] = 0$$

非相対論的衝撃波

$$(v_1 << c,\ \hat{\gamma} = 5/3,\ v_s = \sqrt{\hat{\gamma} P / \rho})$$

$$\frac{n_2}{n_1} = \frac{v_1}{v_2} = \frac{(\hat{\gamma}+1)M^2}{(\hat{\gamma}-1)M^2+2},\ \frac{P_2}{P_1} = \frac{2\hat{\gamma}M^2}{\hat{\gamma}+1} - \frac{\hat{\gamma}-1}{\hat{\gamma}+1},\ \frac{T_2}{T_1} = \frac{P_2 n_1}{P_1 n_2},\ M \equiv \frac{v_1}{v_{s1}}$$

M>>1だと

$$\frac{n_2}{n_1} = \frac{v_1}{v_2} \approx \frac{(\hat{\gamma}+1)}{(\hat{\gamma}-1)} = 4$$

相対論的衝撃波

$$(\Gamma_1 \equiv 1/\sqrt{1-(v_1/c)^2} >> 1)$$

$$\frac{v_1}{c} = \sqrt{\frac{(P_2 - P_1)(e_2 + P_1)}{(e_2 - e_1)(e_1 + P_2)}}, \ \frac{v_2}{c} = \sqrt{\frac{(P_2 - P_1)(e_1 + P_2)}{(e_2 - e_1)(e_2 + P_1)}}$$

上流と下流の相対速度

$$\frac{v_{12}}{c} = \sqrt{\frac{(P_2 - P_1)(e_2 - e_1)}{(e_1 + P_2)(e_2 + P_1)}}, \ \Gamma_{12} = \sqrt{\frac{(e_1 + P_2)(e_2 + P_1)}{(e_1 + P_1)(e_2 + P_2)}}$$

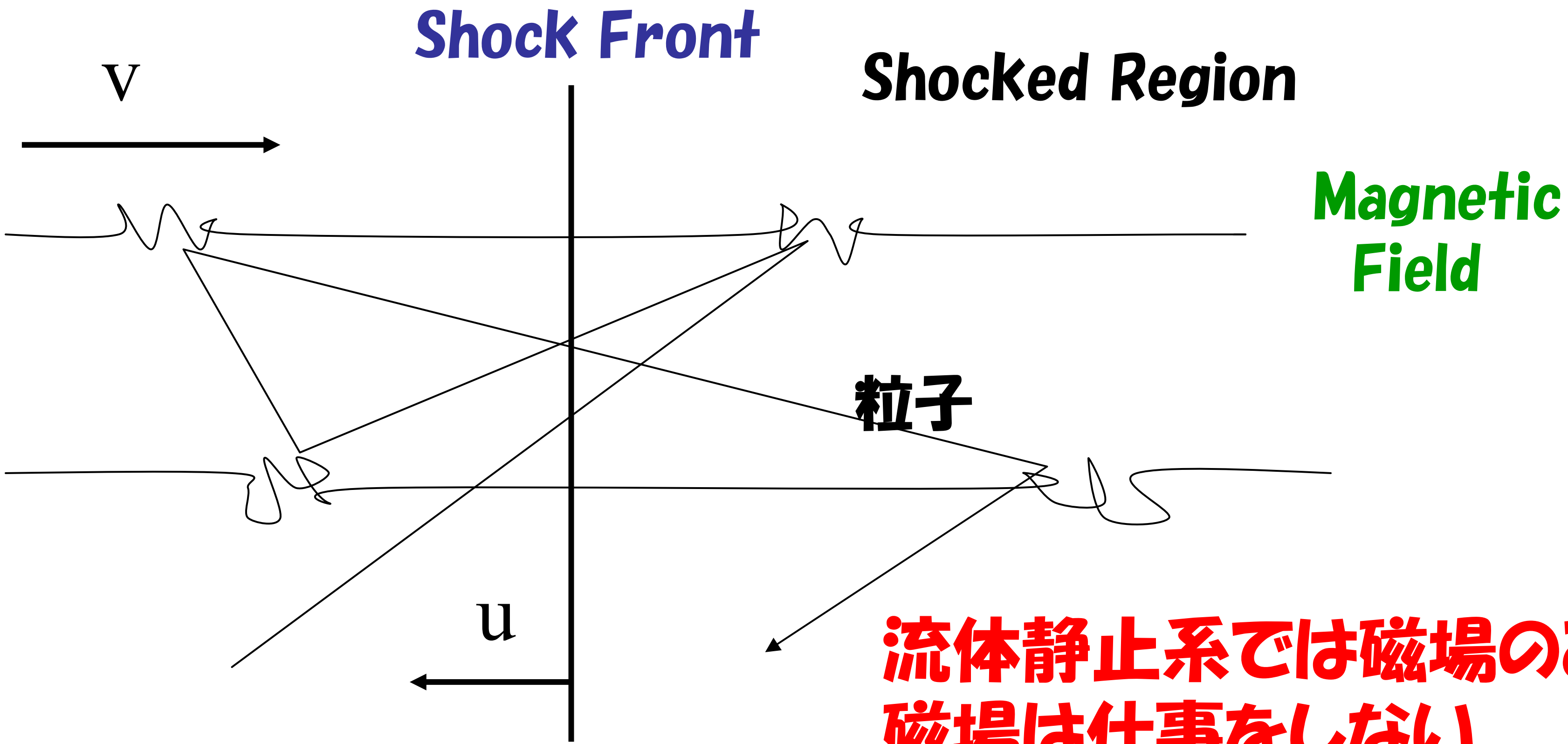
$$P_1 / n_1 mc^2 << 1, \ P_2 >> P_1, \ \hat{\gamma}_2 = 4/3, \ P_2 = e_2 / 3, \ v_{s2} = c/\sqrt{3}$$

$$\Gamma_1 = \sqrt{\frac{(\Gamma_{12}+1)[\hat{\gamma}_2(\Gamma_{12}-1)+1]^2}{\hat{\gamma}_2(2-\hat{\gamma}_2)(\Gamma_{12}-1)+2}} \approx \sqrt{2}\Gamma_{12}$$

$$\frac{n_2}{n_1} = 4\Gamma_{12} + 3, \qquad \frac{U_2}{n_2 mc^2} = \Gamma_{12} - 1$$

$$(e_2 = n_2 mc^2 + U_2)$$

衝撃波統計加速



流体静止系では磁場のみ。
磁場は仕事をしない

ローレンツ変換より

$$\frac{\Delta E}{E} = \Gamma^2 \left(1 - \frac{v}{c}\cos\theta_{下}\right)\left(1 + \frac{v}{c}\cos\theta'_{上}\right) - 1$$

運動論的な描像

移流拡散方程式（背景流体の上にのったボルツマン方程式）

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \underbrace{(\mathbf{u}\cdot\nabla)f}_{\text{移流}} - \underbrace{\nabla\cdot\{\mathbf{n}D(\mathbf{n}\cdot\nabla)f\}}_{\text{拡散}} = \underbrace{\frac{1}{3}(\nabla\cdot\mathbf{u})p\frac{\partial f}{\partial p}}_{\text{速度勾配による運動量変化}}$$

流体の速度：　$\mathbf{u}$

磁場の単位方向ベクトル：　$\mathbf{n}$

拡散係数：　$D = \left\langle \frac{\mu^2 - 1}{2} \frac{v^2}{\nu} \right\rangle$

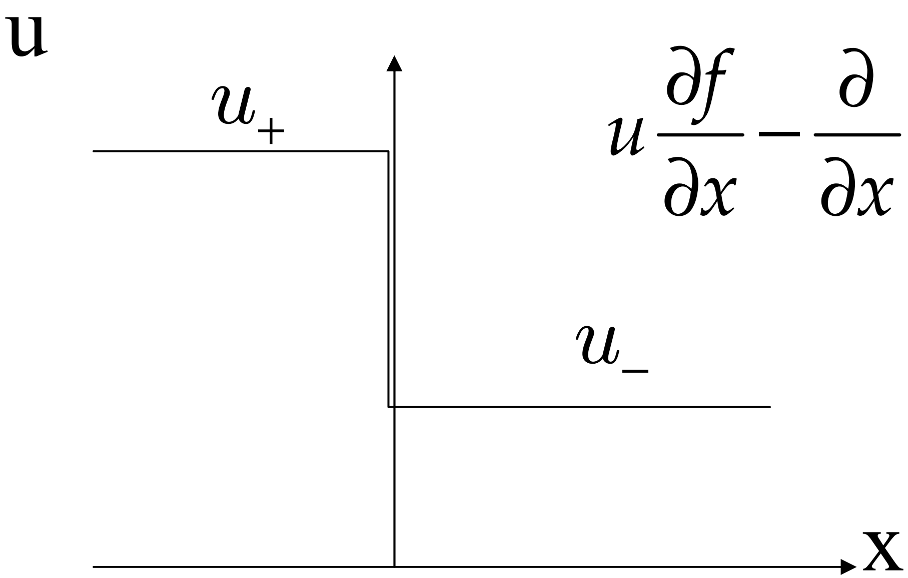
衝突係数：　$\nu = \frac{\pi}{4}\left(\frac{k\varepsilon_k}{U_B}\right)\Omega$

共鳴条件：　$k = \Omega / v\mu$

μ　：ピッチアングル

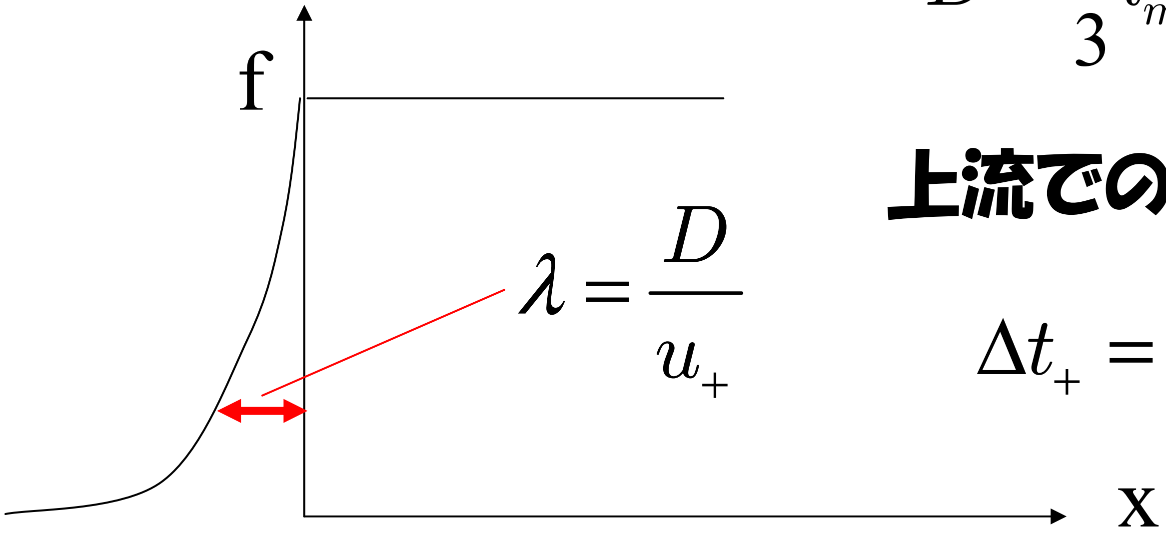
Ω　：サイクロトロン振動数

運動論的な描像



$$u\frac{\partial f}{\partial x}-\frac{\partial}{\partial x}D\frac{\partial f}{\partial x}=\frac{1}{3}(u_+-u_-)\delta(x)\frac{\partial f}{\partial \ln p}$$

$$D\approx\frac{1}{3}l_m c=\frac{1}{3}\eta r_L c$$

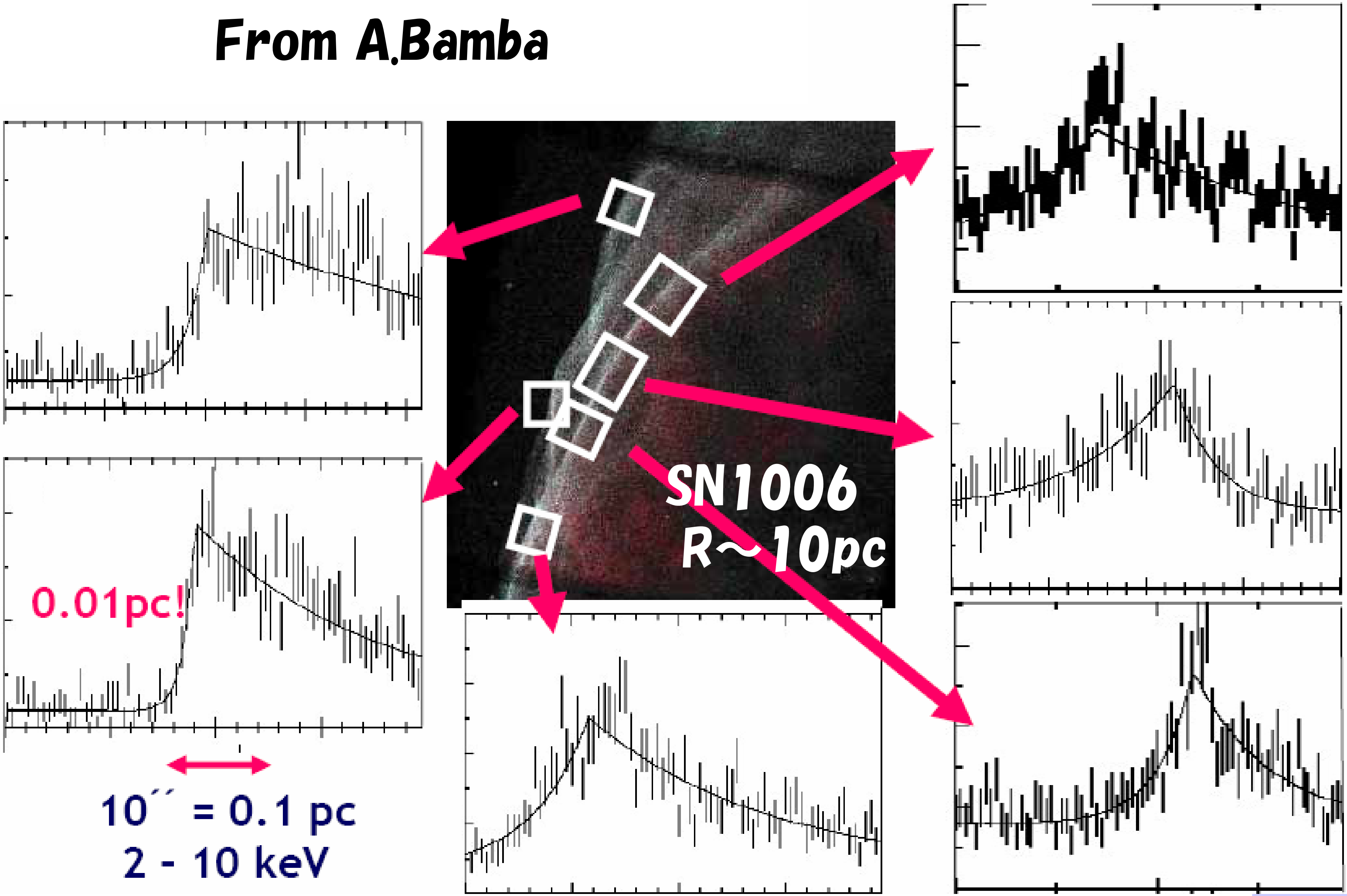


$$\lambda=\frac{D}{u_+}$$

上流での平均滞在時間

$$\Delta t_+=4\frac{\lambda}{c}=\frac{4D}{cu_-}$$

From A.Bamba



加速時間

$$t_{acc} = \frac{20}{3}\eta \frac{E}{eB}\frac{c}{u_+^2}$$

$$E_{\max} = \frac{3}{20\eta} eB \frac{u_+}{c}\left(u_+ t_{acc}\right) = \frac{3}{20\eta} eB \frac{u_+}{c} L$$

