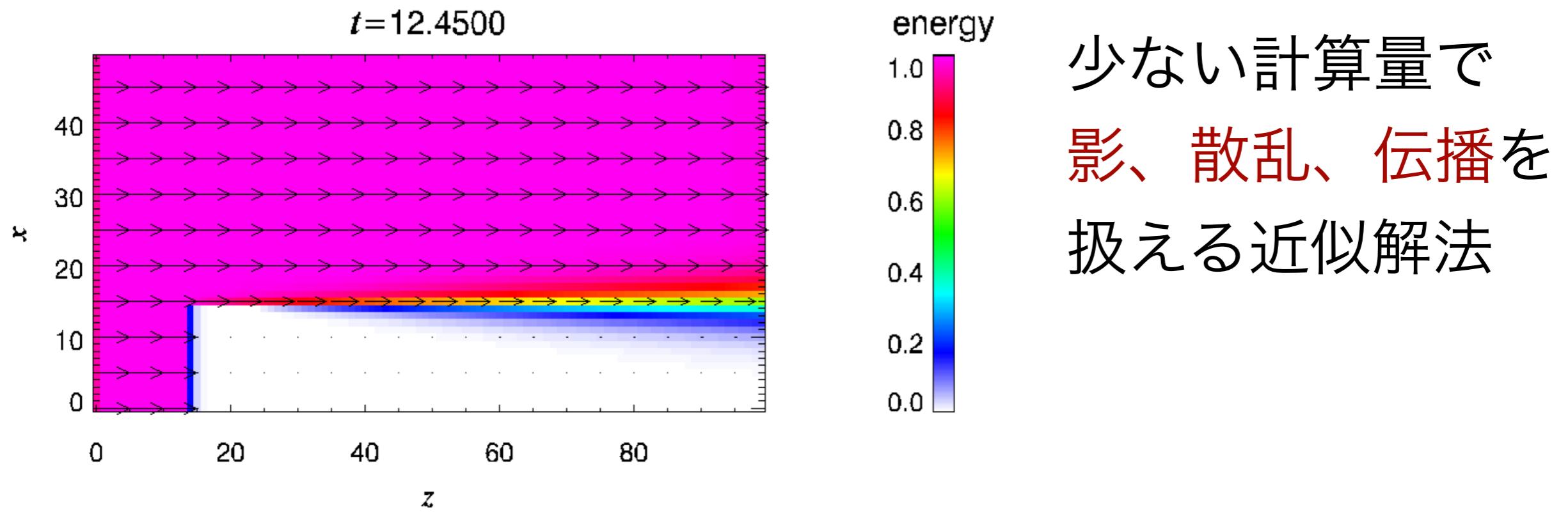


モーメント法によるニュートリノ 輸送の数値解法



花輪 知幸、菅野 裕次（千葉大学）

モーメント法: 拡散近似の改良

Intensity
輻射強



0th:

$$I_\nu(r, t, n)$$

Moment 1st:

$$E_\nu(x, t) \equiv \frac{1}{c} \oint I(x, t, n) dn$$

2nd

$$F_\nu(x, t) \equiv \oint n I(x, t, n) dn$$

$$\overleftrightarrow{P}_\nu(x, t) \equiv \frac{1}{c} \oint nn I(x, t, n) dn$$

拡散近似 E

F は推定

M1 model (E, F)

Pは推定

輻射輸送方程式

輸送

吸收

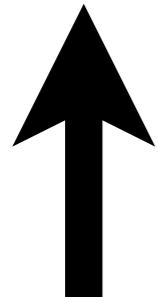
$$\left(\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{n} \cdot \nabla \right) I(\mathbf{r}, t, \mathbf{n}) = -\sigma_\nu I_\nu(\mathbf{r}, t, \mathbf{n})$$

嚴密

$$+ \sigma_\nu S_\nu(\mathbf{r}, t, \mathbf{n}) + \sigma_{\nu,s} \int g(\mathbf{n}, \mathbf{n}') I_\nu(\mathbf{r}, t, \mathbf{n}') d\mathbf{n}'$$

放射

散亂



M1

$$\frac{\partial E_\nu}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{F}_\nu = \sigma_\nu (4\pi S_\nu - cE_\nu)$$

$$\frac{\partial \mathbf{F}_\nu}{\partial t} + \nabla \cdot \overleftrightarrow{\mathbf{P}}_\nu = -c (\sigma_\nu + \sigma_{\nu,s}) \mathbf{F}_\nu$$

Closure relation (終結條件)

$$\overleftrightarrow{\mathbf{P}}_\nu = \left(\frac{1-\chi}{2} \overleftrightarrow{\mathbf{I}} + \frac{3\chi-1}{2} \mathbf{n}\mathbf{n} \right) E_\nu, \quad \mathbf{n} = \frac{\mathbf{F}_\nu}{|F_\nu|}, \quad \chi = \frac{3+4f^2}{5+2\sqrt{4-3f^2}}, \quad f = \frac{|F_\nu|}{E_\nu}$$

風上差分 (特性曲線)

(simple) HLL

$$\mathbf{F}_{i+1/2,j,k}^{(\text{HLL})} = \frac{\lambda_R \mathbf{F}_{i,j,k} - \lambda_L \mathbf{F}_{i+1,j,k} + \lambda_R \lambda_L (\mathbf{U}_{i+1,j,k} - \mathbf{U}_{i,j,k})}{\lambda_R - \lambda_L}$$

$\lambda_R = c, \quad \lambda_L = -c$ 信号伝播の最大値, 安全だが拡散大

Godunov (特性曲線と伝播モード)

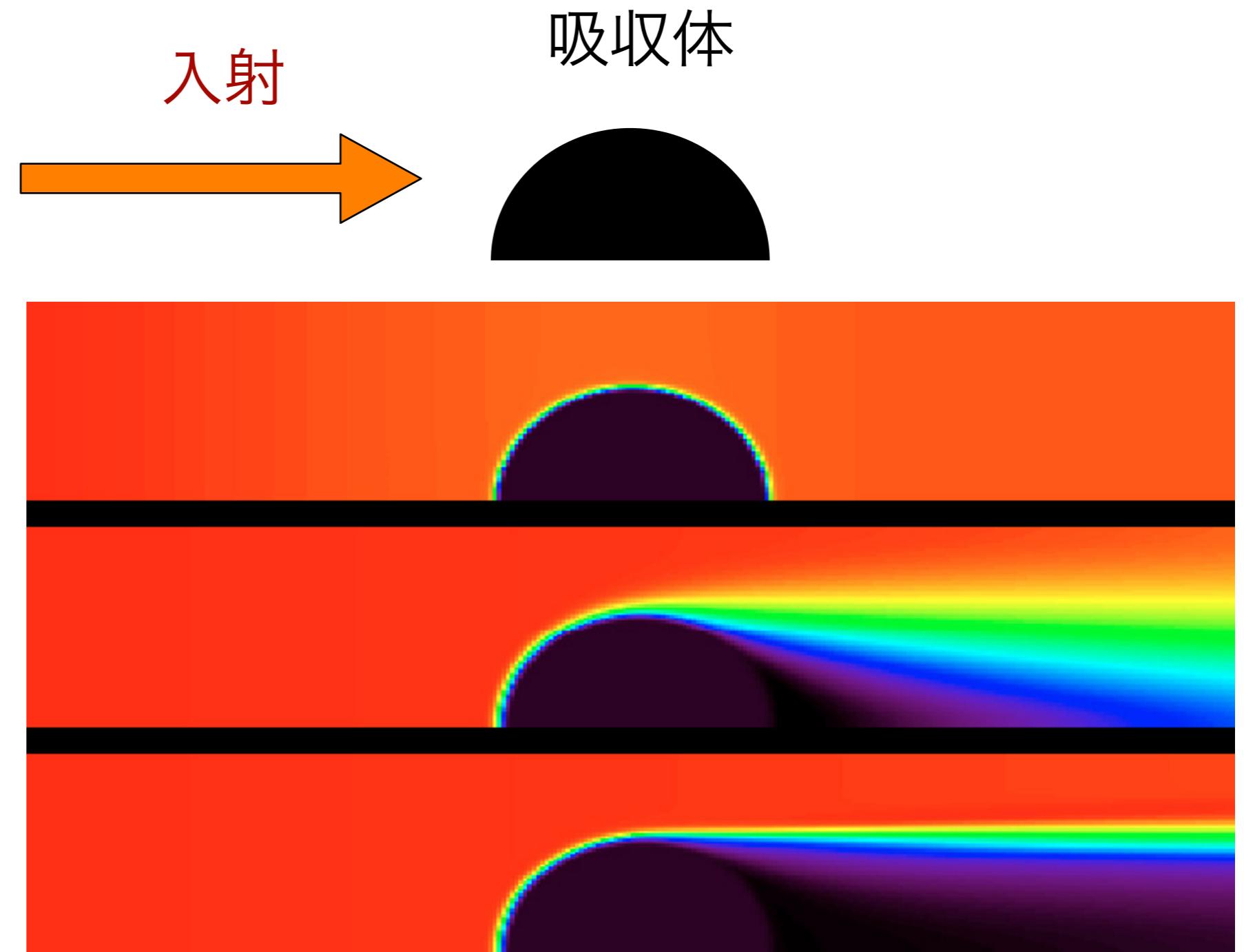
拡散を抑えられるが、計算が面倒 (定義も曖昧)

再構成 (本研究)

$$U = \begin{pmatrix} E_\nu \\ F_{x,\nu} \\ F_{y,\nu} \\ F_{z,\nu} \end{pmatrix} \rightarrow I_\nu(\mathbf{n}) = \frac{3E_\nu}{8\pi} \frac{(1 - \beta^2)^3}{3 + \beta^2} (1 - \beta \cdot \mathbf{n})^{-4}$$
$$\beta = \frac{3f}{2 + \sqrt{4 - 3f^2}}, \quad \boldsymbol{\beta} = \beta \frac{\mathbf{F}}{|\mathbf{F}|}$$

Closure relation を満たす輻射

M1 モデルは影が扱える



Gonzalez et al. '06

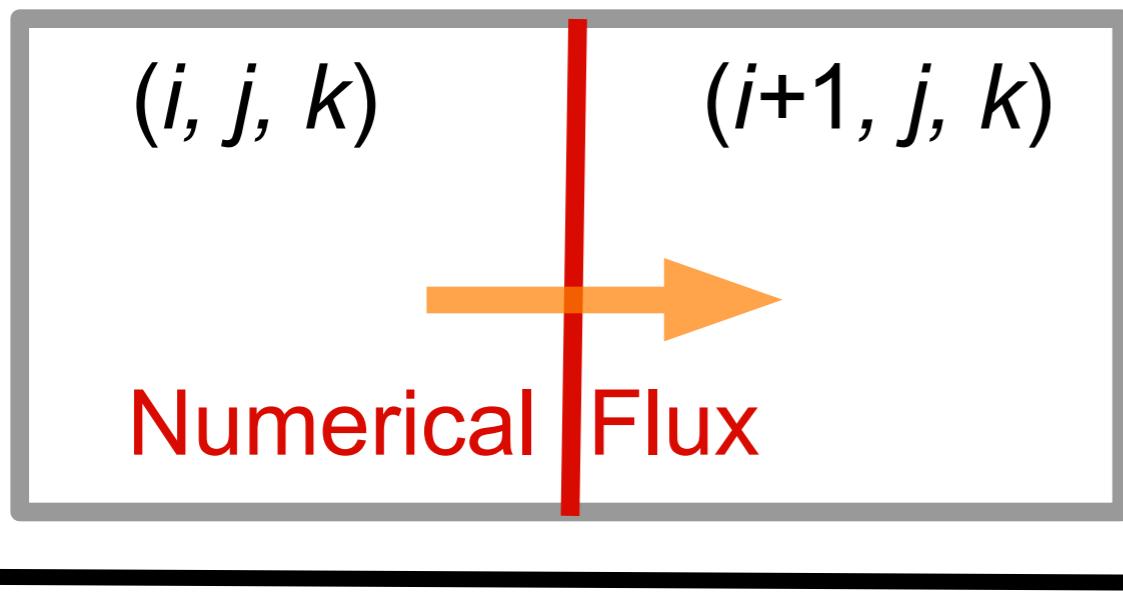
M1 モデルの数値積分

保存形

$$\frac{\partial}{\partial t} \mathbf{U} + \frac{\partial}{\partial x} \mathbf{F}_x + \frac{\partial}{\partial y} \mathbf{F}_y + \frac{\partial}{\partial z} \mathbf{F}_z = \mathbf{S}$$

$$\mathbf{U} = \begin{pmatrix} E_\nu \\ F_{x,\nu} \\ F_{y,\nu} \\ F_{z,\nu} \end{pmatrix}, \quad \mathbf{F}_x = \begin{pmatrix} F_{x,\nu} \\ c^2 P_{xx,\nu} \\ c^2 P_{xy,\nu} \\ c^2 P_{xz,\nu} \end{pmatrix}, \quad \mathbf{S} = \begin{bmatrix} \sigma_\nu (4\pi S_\nu - cE_\nu) \\ -c(\sigma_\nu + \sigma_{\nu,s})F_{x,\nu} \\ -c(\sigma_\nu + \sigma_{\nu,s})F_{y,\nu} \\ -c(\sigma_\nu + \sigma_{\nu,s})F_{z,\nu} \end{bmatrix}$$

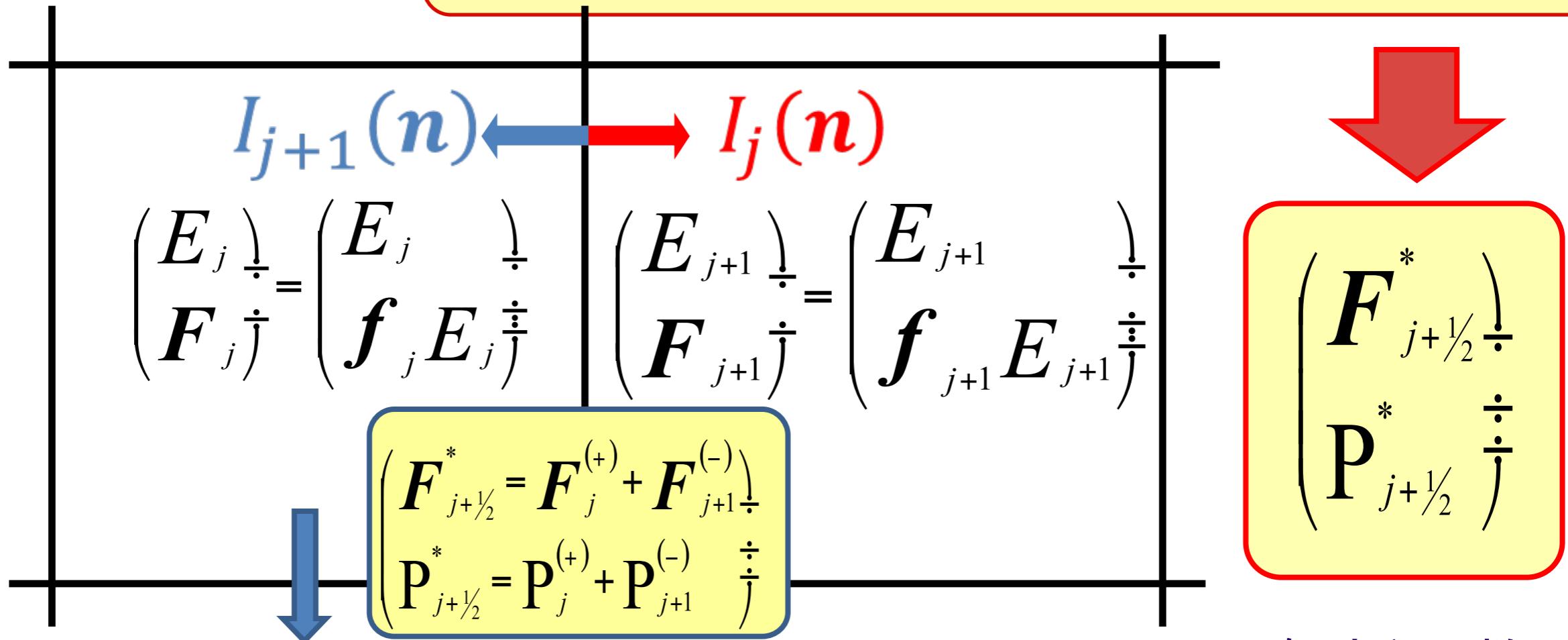
$$\mathbf{F}_{x,i+1/2,j,k} = \mathbf{F}_{x,i+1/2,j,k} (\mathbf{U}_{x,i,j,k}, \mathbf{U}_{x,i+1,j,k})$$



$$\frac{\mathbf{U}_{i,j,k}^{n+1} - \mathbf{U}_{i,j,k}^n}{\Delta t} + \frac{\mathbf{F}_{i+1/2,j,k}^n - \mathbf{F}_{i-1/2,j,k}^n}{\Delta x} = \mathbf{S}_{i,j,k}^n$$

「風上」性を考慮した再構成

$$I_{\nu,i+1/2,j,k}^*(\mathbf{n}) = \begin{cases} I_{\nu,i,j,k}(\mathbf{n}) & (n_x > 0) \\ I_{\nu,i+1,j,k}(\mathbf{n}) & (n_x < 0) \end{cases}$$



解析関数

$$I_\nu(\mathbf{n}) = \frac{3E_\nu}{8\pi} \frac{(1 - \beta^2)^3}{3 + \beta^2} (1 - \beta \cdot \mathbf{n})^{-4}$$

$$\beta = \frac{3f}{2 + \sqrt{4 - 3f^2}}, \quad \beta = \beta \frac{\mathbf{F}}{|\mathbf{F}|}$$

M1 closure と整合する輻射場

セル内での吸収・放射・散乱

境界の F

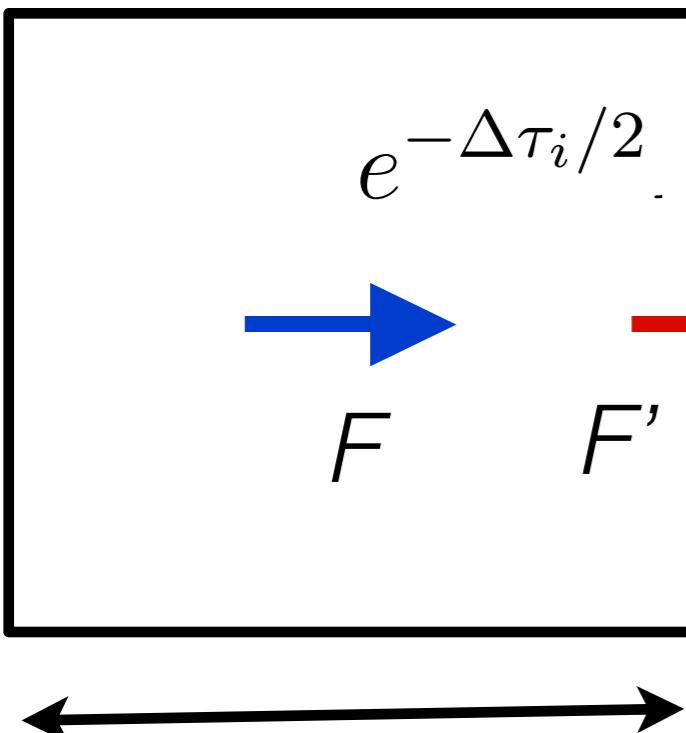
$F'^{(+)}_{\nu,i+1/2,j,k} =$	$e^{-(\Delta\tau_{a,i} + \Delta\tau_{s,i})/2}$	$F^{(+)}_{\nu,i+1/2,j,k} +$	$(1 - e^{-\Delta\tau_{a,i,j,k}/2}) \pi B_{\nu,i,j,k}$	放射
$+ e^{-(\Delta\tau_{a,i,j,k})/2} (1 - e^{-\Delta\tau_{s,i,j,k}/2}) \frac{c E_{\nu,i,j,k}}{4}$				

減衰率

中心の F

放射

散乱



光学的に厚い ($\Delta\tau_a, \Delta\tau_s \gg 1$) ところで良い近似

$$\begin{aligned}
 P'^{(+)}_{\nu,i+1/2,j,k} &= e^{-(\Delta\tau_{a,i} + \Delta\tau_{s,i})/2} P^{(+)}_{\nu,i+1/2,j,k} \\
 &+ (1 - e^{-\Delta\tau_{a,i,j,k}/2}) \frac{2\pi B_{\nu,i,j,k}}{3c} \\
 &+ e^{-(\Delta\tau_{a,i,j,k})/2} (1 - e^{-\Delta\tau_{s,i,j,k}/2}) \frac{E_{\nu,i,j,k}}{6}
 \end{aligned}$$