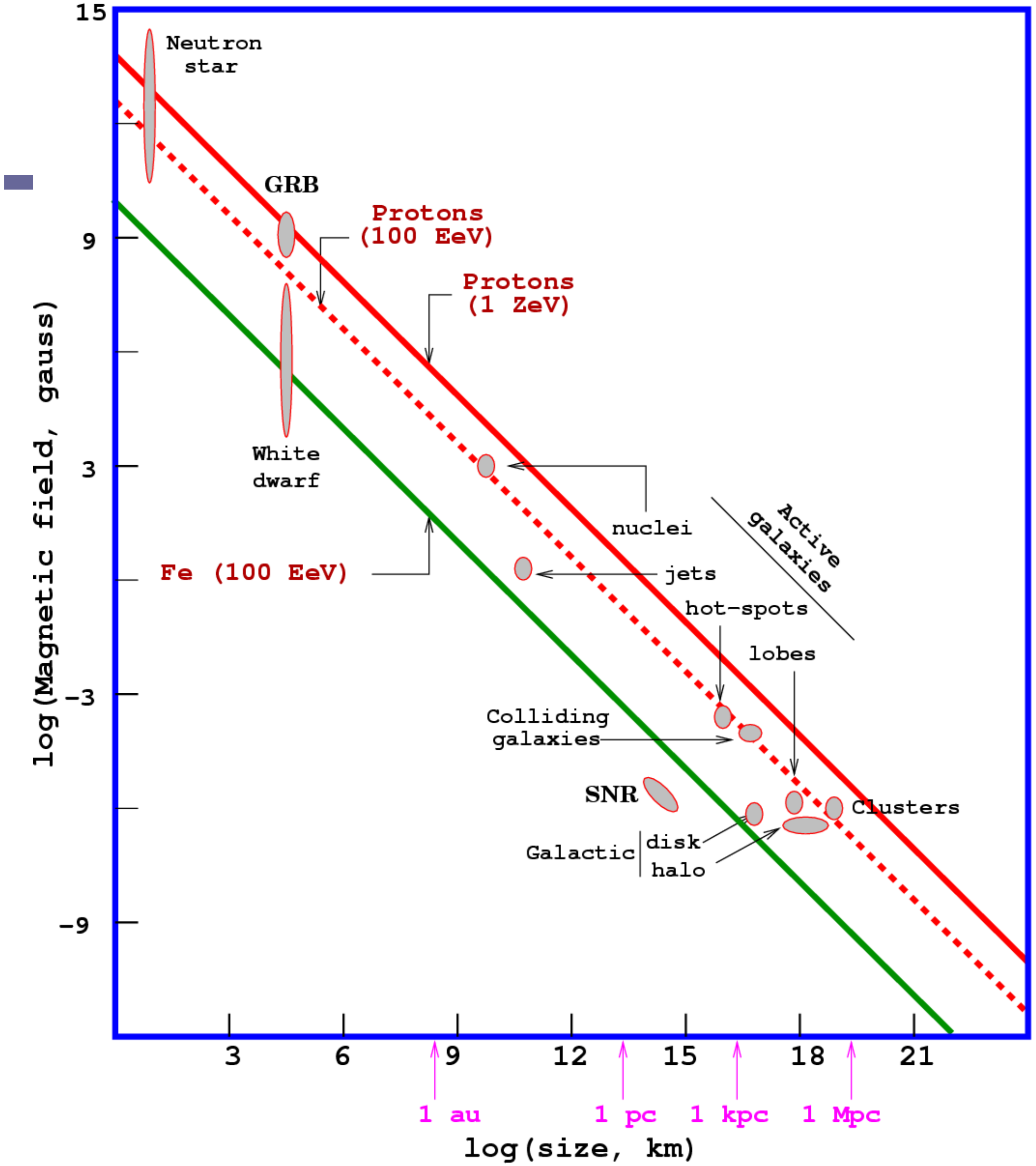
系のサイズ

$u_- = u_+/4,\ D_+ = D_- = \frac{1}{3}\eta r_L c$ と考えると

粒子が散乱されるための、共鳴条件は乱流の波長が、

$\lambda_{dis} \approx r_L$ なので、 $\eta \geq 1$ と考えるのが自然

Hillas-plot
(candidate sites for E=100 EeV and E=1 ZeV)



$$E_{\max} = \frac{3}{20\eta} eB \frac{u_+}{c} L$$

ラーマー半径＜系のサイズ

$$\boxed{E_{\max} = eBL}$$

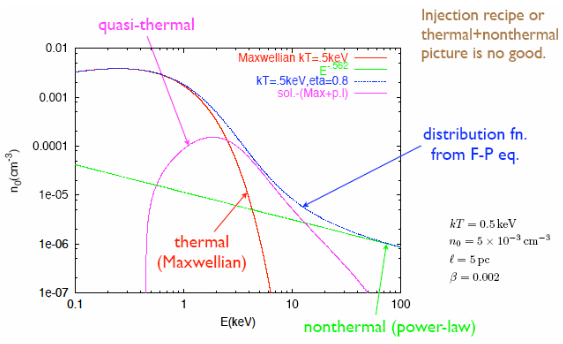
相対論的Shockでも
要求されるだろう。

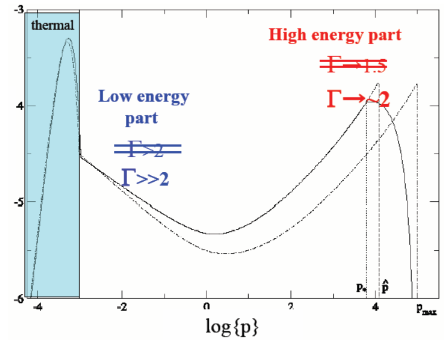
$E_{max} \sim ZBL$ (Fermi)

$E_{max} \sim ZBL\Gamma$ (Ultra-relativistic shocks-GRB)

定量的には多くの課題が

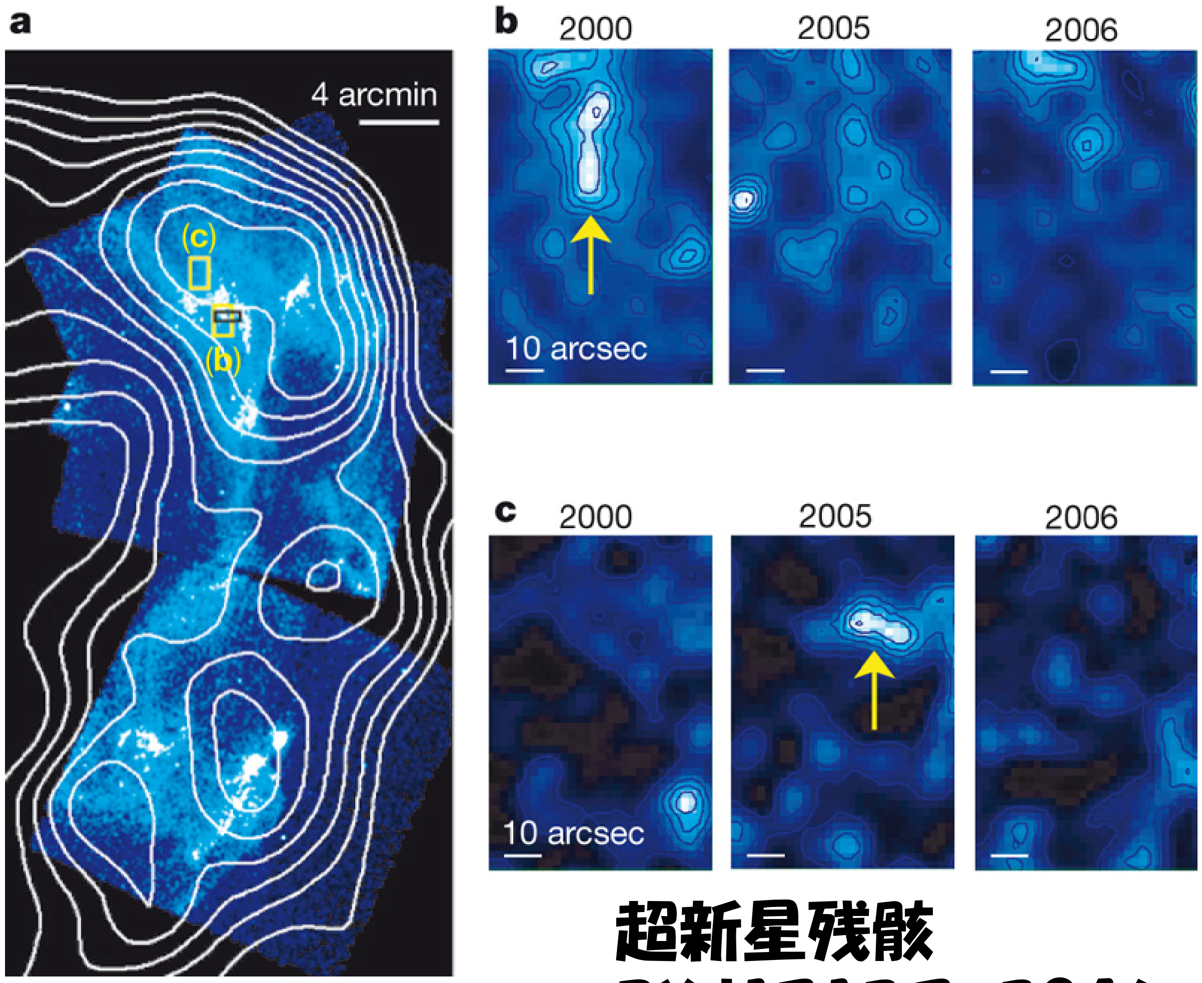
- 電子/陽子加速効率(注入問題)
- 宇宙線による反作用(非線形効果)
  - スペクトル
  - 磁場
- 磁場の乱れ度合い(δB/B~1?)





プラズマシミュレーションの進展待ち

宇宙線による磁場の増幅？



From Chandra obs.,
B>mG is likely!