2次精度は不安定

時間進化

1次精度

移流は単純な 陽解法

放射・吸収・散乱は「局所平衡」へ指数

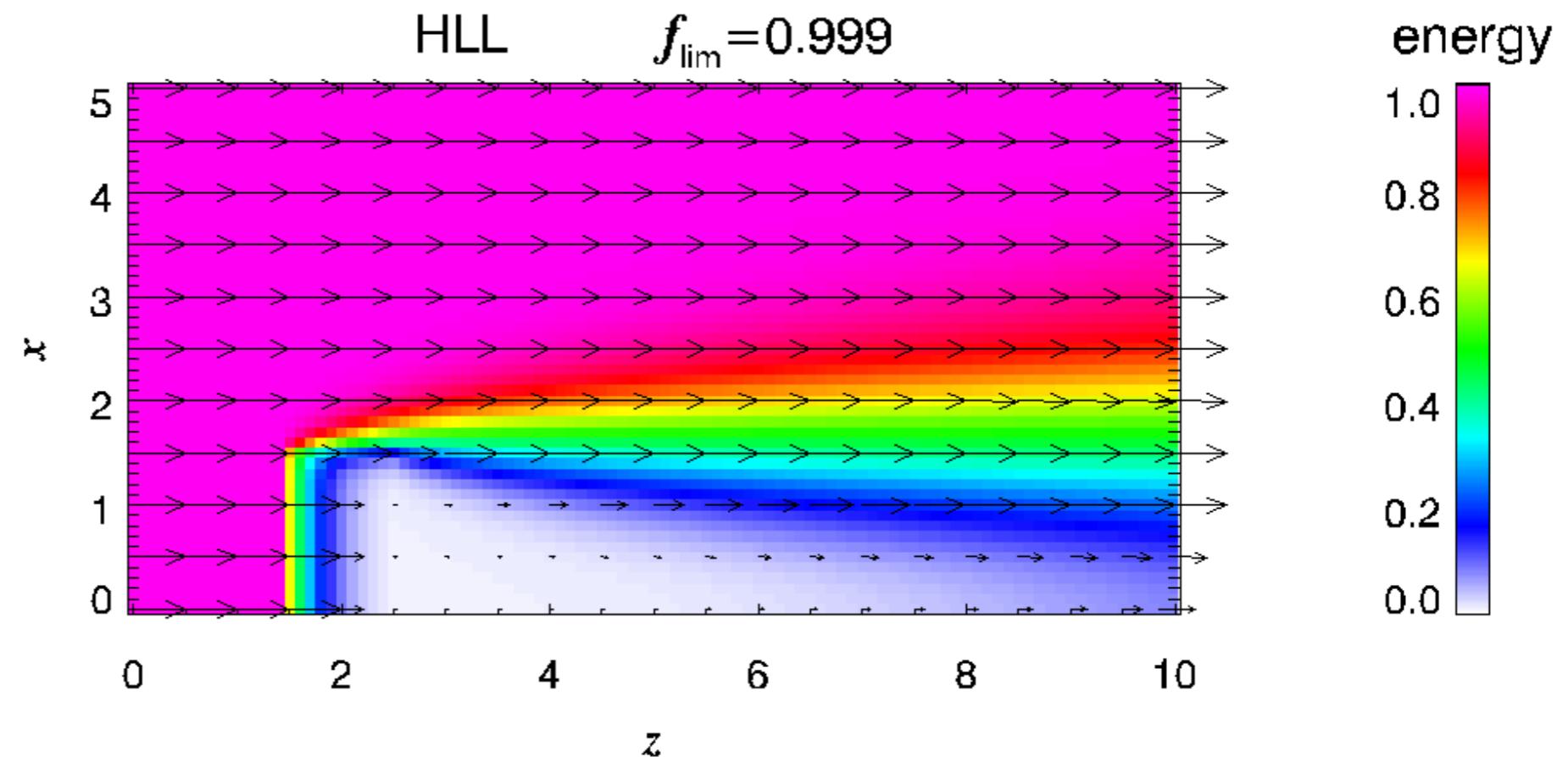
関数的に近づける (陽解法)