超新星残骸
RXJ1713.7-3946

シンクロトロン冷却時間

$$\frac{6\pi m_e c}{\sigma_T B^2 \gamma} \approx \text{a few year}$$

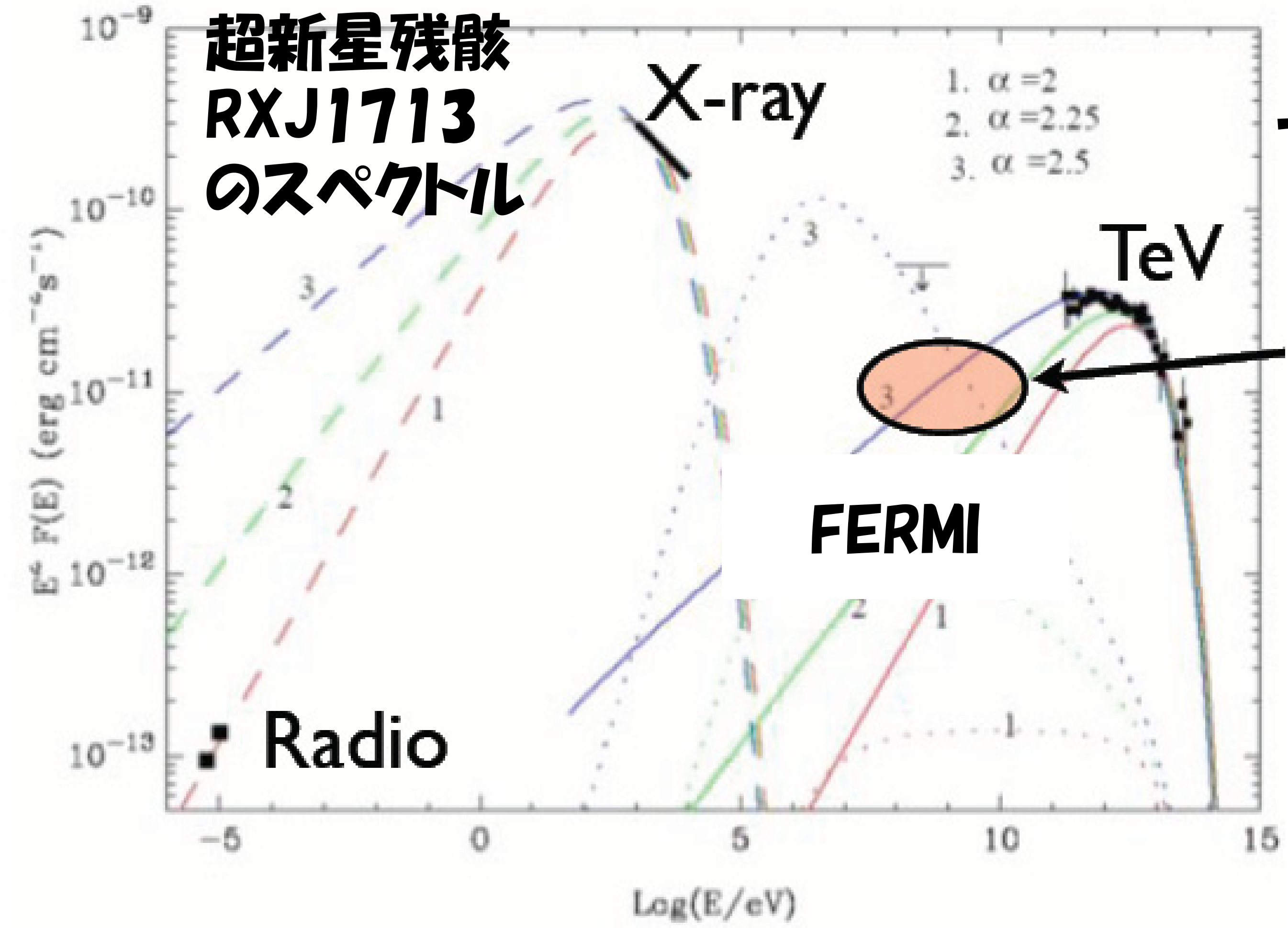
観測エネルギー

$$\frac{\hbar e B}{m_e c}\gamma^2 \approx \text{keV}$$

↓

100μG

広帯域電磁波観測の時代



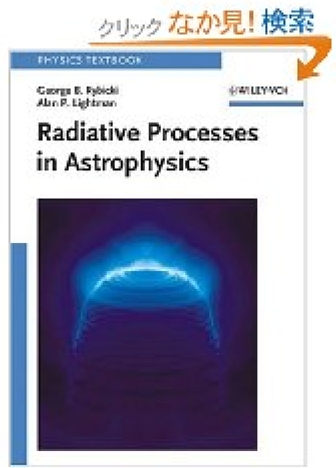
上流に逆流する宇宙線
↓
ビーム不安定性
↓
磁場の増幅
↓
加速時間の短縮
↓
最高エネルギーの増加

Lucek & Bell 2000
Bell & Lucek 2001

古典的電磁波放射

Maxwell eq.

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2}-\Delta\right)A^{\mu}=\frac{4\pi}{c}j^{\mu}\Rightarrow A^{\mu}=\frac{e}{R-\boldsymbol{\beta}\cdot\mathbf{R}}(1,\boldsymbol{\beta})$$



電場の定義

$$\mathbf{E}=-\frac{1}{c}\frac{\partial\mathbf{A}}{\partial t}-\nabla A^0$$

$$=\frac{e}{c^2}\frac{1}{(1-\mathbf{n}\cdot\boldsymbol{\beta})^3 R}\left[\mathbf{n}\times\{(\mathbf{n}-\boldsymbol{\beta})\times\dot{\mathbf{v}}\}\right]$$

$$\frac{dE_{rad}}{d\omega dS}=c\left|\hat{E}(\omega)\right|^2,\quad \hat{E}(\omega)=\frac{1}{2\pi}\int E(t)e^{i\omega t}dt$$

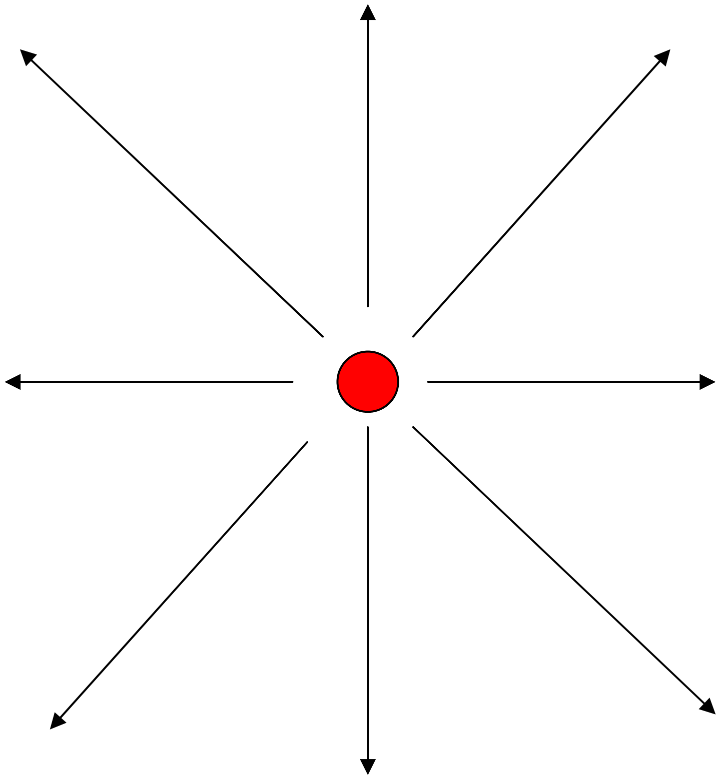
$$\frac{dE_{kin}}{dt}=\frac{2q^2a^2}{3c^3}$$

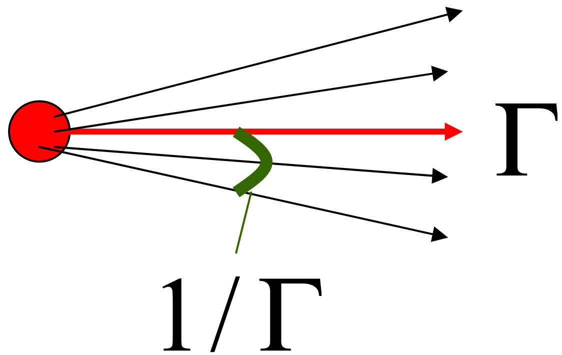
相対論的Beaming

静止系

角度のローレンツ変換

$$\mu = \frac{\mu' + \beta}{1 + \beta\mu'}$$

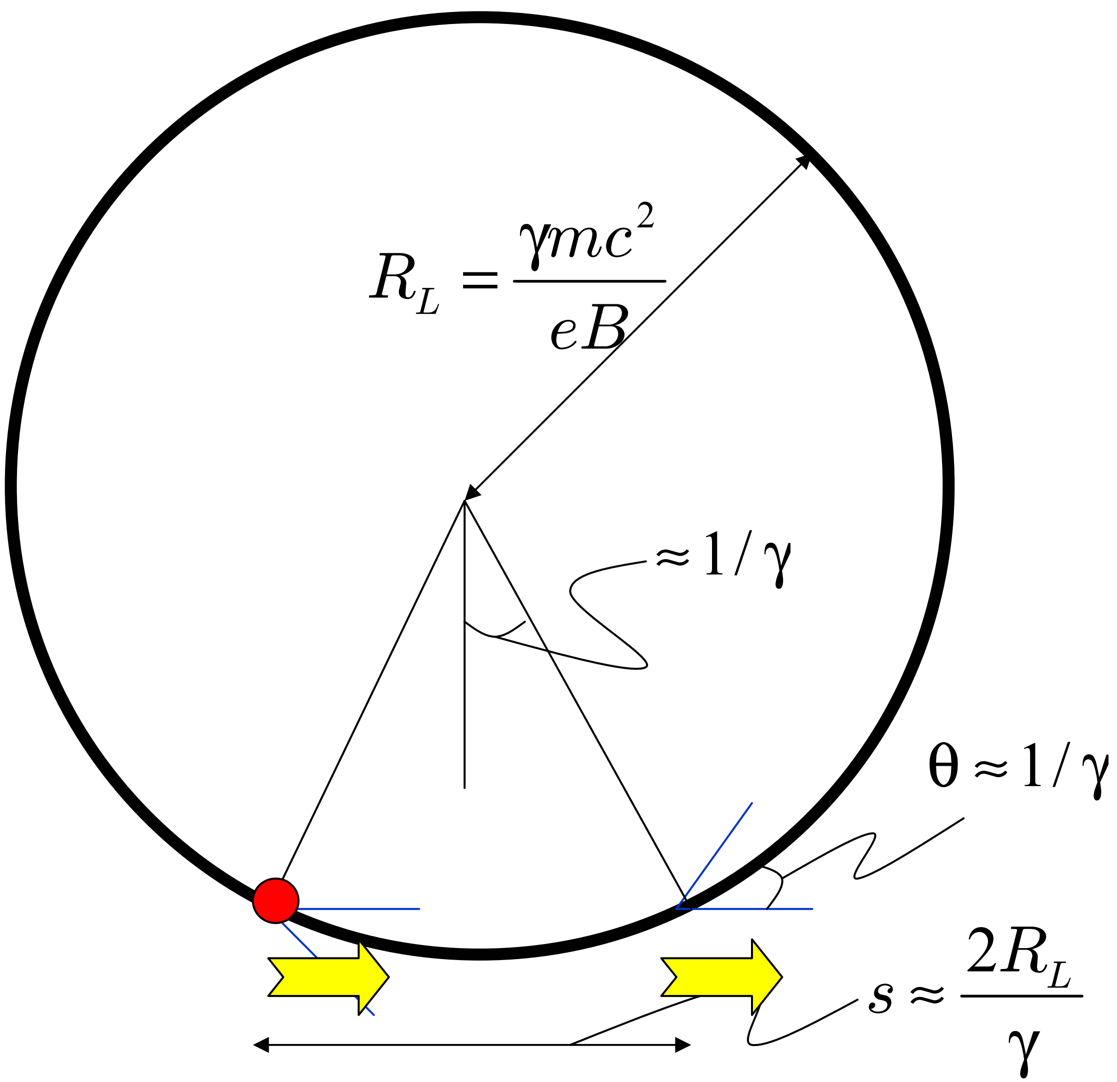




等方放射

$$\left.\frac{dE}{dt\,d\Omega}\right|_{\mathrm{emit}} = \frac{1}{\Gamma^4(1-\beta\mu)^3}\frac{dE'}{dt'\,d\Omega'}, \quad \left.\frac{dE}{dt\,d\Omega}\right|_{\mathrm{recieve}} = \frac{1}{\Gamma^4(1-\beta\mu)^4}\frac{dE'}{dt'\,d\Omega'}$$

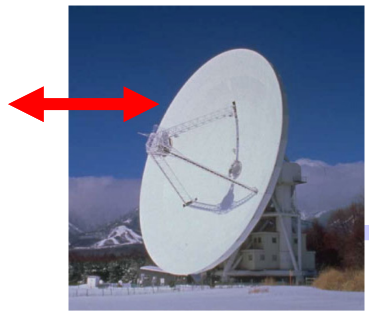
普通のシンクロトロン放射



$$\Delta t = \frac{s}{c} = \frac{2mc^2}{eB}$$

$$\Delta t_{\mathrm{obs}} \approx \Delta t / \gamma^2$$

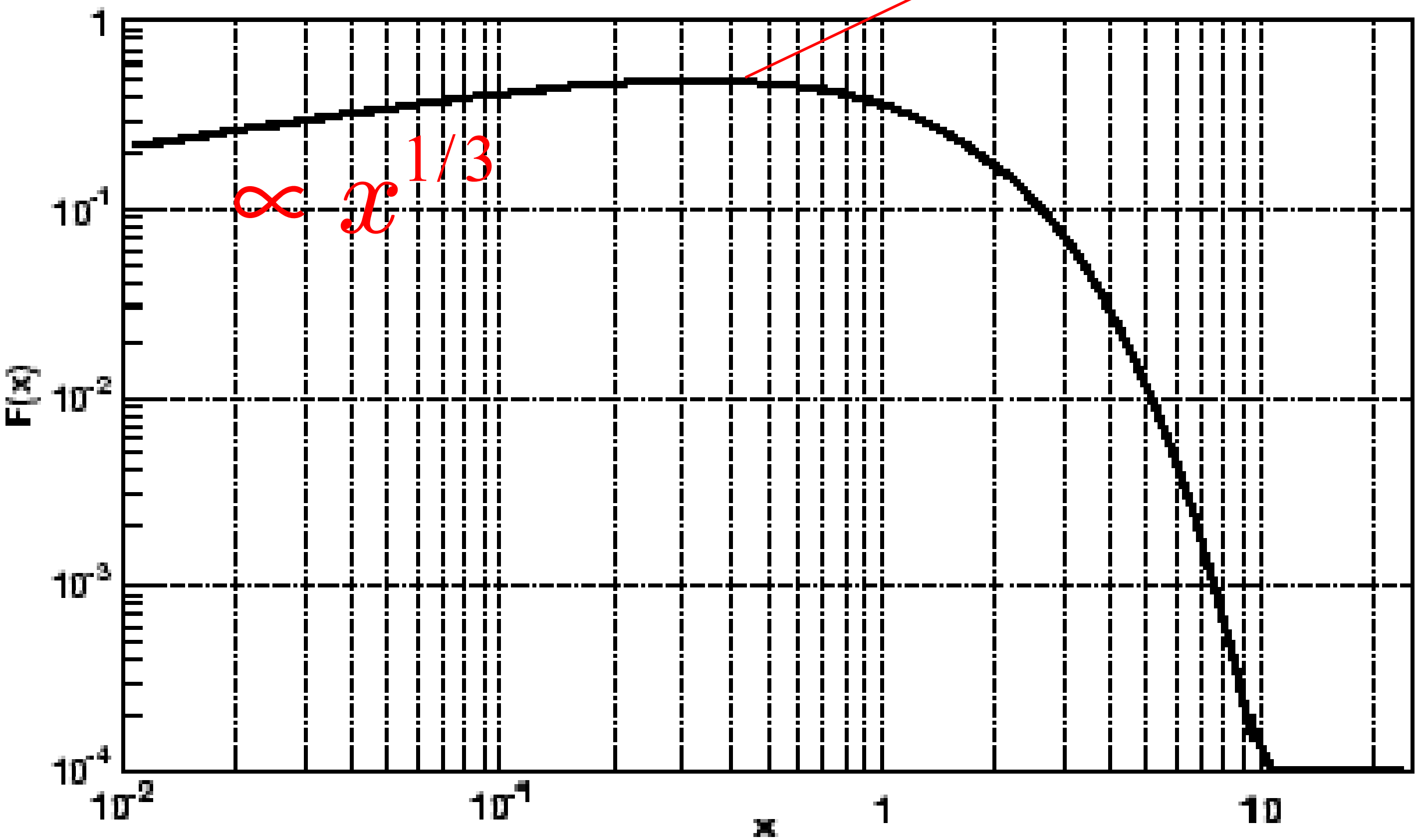
$$\omega_{\mathrm{typ}} = \frac{3\gamma^2 eB}{2mc}$$

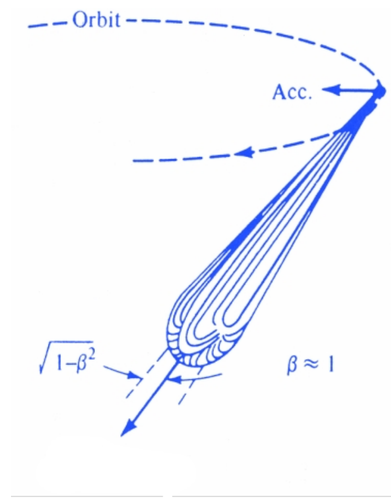


1個の電子からの放射

Flux

$x_{max} = 0.29$

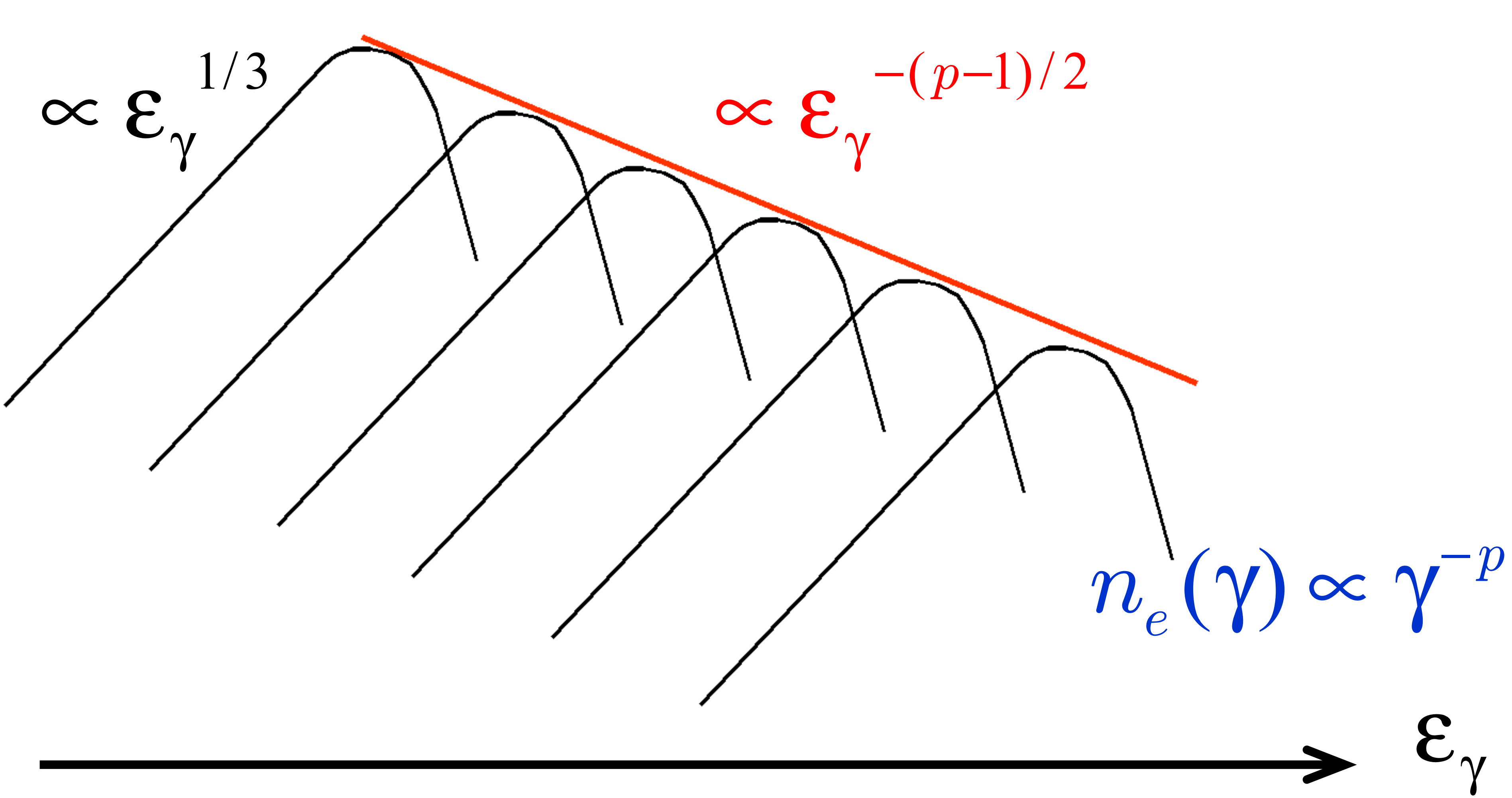




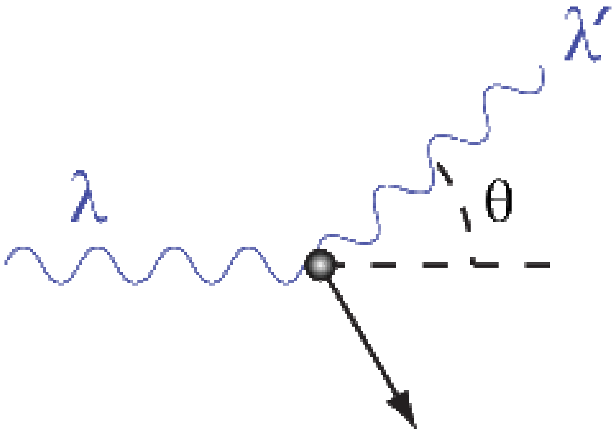
$$\frac{dE_{kin}}{dt} = \frac{4\sigma_T c}{3} U_B \gamma^2 \propto B^2 \gamma^2$$

$$x \equiv \frac{2 m_e c}{3 \hbar \gamma^2 e B \sin\alpha} \varepsilon_\gamma$$

Power-law電子からの放射



コンプトン散乱



$$\varepsilon' = \frac{\varepsilon}{1 + \frac{\varepsilon}{m_e c^2}(1 - \cos\theta)}$$

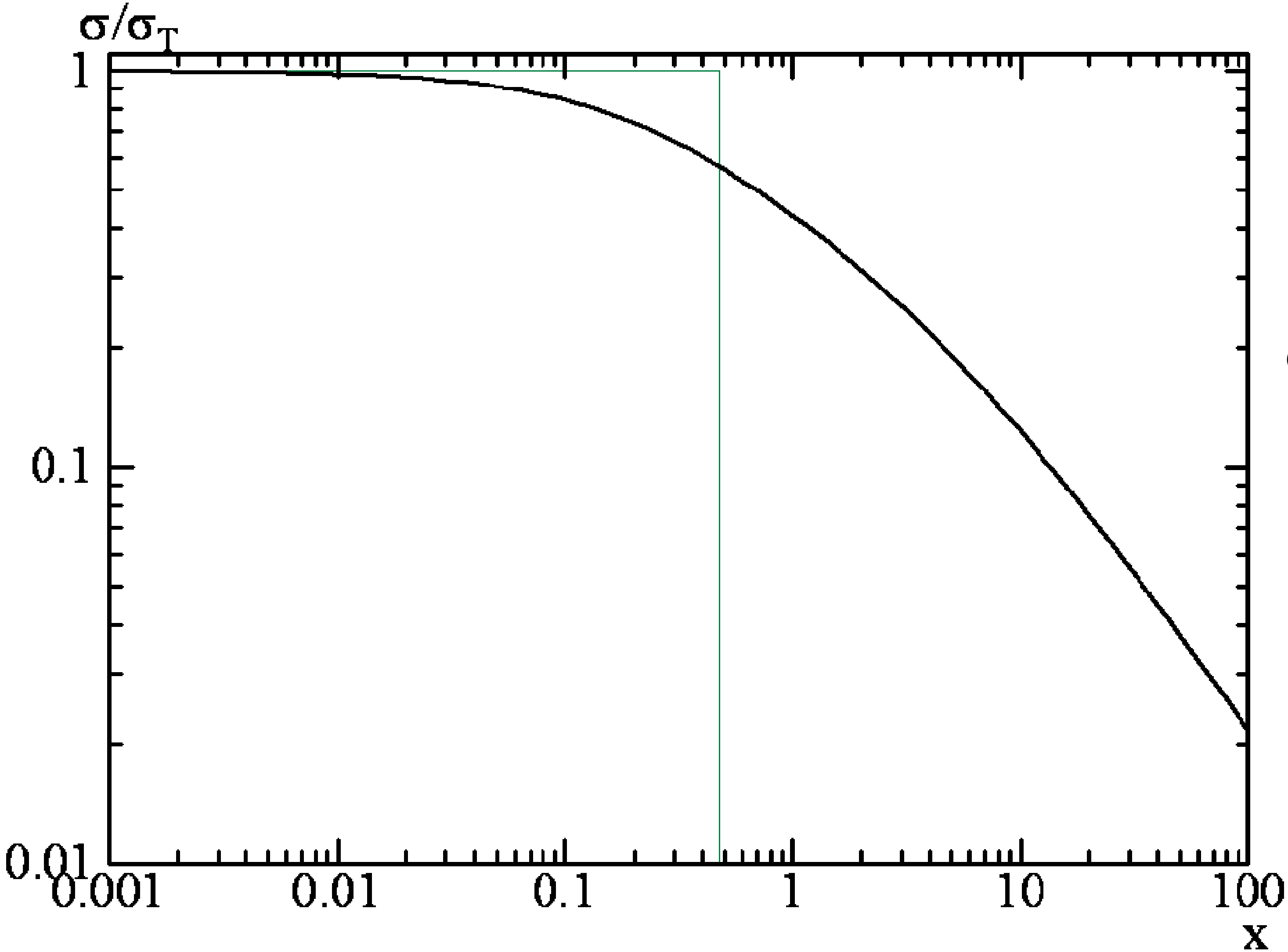
電子静止系

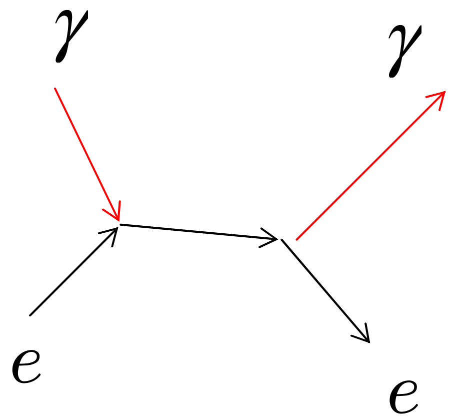
$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{3\sigma_T}{16\pi} \frac{\varepsilon'^2}{\varepsilon^2} \left(\frac{\varepsilon}{\varepsilon'} + \frac{\varepsilon'}{\varepsilon} - \sin^2\theta \right)$$

$$\sigma = \frac{3\sigma_T}{4} \left[\frac{1+x}{x^3} \left\{ \frac{2x(1+x)}{1+2x} - \ln(1+2x) \right\} + \frac{1}{2x} \ln(1+2x) - \frac{1+3x}{(1+2x)^2} \right]$$

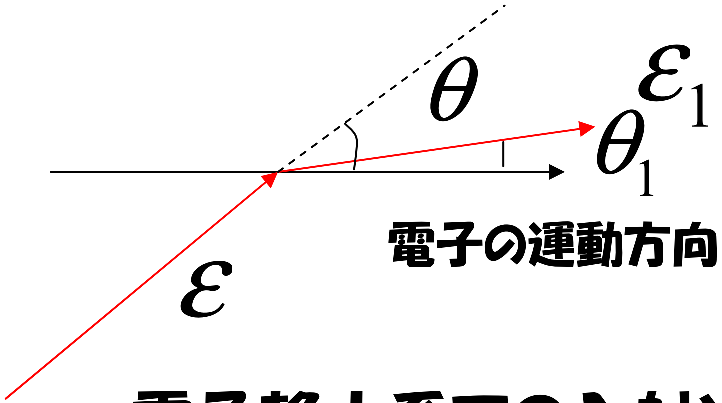
$$x \equiv \frac{\varepsilon}{m_e c^2}$$

Klein-Nishina 断面積





2回のローレンツ変換



光子の入射方向 θ

光子の散乱方向 θ_1

電子静止系での入射光子のエネルギー

$$\varepsilon' = \varepsilon\gamma\left(1-\beta\cos\theta\right)$$

$$\varepsilon_1' = \frac{\varepsilon'}{1+\dfrac{\varepsilon'}{m_e c^2}\left(1-\cos\Theta\right)}$$