$$E(t + \Delta t) = \eta E(t) + (1 - \eta) E_{eq}$$

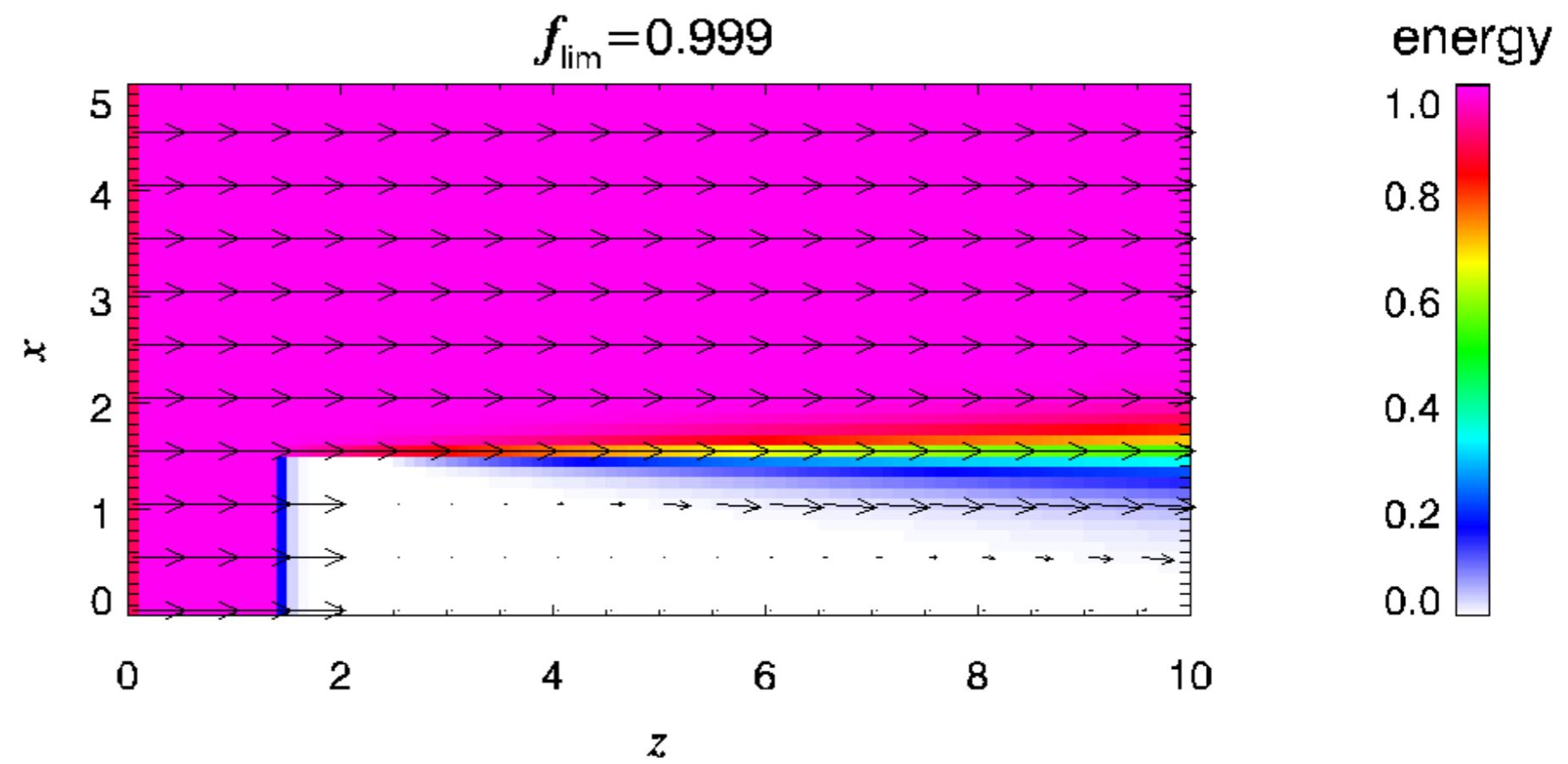
$$\eta = \exp(-\Delta t / \tau)$$

影

simple HLL



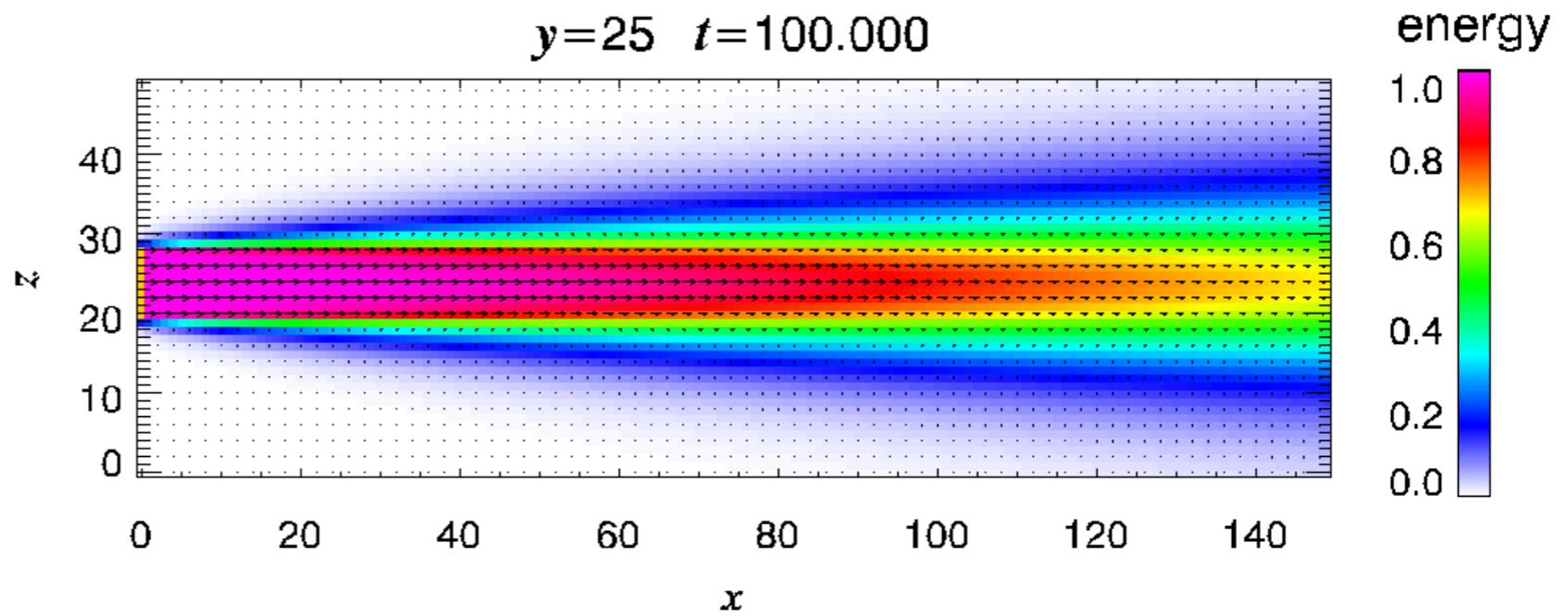
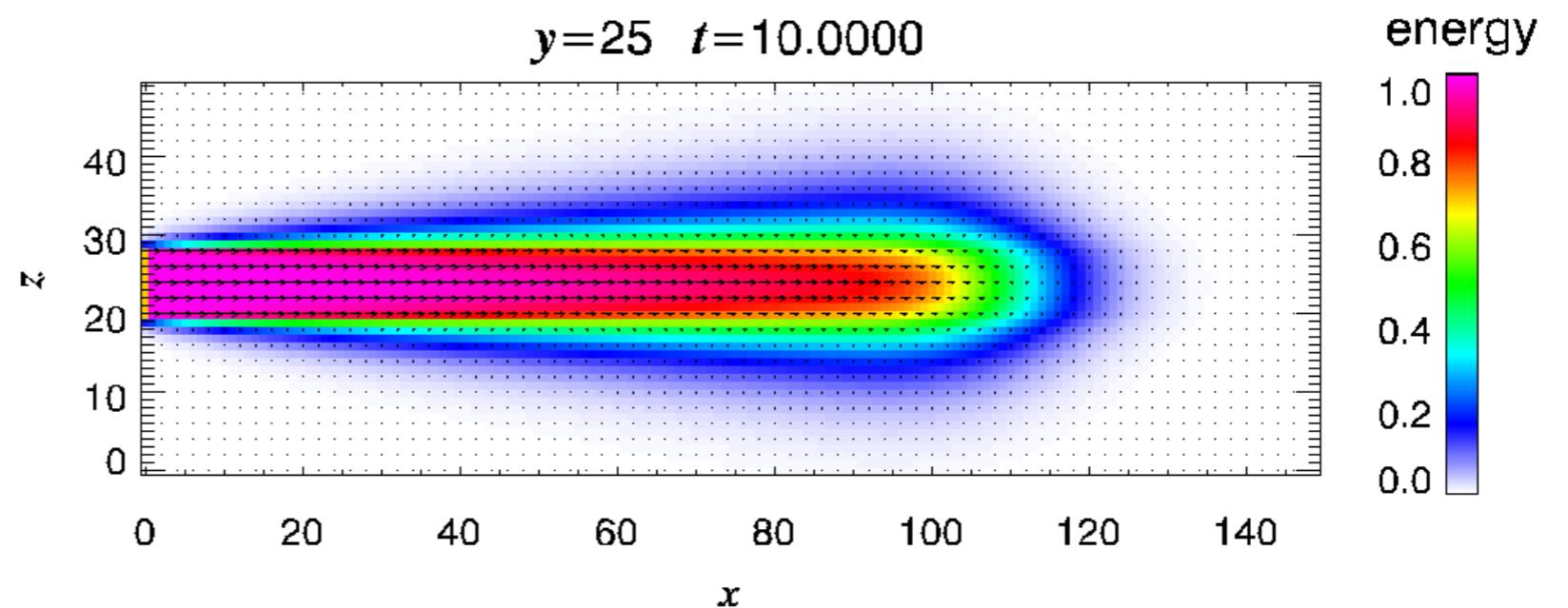
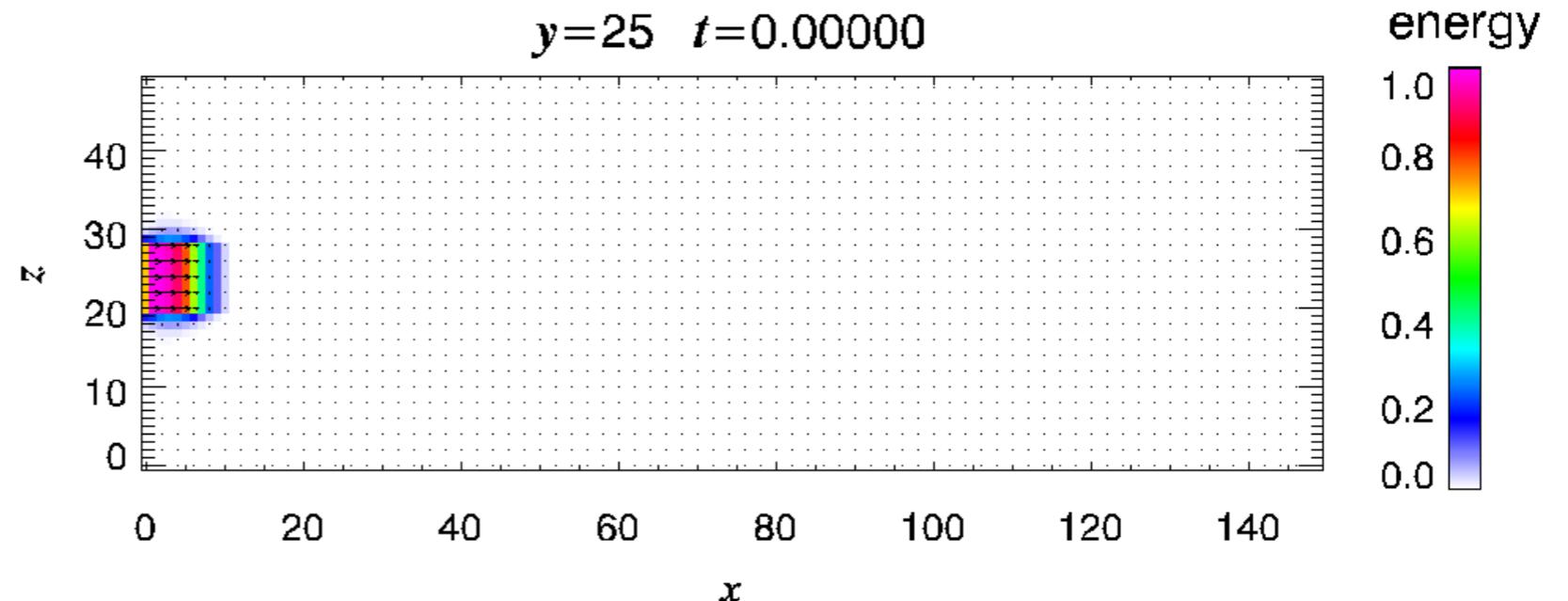
this work



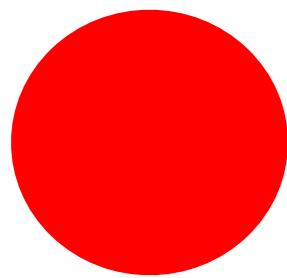
ビーム
テスト
(1)
光の伝播

1次精度

$$\Delta x = 0.1$$



閃光テスト (1)