同じ系での散乱光子

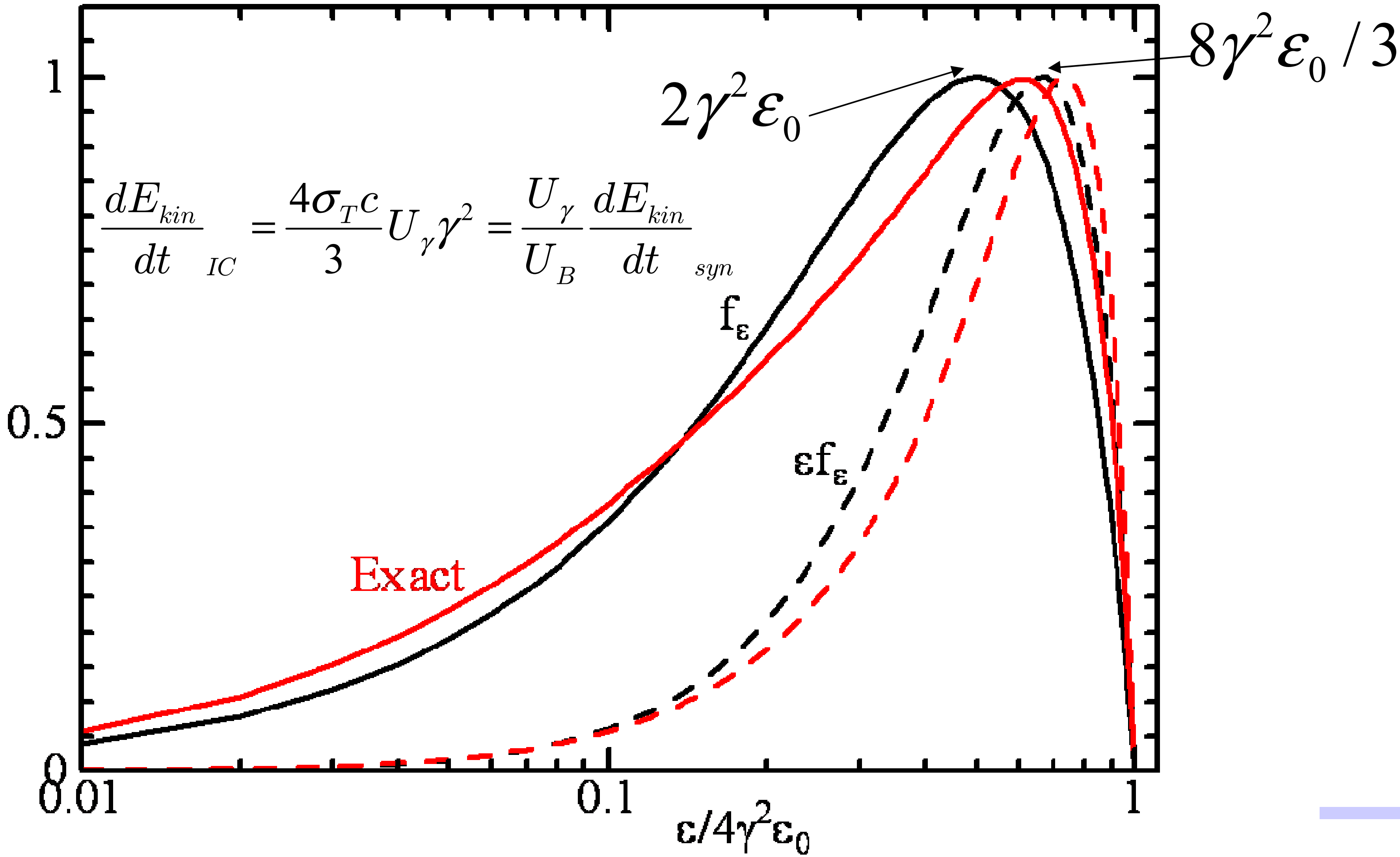
$$\cos\Theta = \cos\theta_1'\cos\theta' + \sin\theta'\sin\theta_1'\cos(\phi'-\phi_1')$$

$$\varepsilon_1 = \varepsilon_1'\gamma\left(1+\beta\cos\theta_1'\right)$$

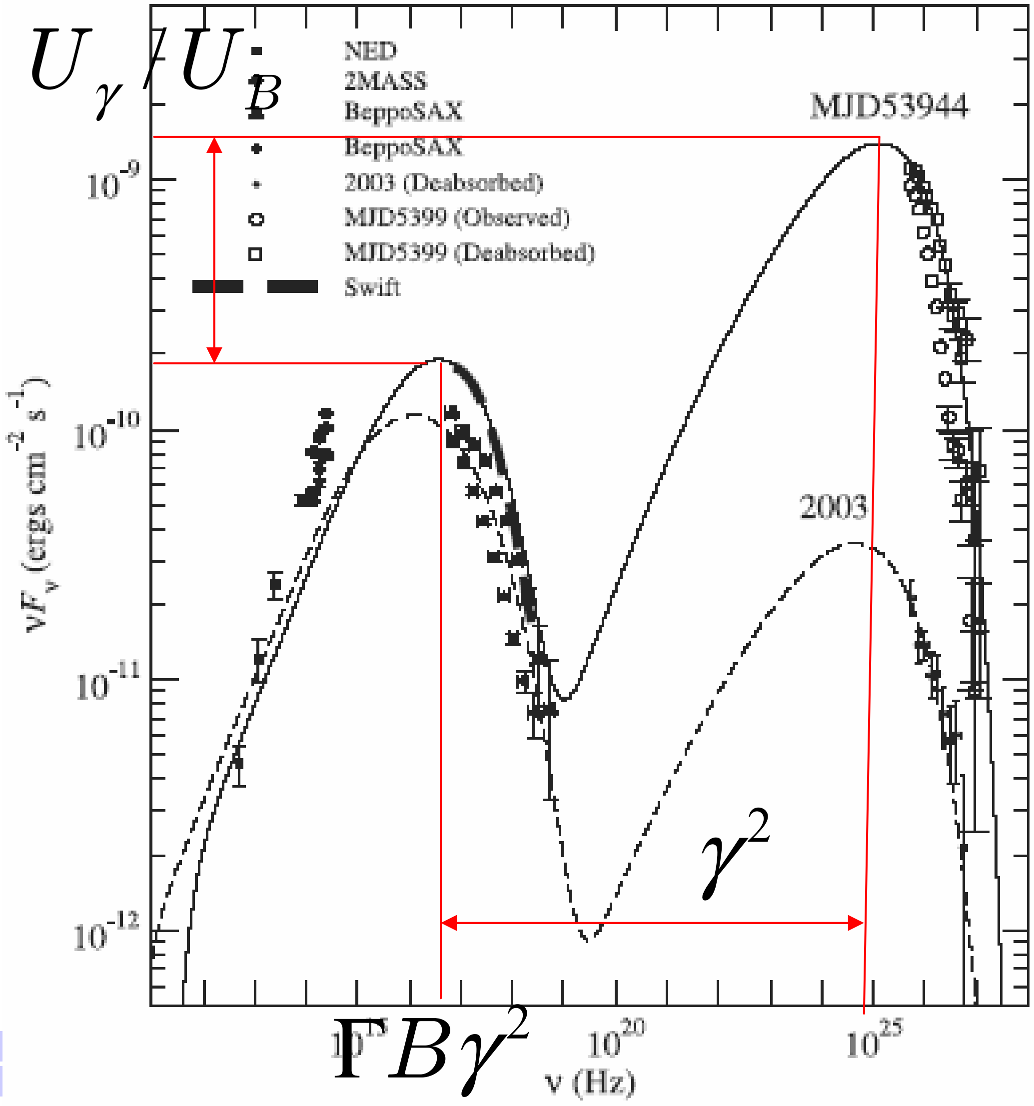
Observer系での散乱光子

$\varepsilon_1' \approx \varepsilon'$ → $\varepsilon_1 \approx \gamma^2\varepsilon$

単色ソースのIC Spectra



SSC



PKS 2155-304

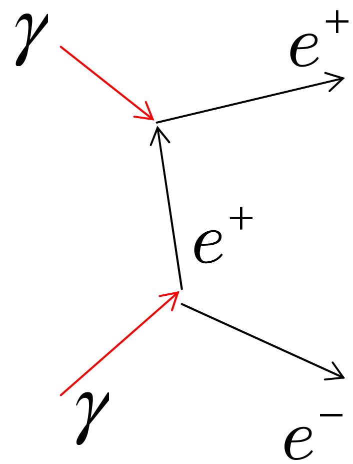
Parameter	Model A	Model B	Model C
Γ	90	100	120
$\mathcal{D}$	90	100	120
B (G)	0.1	0.14	0.08
R (10^{14}cm)	9.6	5.4	6.5
p........................	1.9	1.9	1.9
γ_{max} (10^4)	8.0	6.7	5.5
γ_{min}	10	10	10

z=0.117

Kusunose & Takahara 2008

電子・陽電子対生成

$$\gamma\gamma \Rightarrow e^+ e^-$$

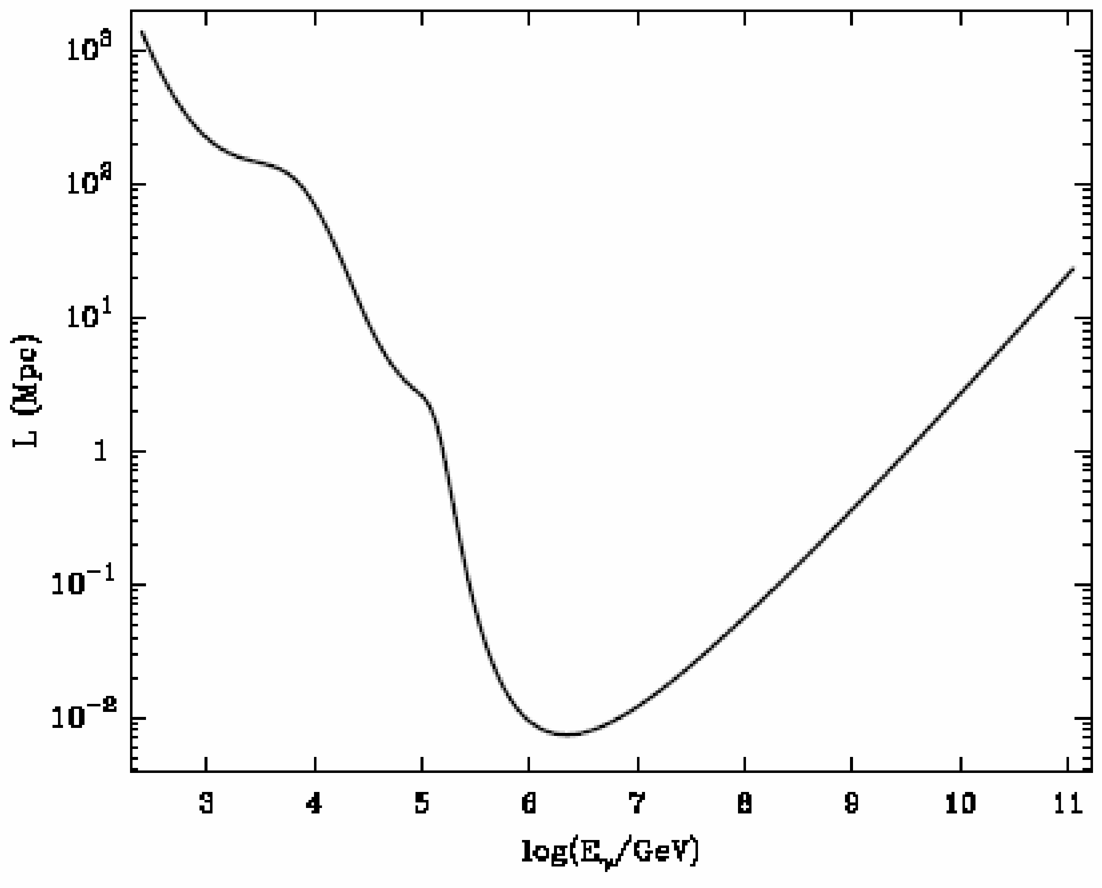


$$\sigma_{\gamma\gamma} = \frac{3}{16}\sigma_T (1-\beta^2)\left[(3-\beta^4)\ln\frac{1+\beta}{1-\beta} - 2\beta(2-\beta^2)\right]$$

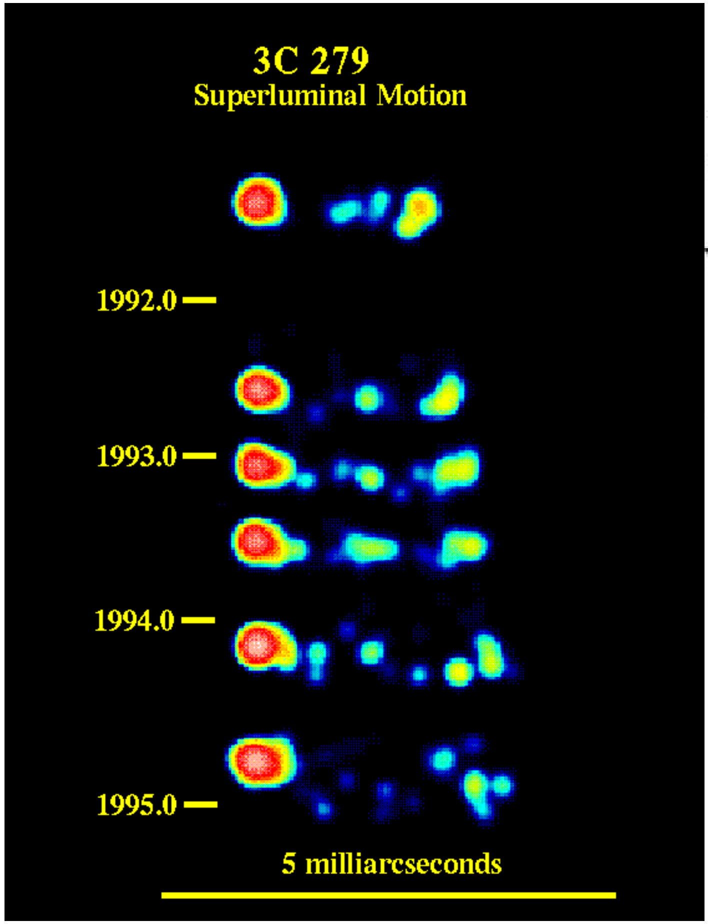
$$\beta \equiv \sqrt{1-2/(k_1 \cdot k_2)}$$