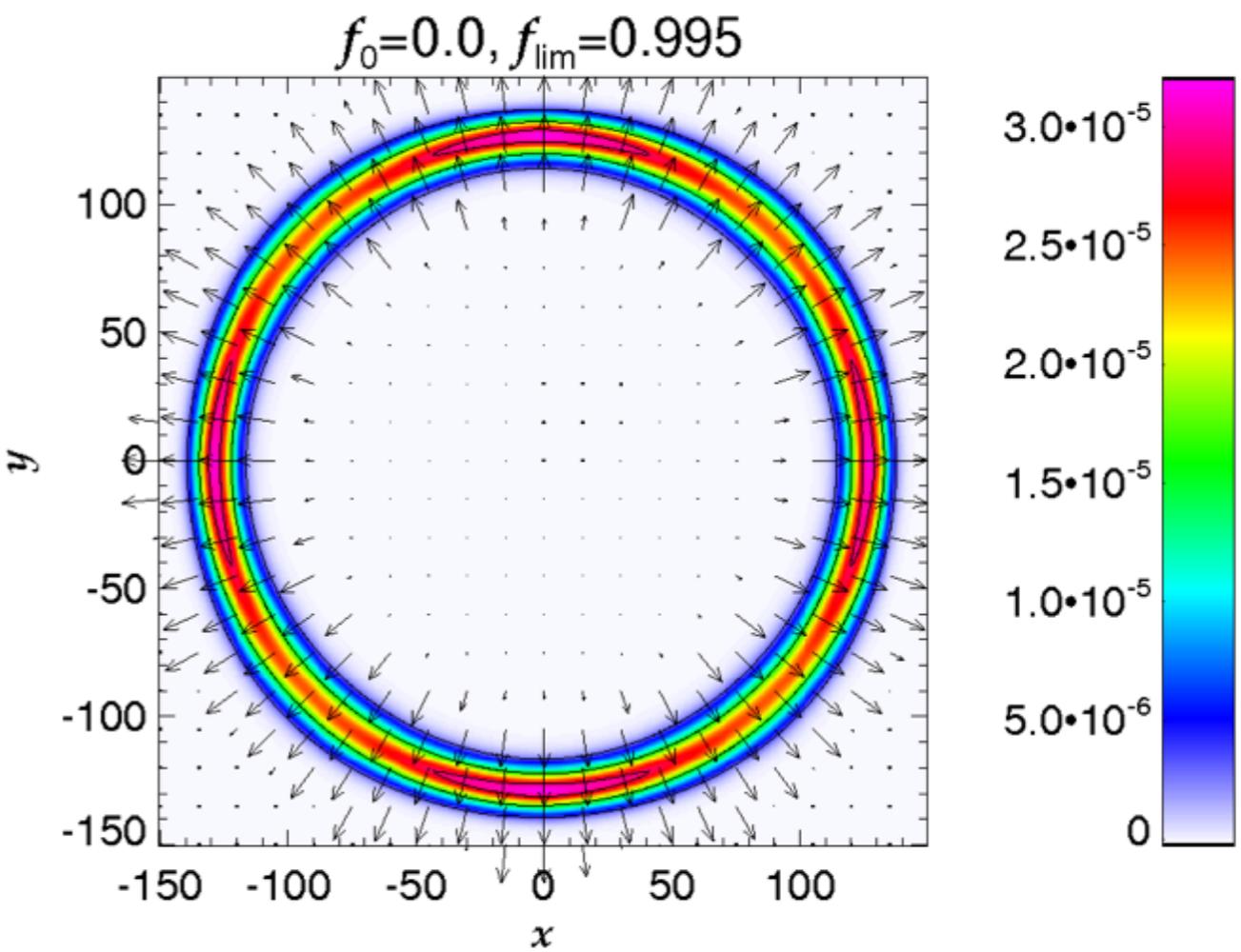
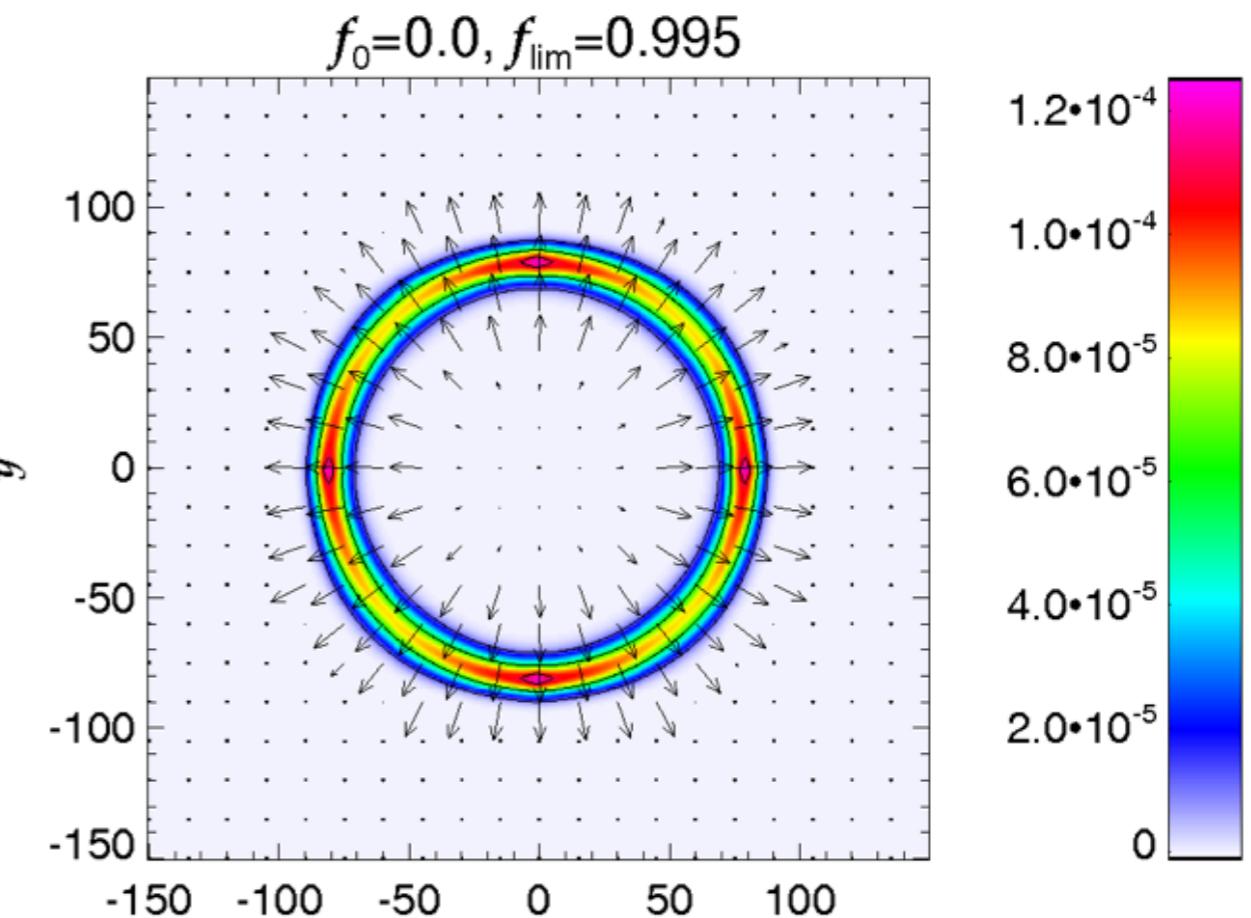
$$E = \text{const.}$$
$$F = 0$$

$$|F| > f_{\lim} E$$

なら

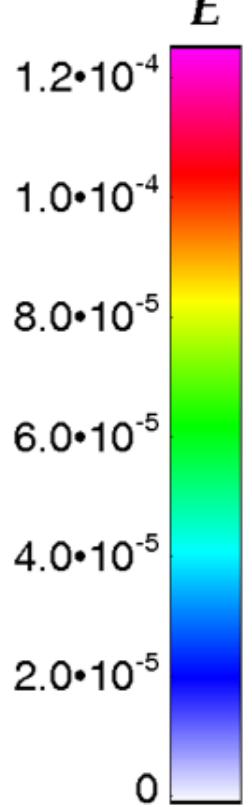
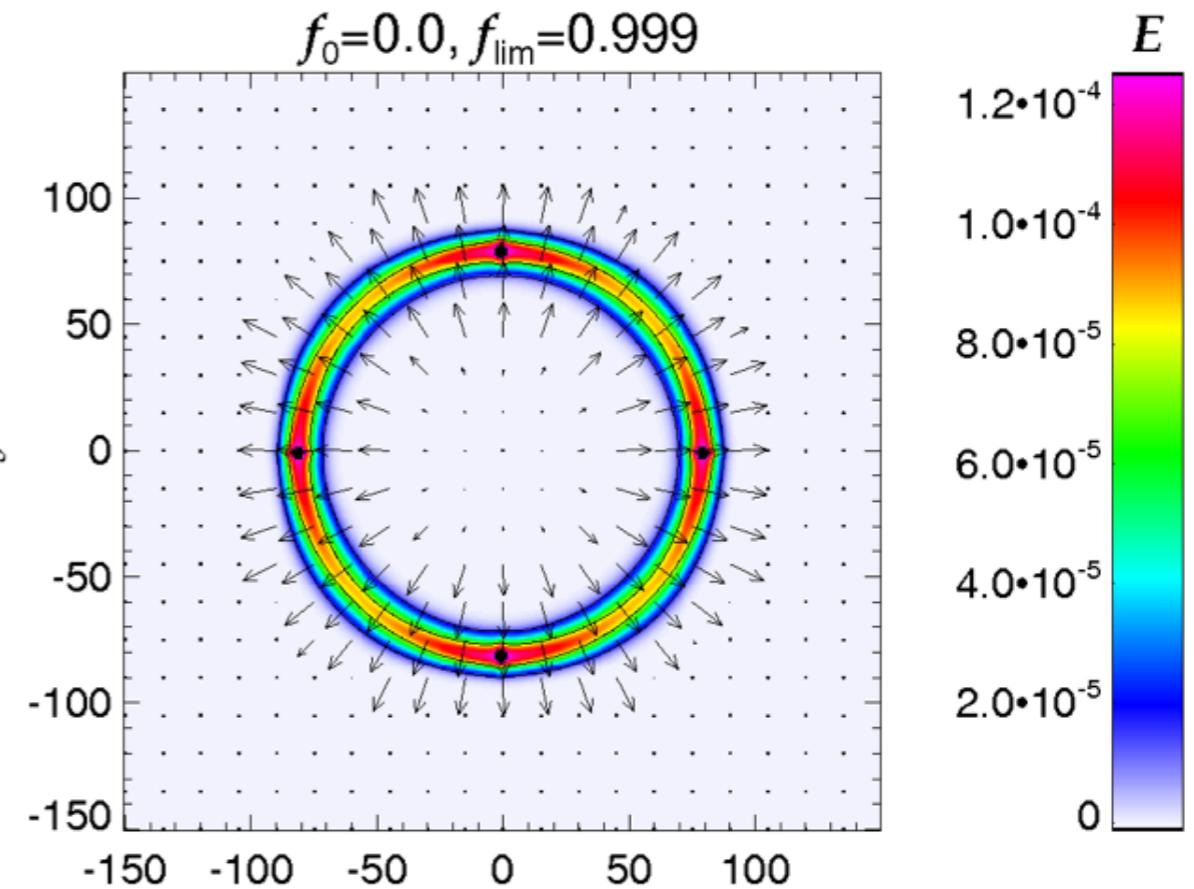