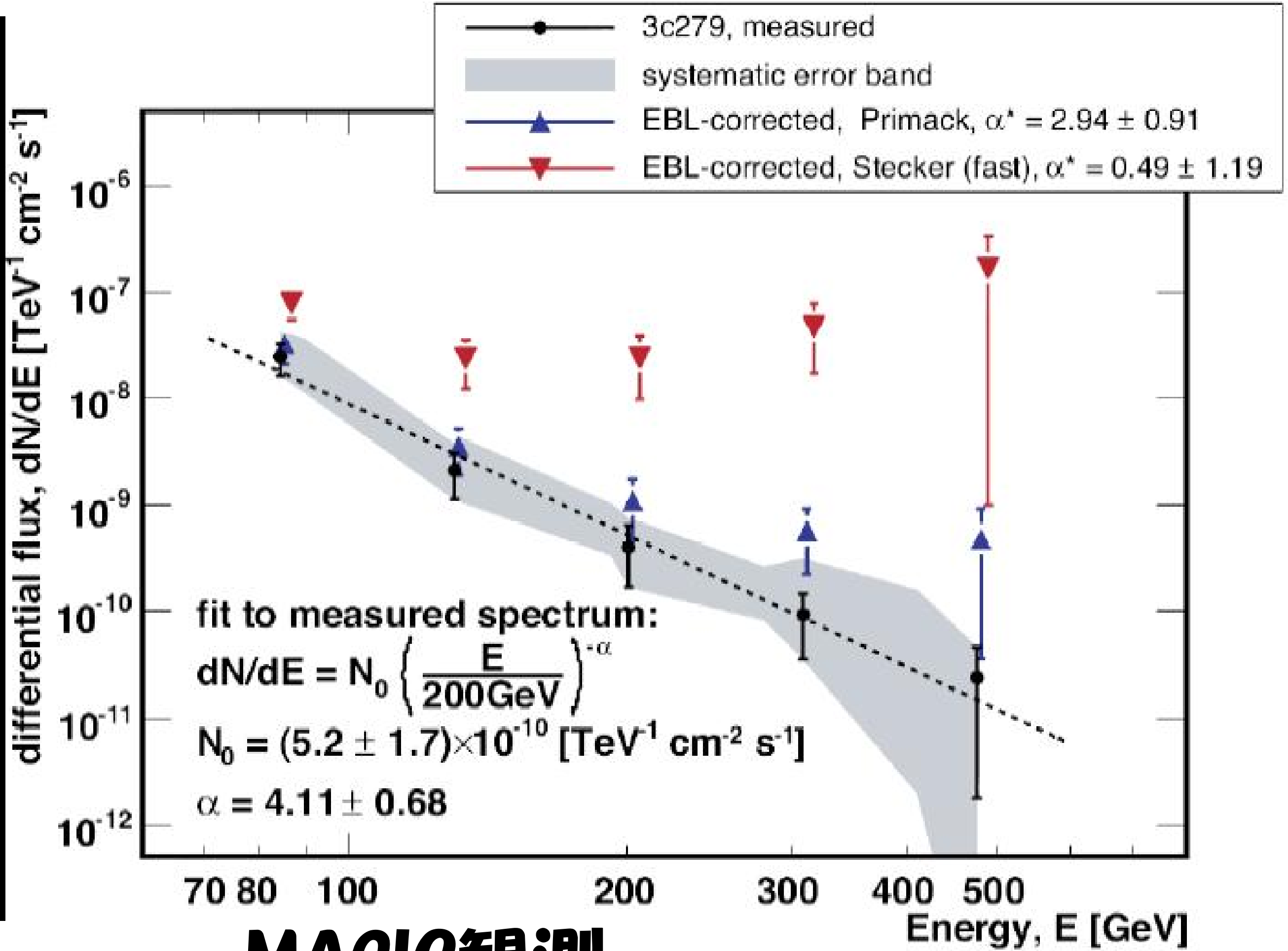
高エネルギーガンマ線の吸収
二次生成電子・陽電子からの放射：電磁カスケード

光子の平均自由行程



遠方ブレーザ3C279

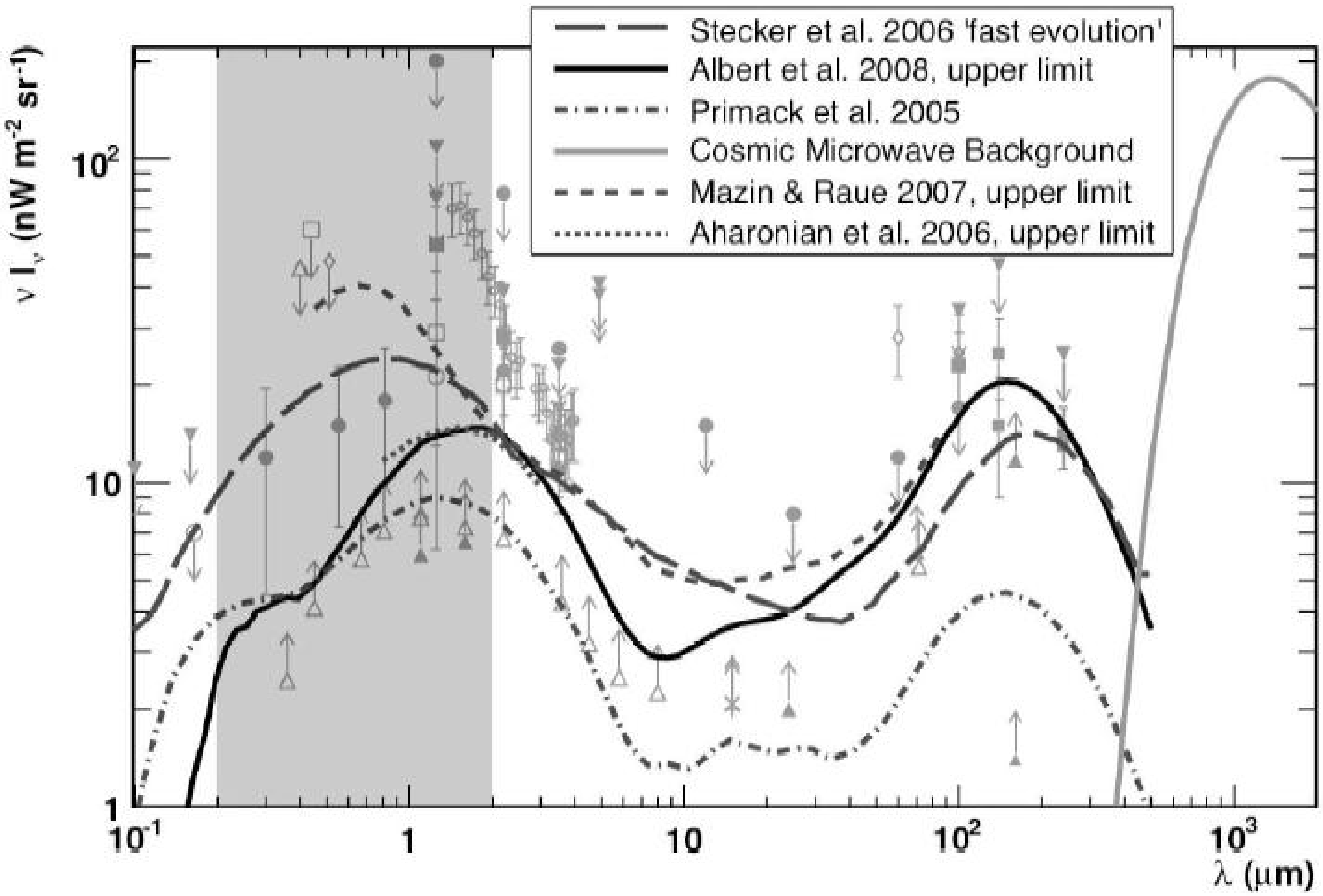




MAGIC観測

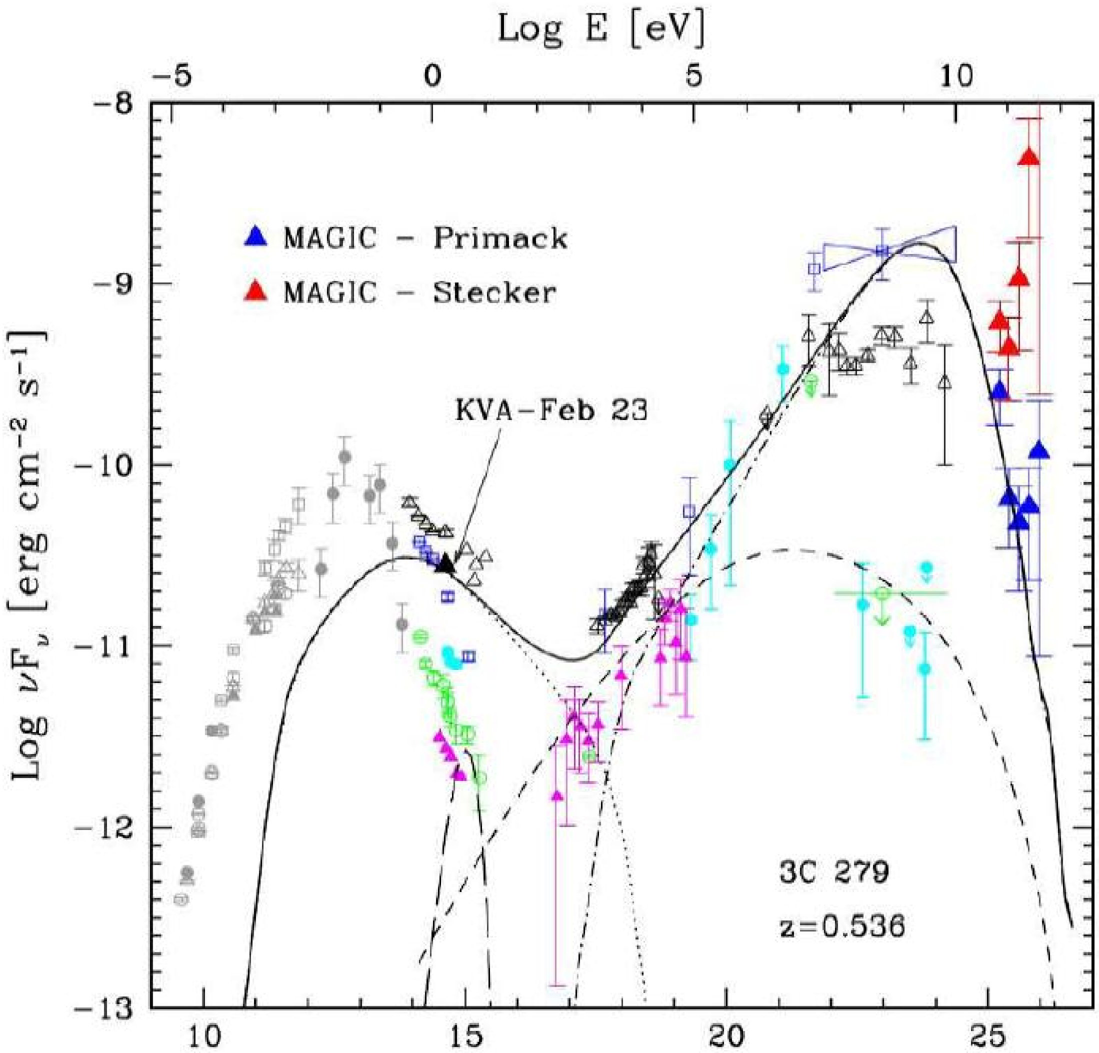
z=0.538

赤外背景放射



Stecker et al. 2006 'fast evolution'
Albert et al. 2008, upper limit
Primack et al. 2005
Cosmic Microwave Background
Mazin & Raue 2007, upper limit
Aharonian et al. 2006, upper limit
ν I_ν (nW m^-2 sr^-1)
10^2
10
1
10^-1
1
10
10^2
10^3
λ (μm)

3C279広帯域スペクトル



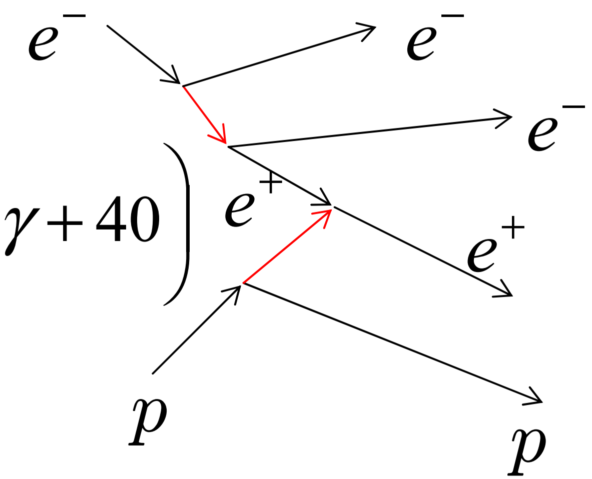
衝突による粒子生成

$$ep \Rightarrow epe^+e^-$$

$$\sigma = \frac{7}{54\pi^2}\alpha^2\sigma_T\left((\ln 2\gamma)^3 - \frac{28}{178}(\ln 2\gamma)^2 - 2.6\ln 2\gamma + 40\right)$$

$$\approx 2.0\times 10^{-28}\,\mathrm{cm}^2$$

For $\gamma = 10^3$



$$pp \Rightarrow pp\pi^0$$

$$\Rightarrow pn\pi^+$$

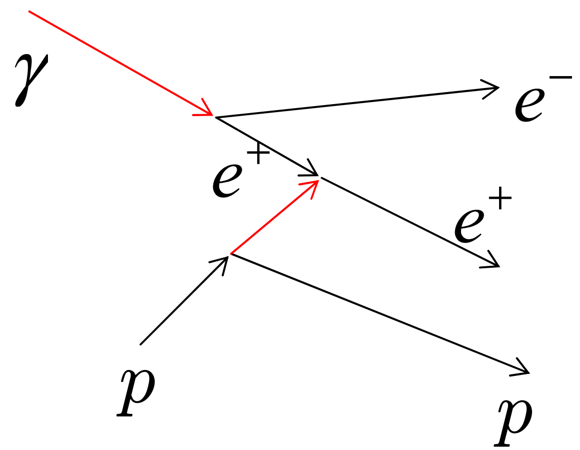
$$\sigma \approx 10^{-26}\,\mathrm{cm}^2$$