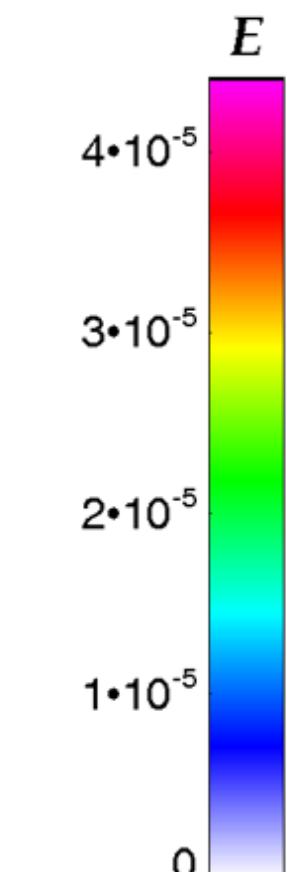
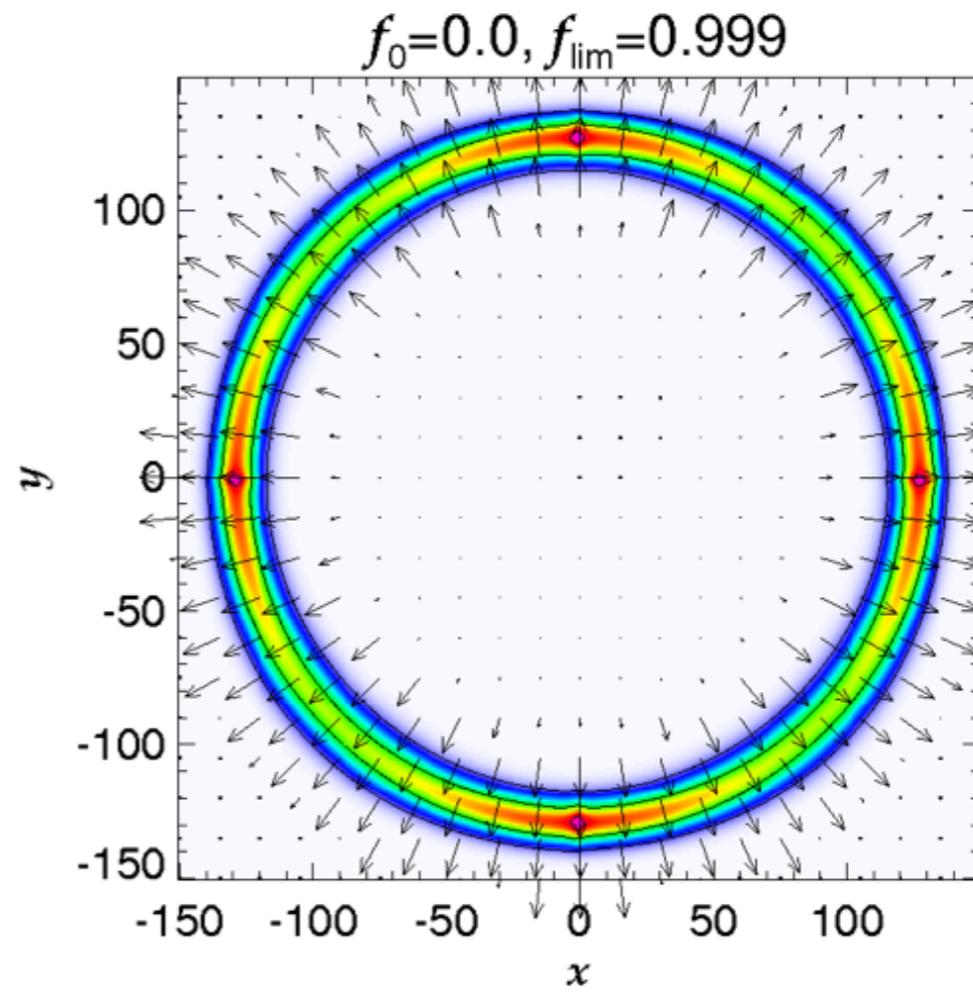
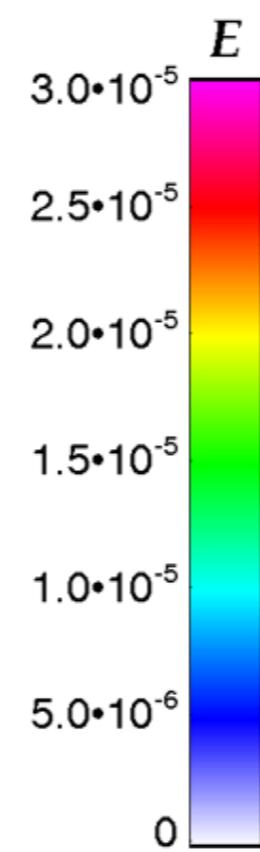
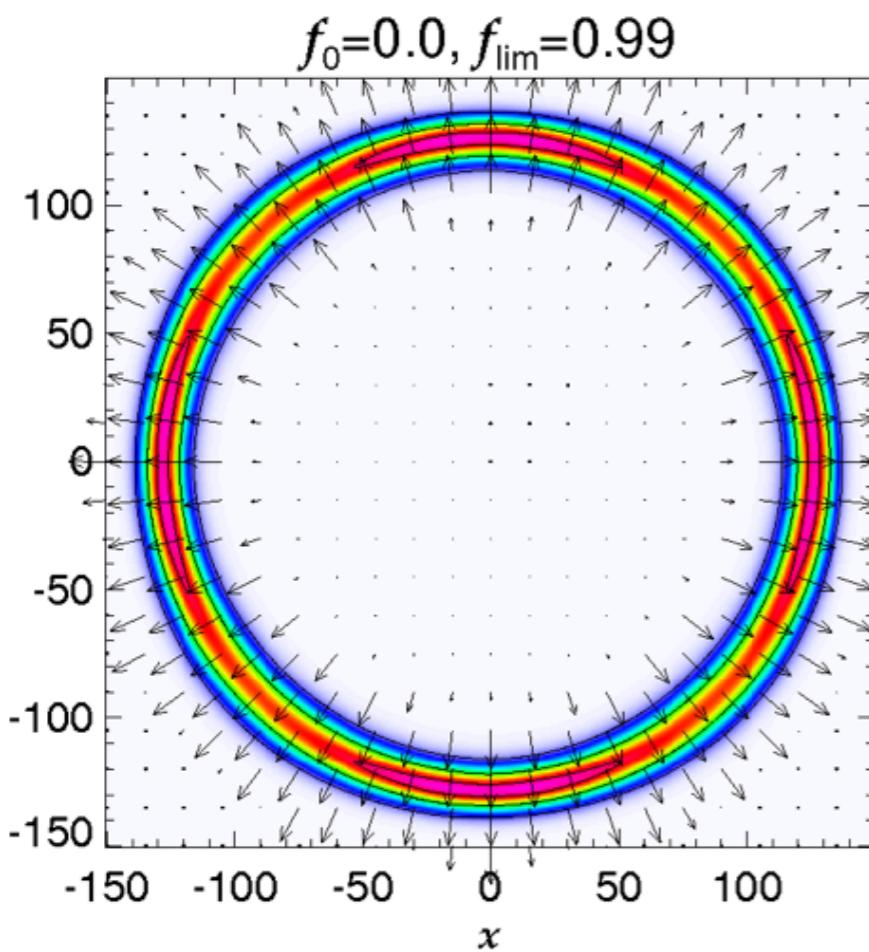
$$F \rightarrow \frac{f_{\lim} E F}{|F|}$$