原子核半径10^{-13}cm

光子との衝突

Bethe-Heitler過程

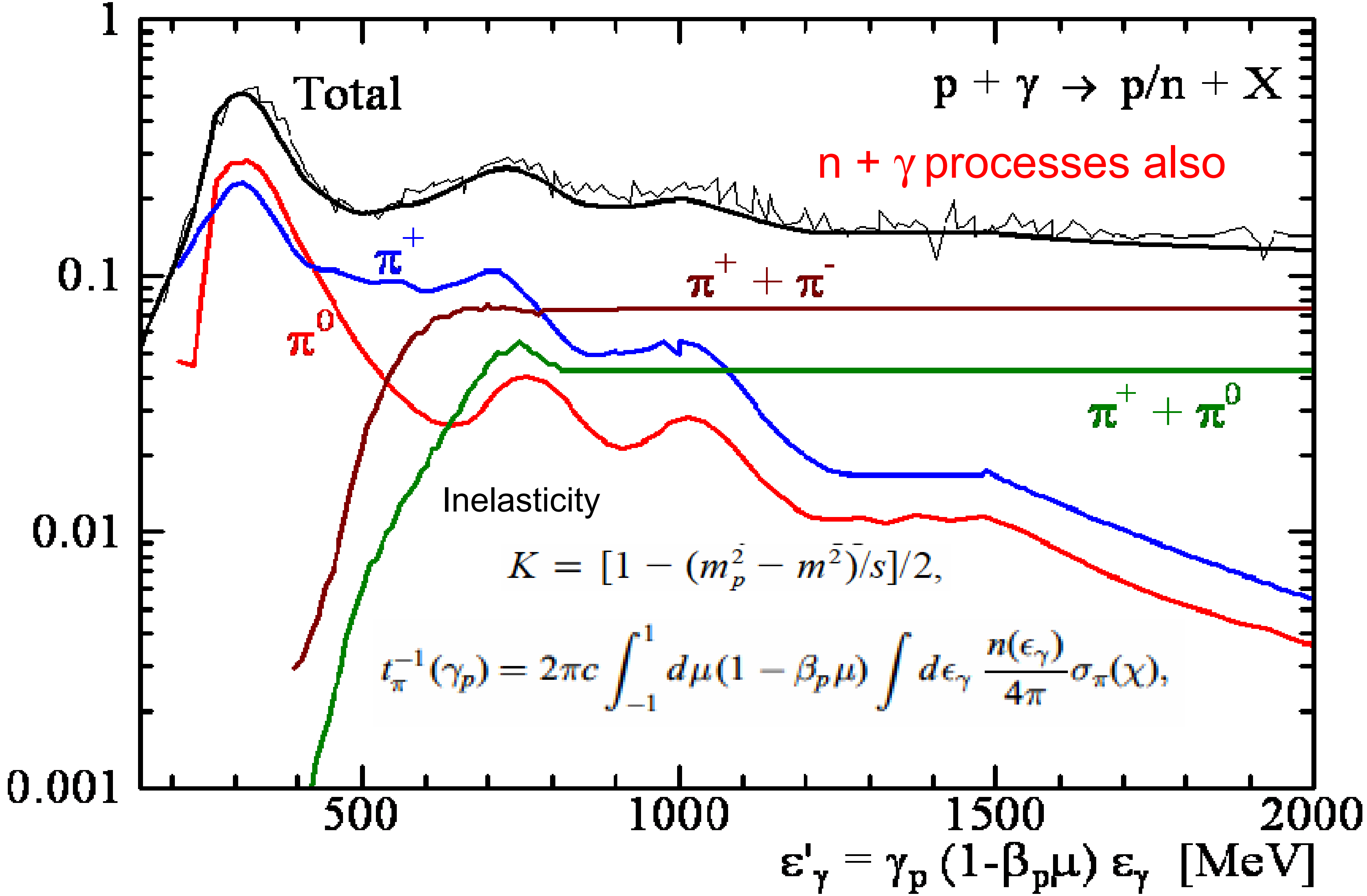
$$p\gamma \Rightarrow pe^{+}e^{-}$$



$$\sigma_{\rm BH} = \frac{e^2\sigma_{\rm T}}{4\hbar c}Z^2\left(\frac{x-2}{x}\right)^3\left(1+\frac{1}{2}\varsigma+\frac{23}{40}\varsigma^2+\frac{37}{120}\varsigma^3+\frac{61}{192}\varsigma^4\right), \qquad \text{for } 2\le x\le 4,$$

$$\approx \alpha\sigma_T \approx 10^{-28}\,\mathrm{cm}^2$$

Cross Sections

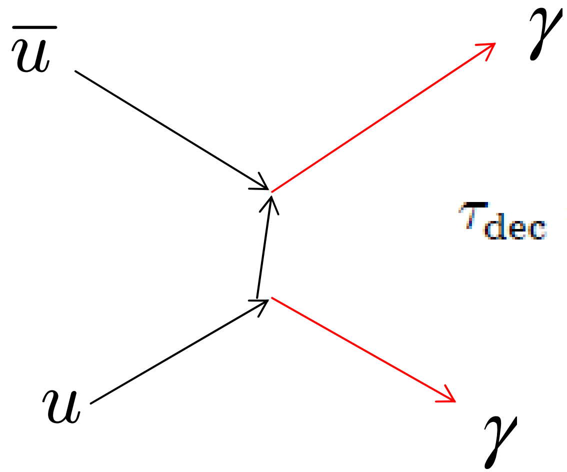


$$K = [1 - (m_p^2 - m^2)/s]/2,$$

$$t_\pi^{-1}(\gamma_p) = 2\pi c \int_{-1}^{1} d\mu (1 - \beta_p \mu) \int d\epsilon_\gamma \frac{n(\epsilon_\gamma)}{4\pi} \sigma_\pi(\chi),$$

中間子崩壊

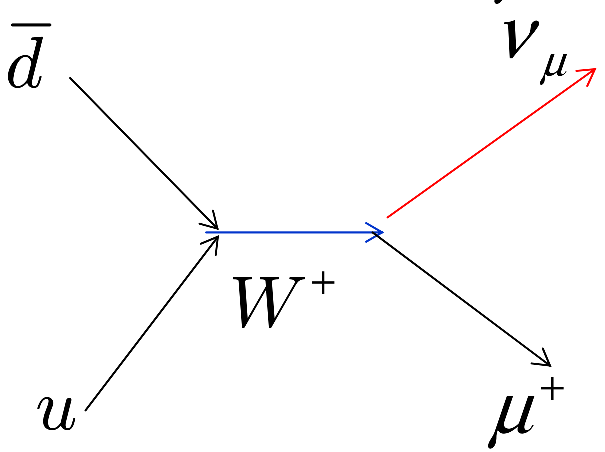
$$\pi^0 \Rightarrow \gamma\gamma$$



$$\tau_{\mathrm{dec}} = \frac{32\pi^3\hbar^3(f_\pi m_\pi)^2}{e^4 m_{\pi 0}^3} = 8.6 \times 10^{-17} \quad \mathrm{s},$$

$$\Leftrightarrow \quad 8.4 \times 10^{-17}\ \mathrm{s}.$$

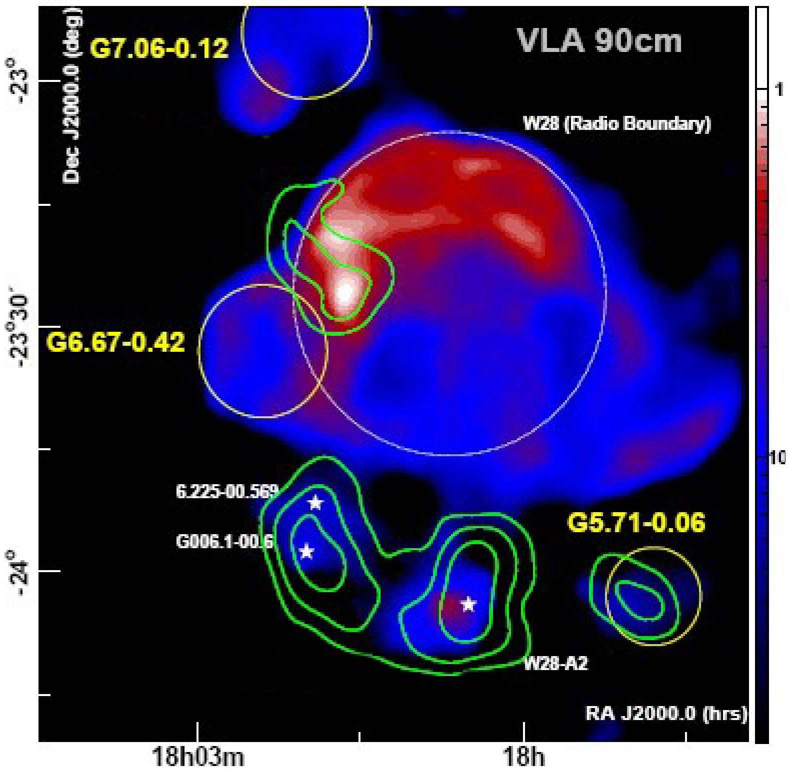
$$\pi^+ \Rightarrow \mu^+ \nu_\mu$$

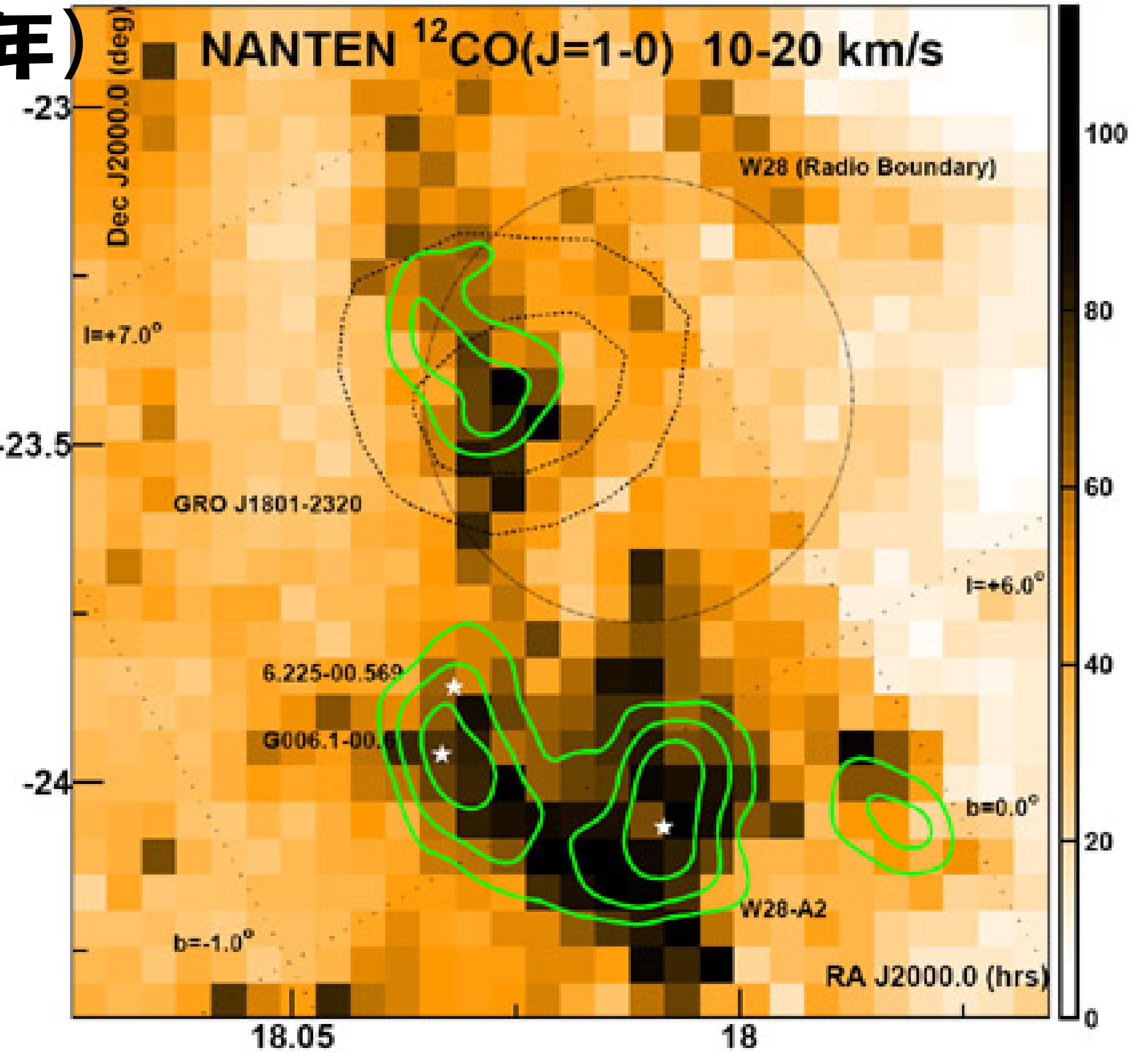


$$\tau_{\mathrm{dec}} = \frac{8\pi\hbar^7}{G_F^2 G_v^2 c^4} \frac{m_\pi^3}{(m_\pi^2 - m_\mu^2)^2 m_\mu^2 (f_\pi m_\pi)^2} = 2.6 \times 10^{-8} \quad \mathrm{s},$$