極端に細いビーム
は避ける



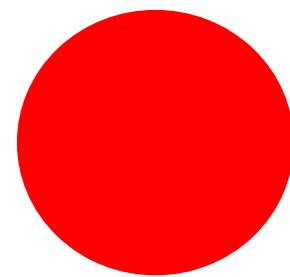
閃光(2)

等方性とビームの鋭角性
は二律背反



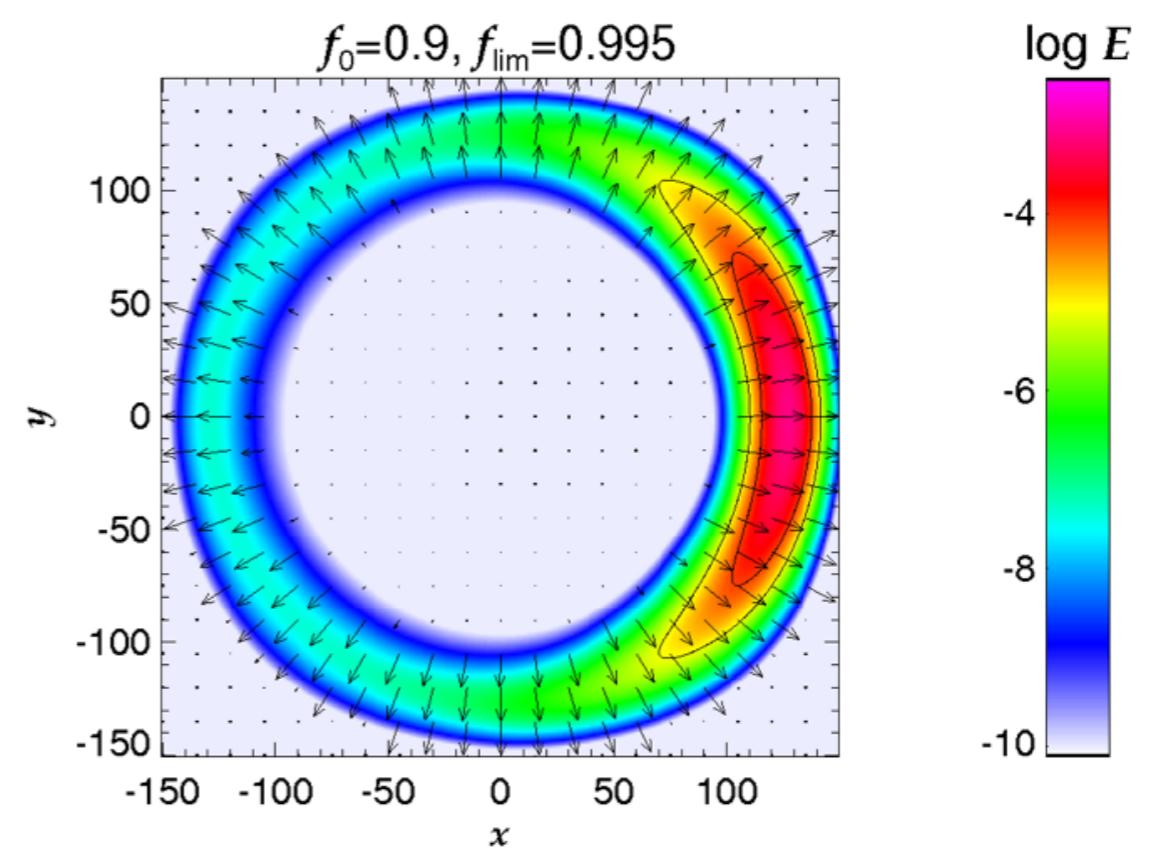
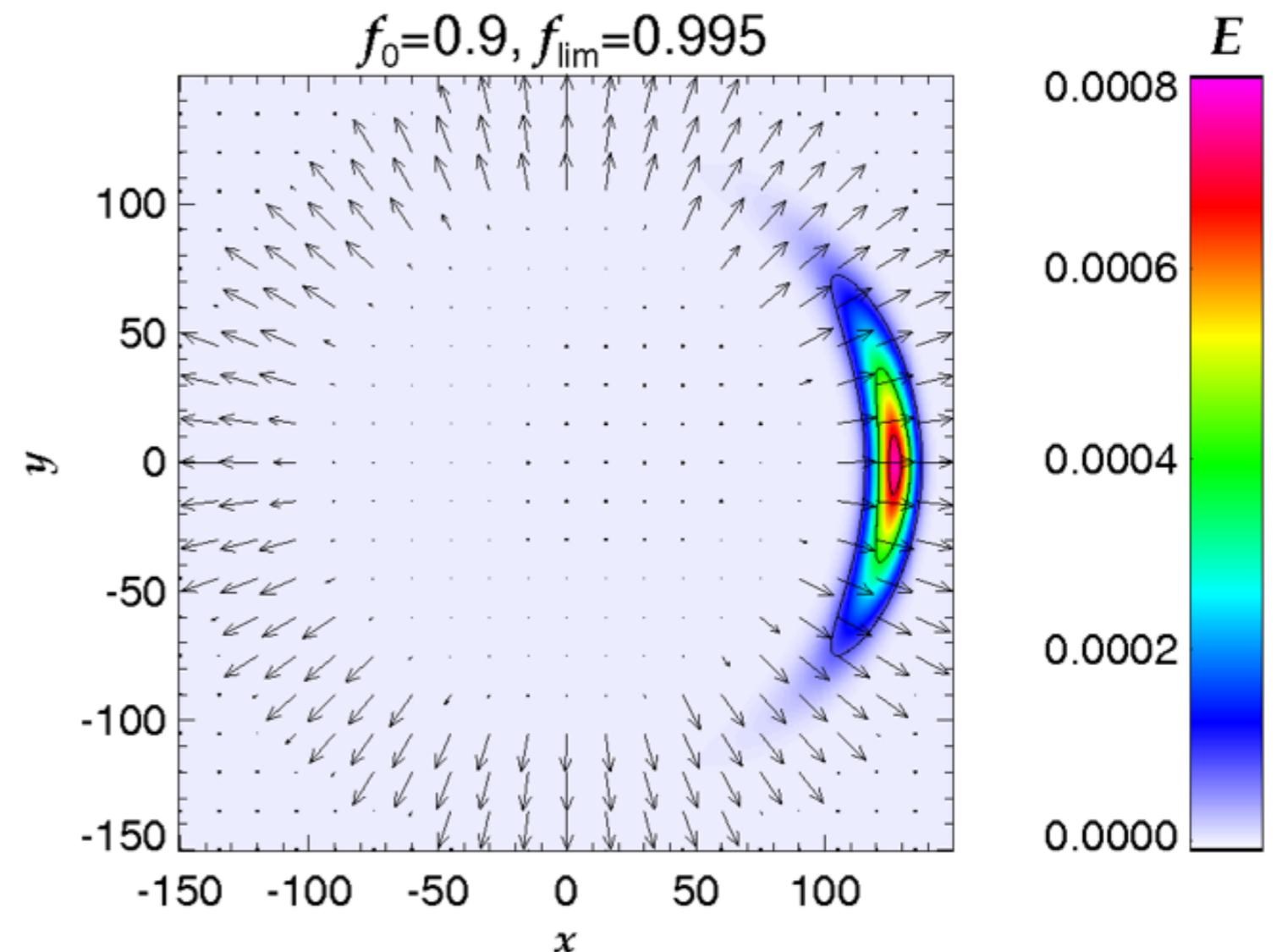
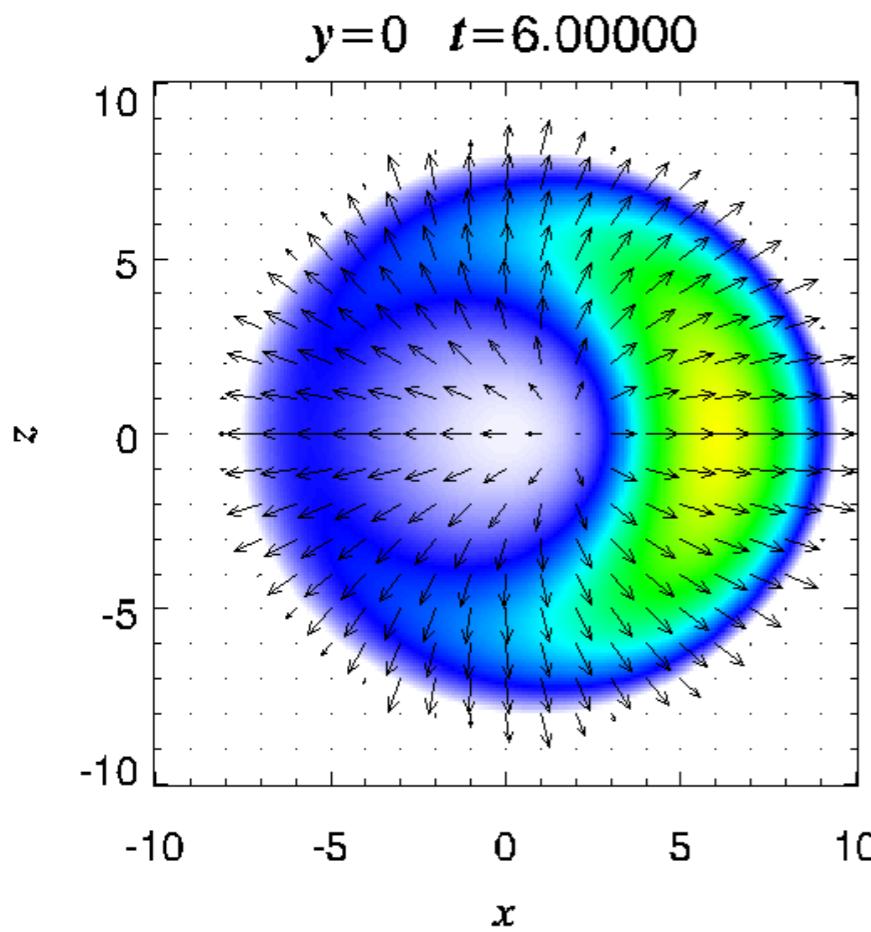
閃光 (3)