古い超新星残骸と分子雲

W28（年齢3万年から15万年）

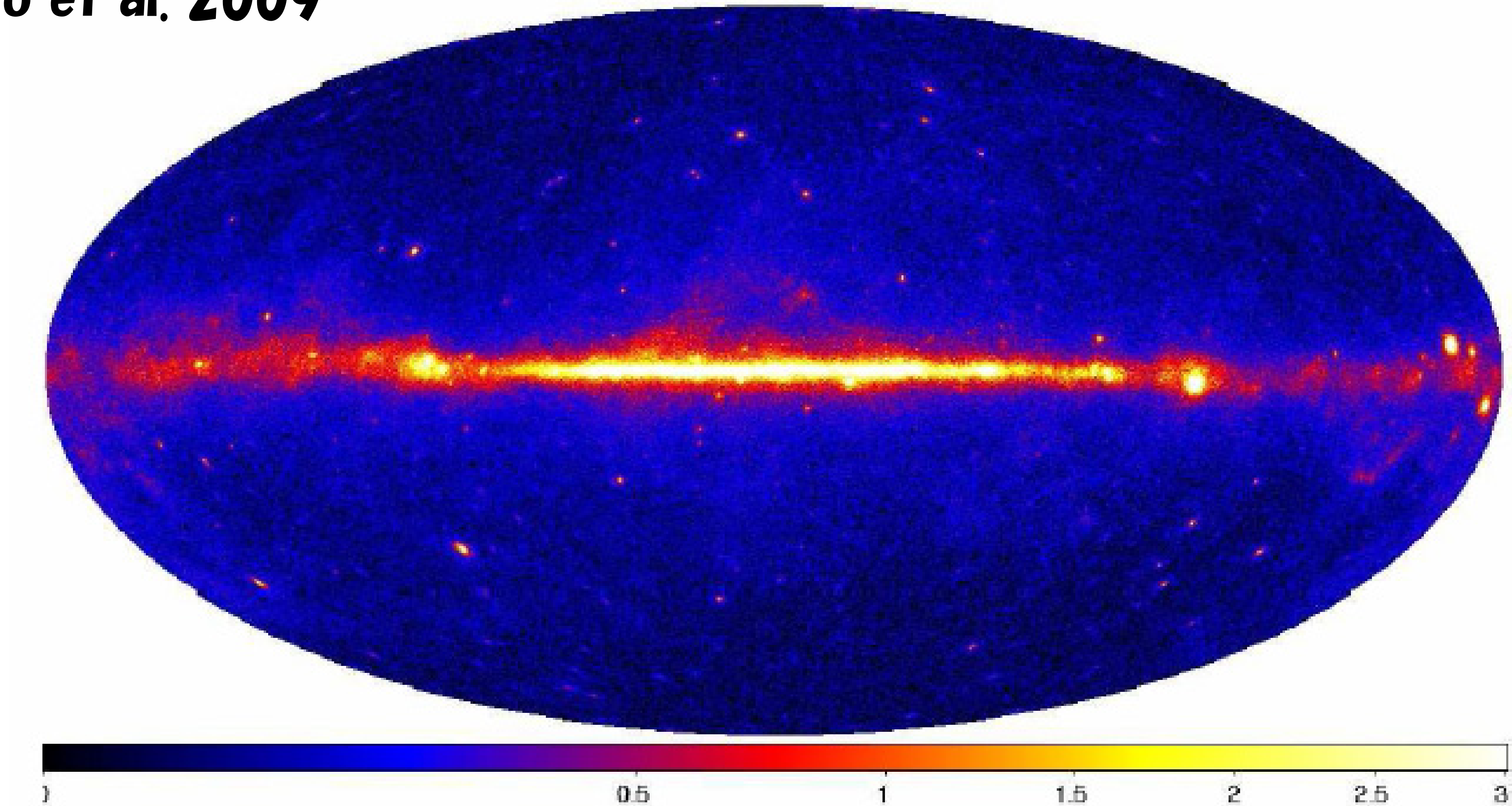




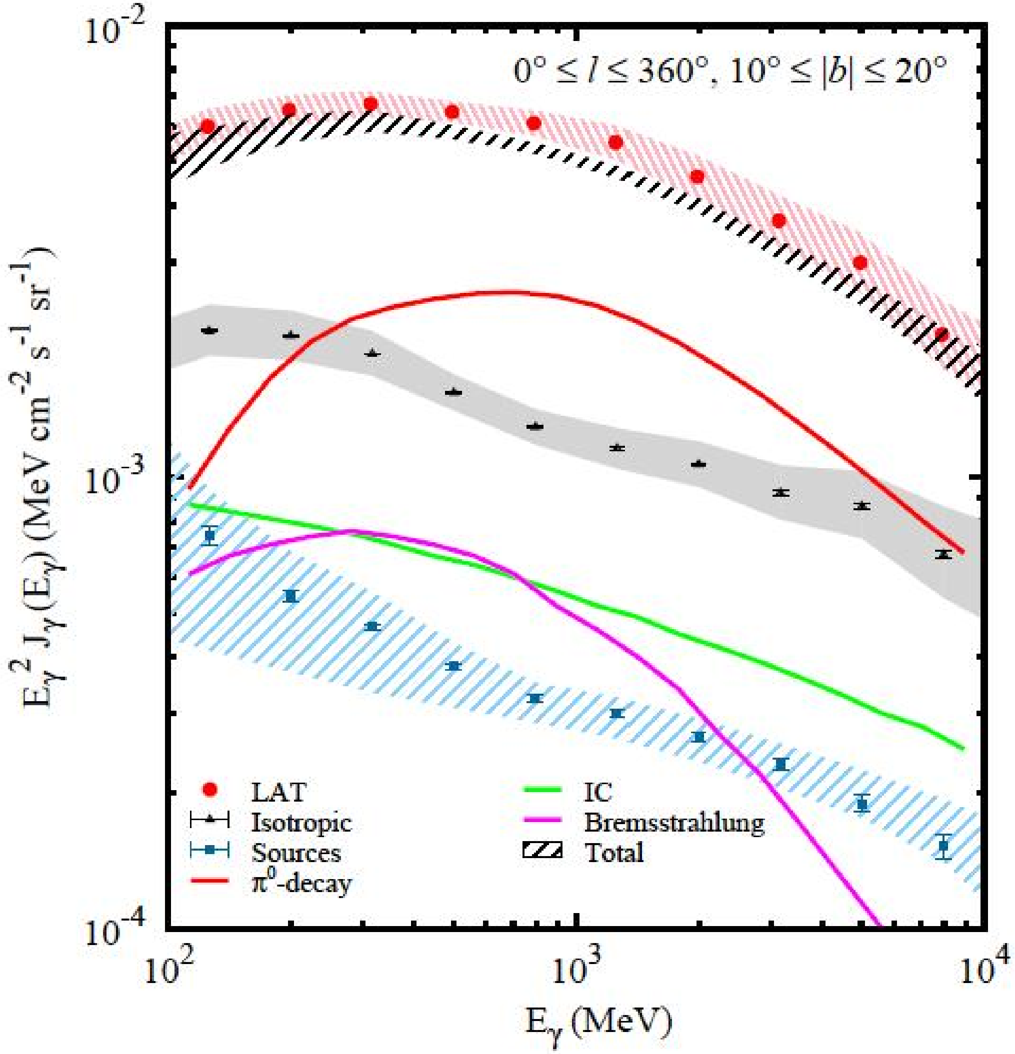
緑：TeVガンマ線

FERMI ガンマ線(GeV)全天地図

Abdo et al. 2009

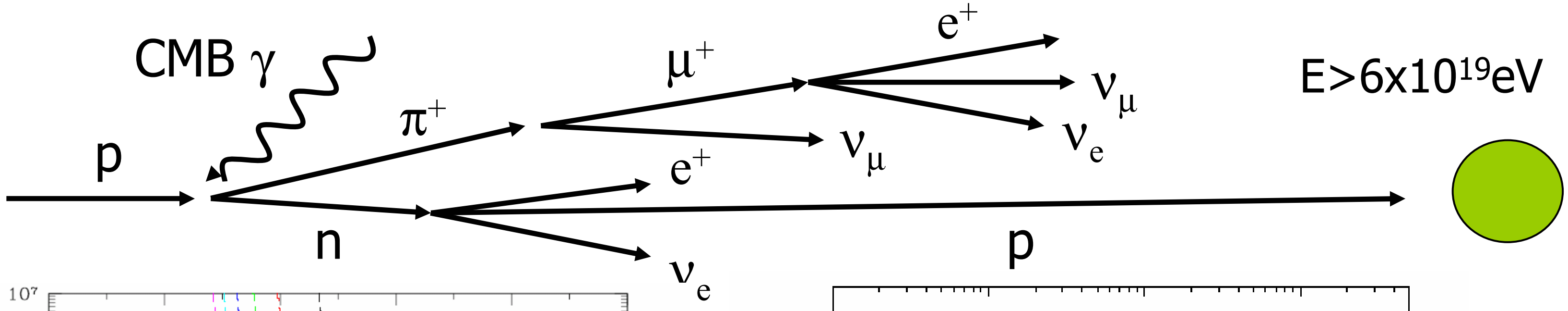


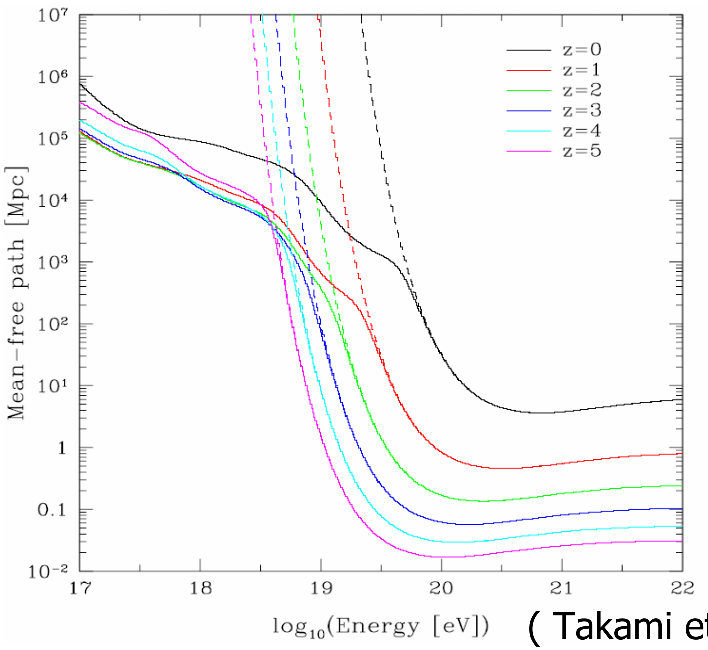
銀河Diffuse成分



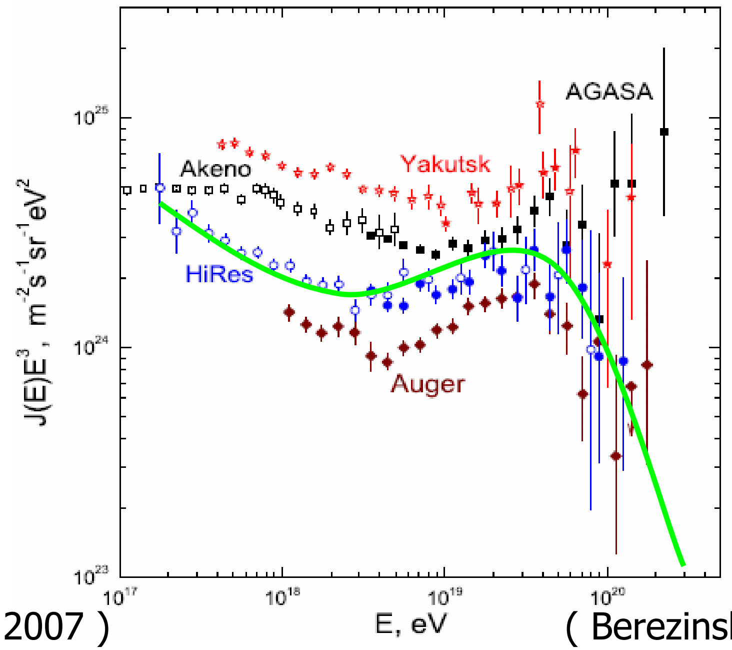
GZK Mechanism

高見氏スライド





(Takami et al. 2007)



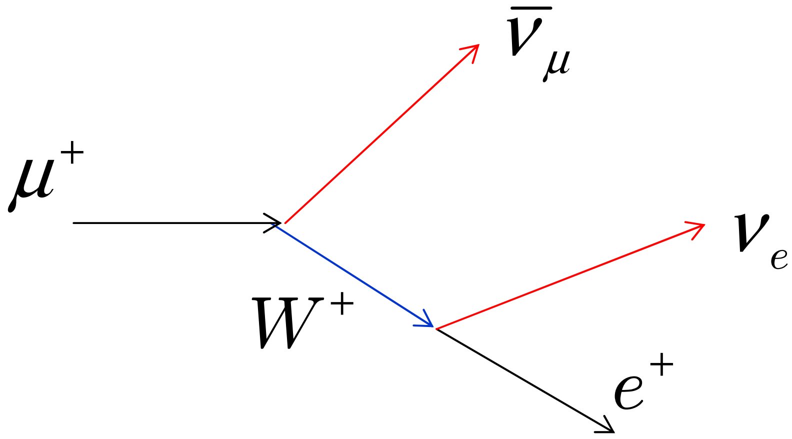
(Berezinsky 2007)

最高エネルギー宇宙線で見える宇宙はせいぜい近傍100Mpc

ミュー粒子崩壊

$$\pi^+ \Rightarrow \mu^+ \nu_\mu$$

$$\mu^+ \Rightarrow e^+ \nu_e \overline{\nu}_\mu$$



$$\tau_{\mathrm{dec}} = \frac{192\pi^3\hbar^7}{G_{\mathrm{F}}^2 c^4}\left(m_\mu^5 - 8m_{\mathrm{e}}^2 m_\mu^3 + 24 m_{\mathrm{e}}^4 m_\mu \log\left(m_\mu/m_{\mathrm{e}}\right) + 8m_{\mathrm{e}}^6/m_\mu - m_{\mathrm{e}}^8/m_\mu^3\right)^{-1} = 2.2\times 10^{-6}\mathrm{s},$$