$E = \text{const.}$
 $F = (0.9, 0, 0)$



矢印: $\mathbf{f} = \mathbf{F}/$

HLLでは「拡散」「偏心」

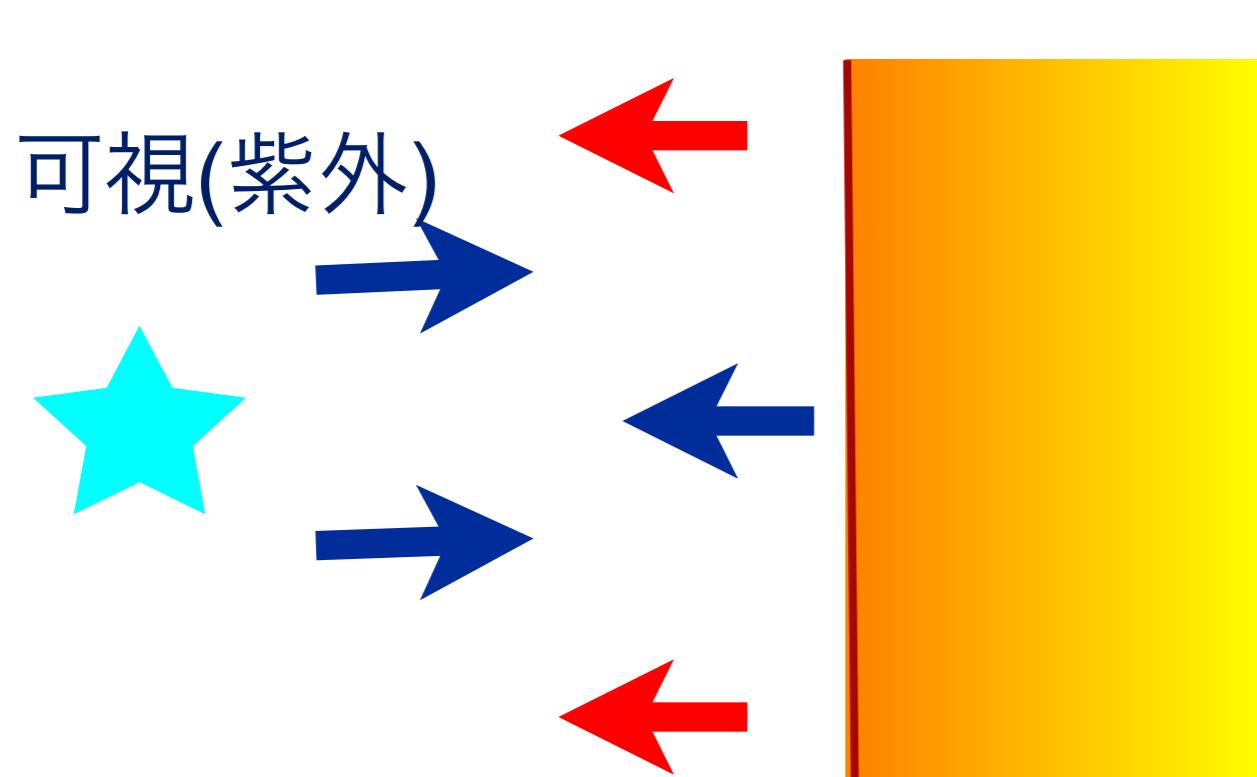


SEDも計算できる

ex. 照射された原始惑星円盤からの

赤外線

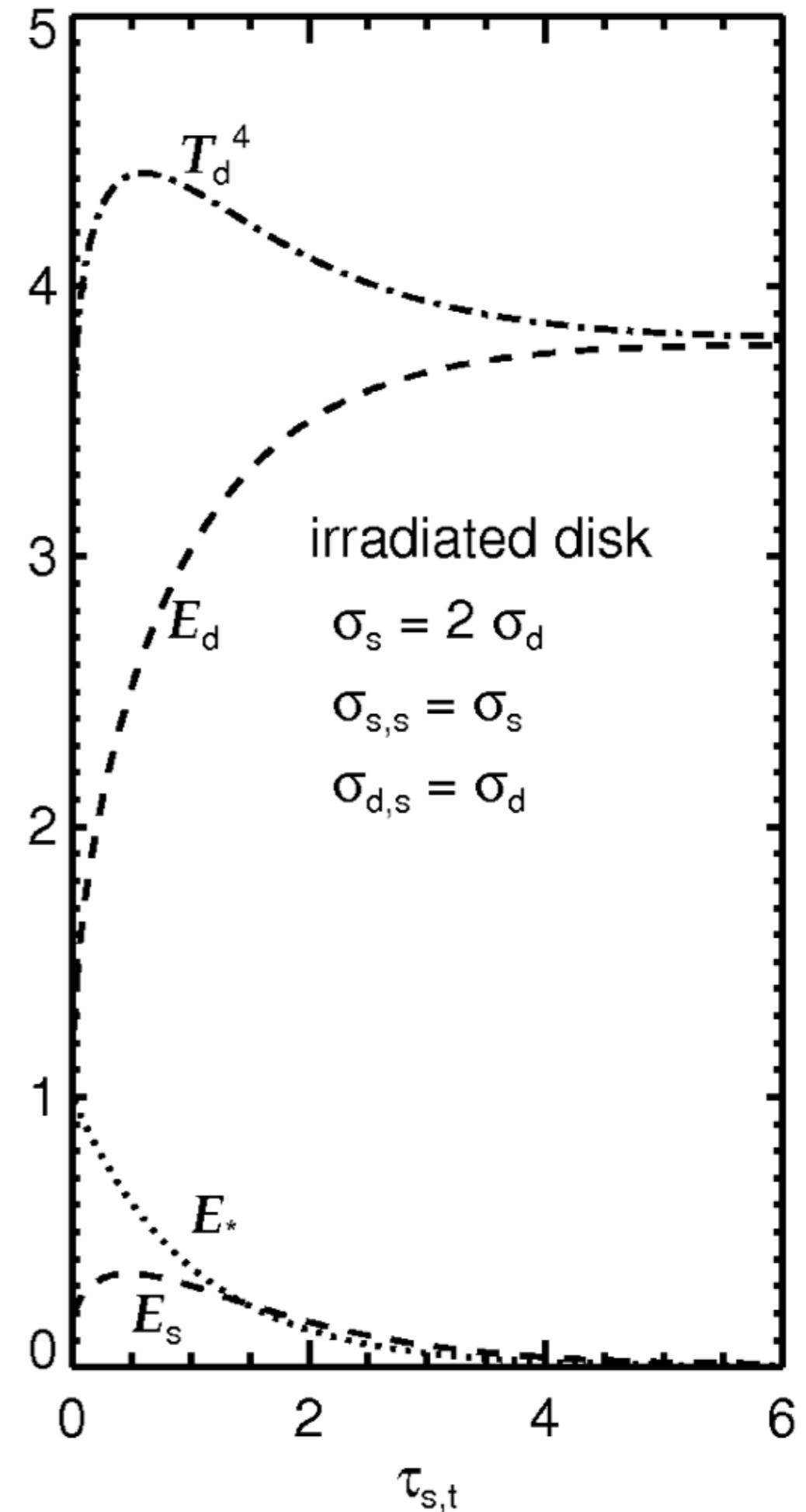
赤外線



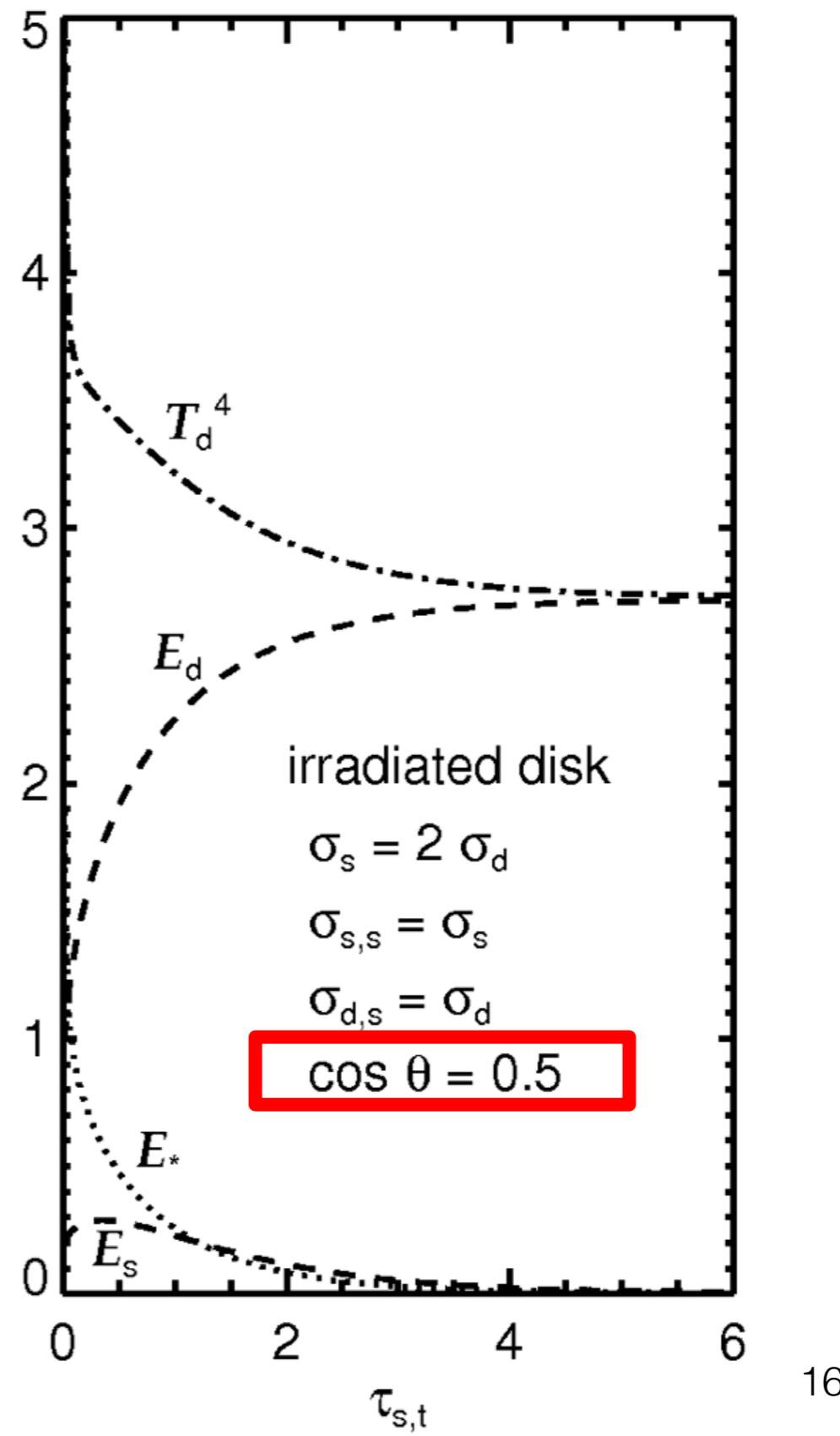
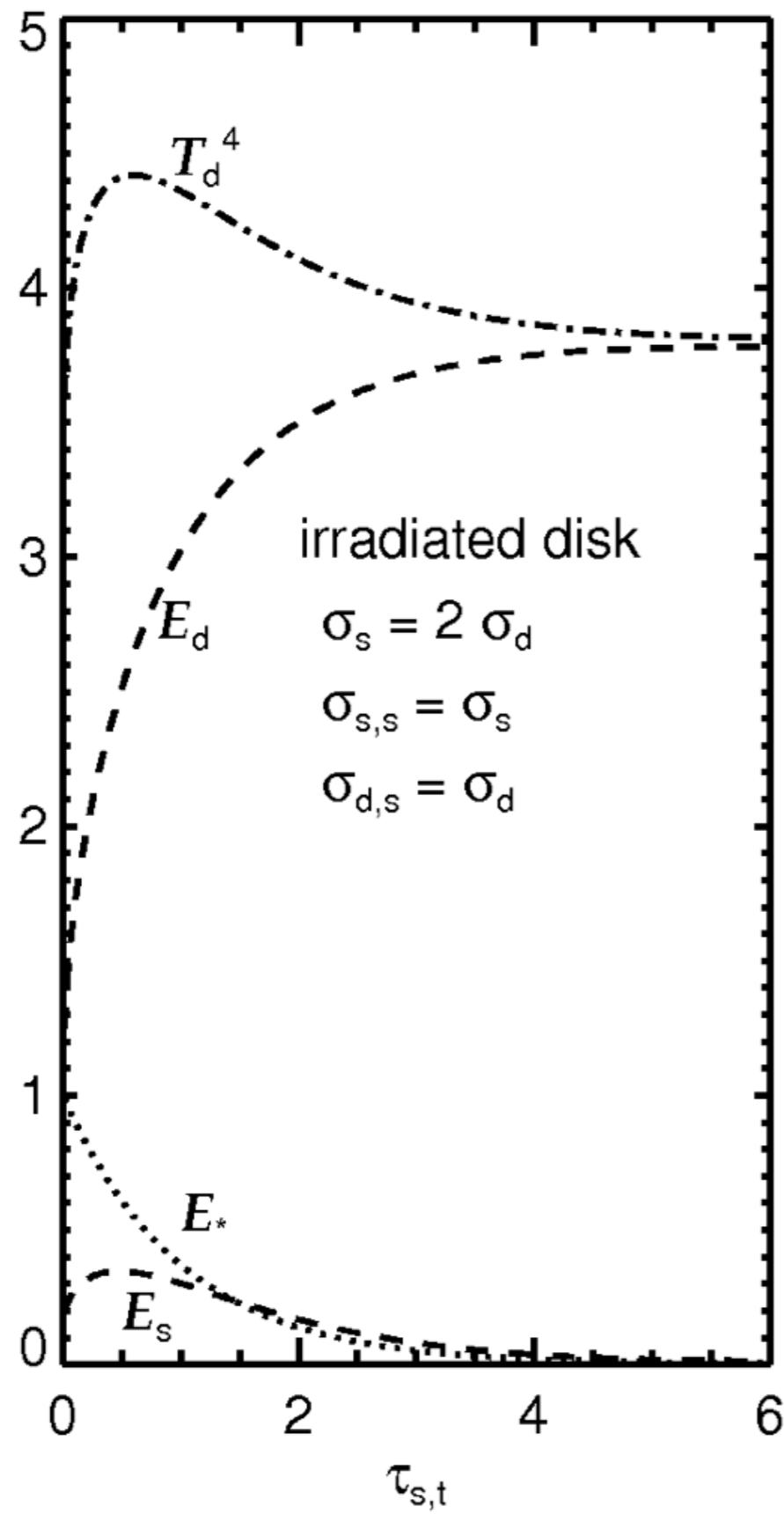
cf. Calvet et al. '91

but

$$\chi = \frac{3 + 4f^2}{5 + 2\sqrt{4 - 3f^2}}$$



高温層の場所は入射角度に依る



まとめ

- M1 model は 影, 散乱, 伝播が扱える
 - 相対論的な天体では陽解法で計算可能
 - 再構成法は「良い」数値流束を与える
 - 安定: $E > |FI| > 0$ が保たれる ($\Delta t < \Delta x/c$)
 - 光学的に厚いところで拡散近似に収束
 - 「影」がシャープ