

PINOCOへの非局所電子熱伝導モデルの導入

Non-local electron thermal conduction for radiation hydrodynamic simulation

長友英夫

Hideo NAGATOMO

大阪大学レーザーエネルギー学研究センター

Institute of Laser Engineering Osaka University

朝比奈隆志

砂原 淳

城崎 知至

大阪大学レーザーエネルギー学研究センター

レーザー技術総合研究所

広島大学工学研究科

Takashi ASAHINA

Atsushi SUNAHARA

Tomoyuki JOHZAKI

Institute of Laser Engineering Osaka University

Institute of Laser Technology

Hiroshima University

レーザープラズマ科学のための最先端シミュレーションコードの共同開発・共用に関する研究会
平成29年1月10～11日大阪大学レーザーエネルギー学研究センター 研究棟(I棟-3階) 大会議室

This study was supported JSPS KAKENHI Grant No. 26400532

This study was partially supported by CNRS Grant. (guest researcher program, June-July 2015)

背景: 高密度圧縮の達成のためには高強度レーザーの照射が不可欠である

高速点火では、高密度燃料コアプラズマが求められている。しかしながら、強磁場下での電子熱伝導係数の非等方性の影響によって高密度コアを形成する爆縮過程でシェルが破断し、高密度コアを形成できないことが示されてきた。(Nagatomo et al, NF 55 (2015) 093028)

高速点火では、これらの影響を回避するために中実球ターゲットを低エントロピー圧縮することが検討されている。中実球爆縮の理想的な圧縮方法は、テーラリングしたレーザー波形を用いることである。(R.E. Kidder, Nuclear Fusion, 1974)

Kidderの場合、圧縮最終段階にかけて強度が極めて大きく($\sim 10^{16}$ W/cm²)なり、その最大強度で到達密度が決まる。その領域での従来のシミュレーション解析に対し、古典的なレーザー吸収モデル、および発生する高速電子の問題点が指摘されている。

Solid spherical target implosion can achieve high density and areal density. (R.E. Kidder, Nuclear Fusion, 1974)

NUCLEAR FUSION 14 (1974)

THEORY OF HOMOGENEOUS ISENTROPIC COMPRESSION AND ITS APPLICATION TO LASER FUSION*

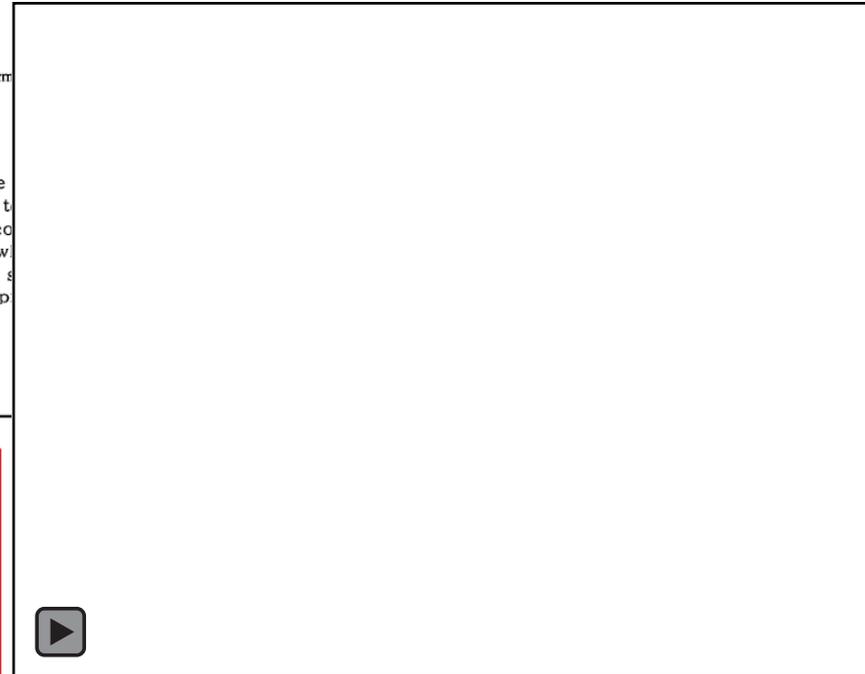
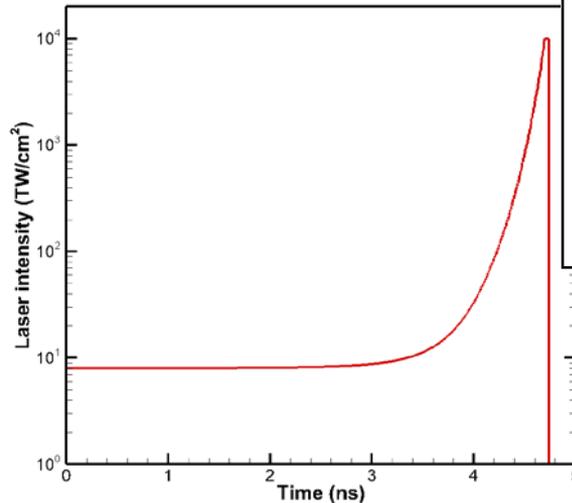
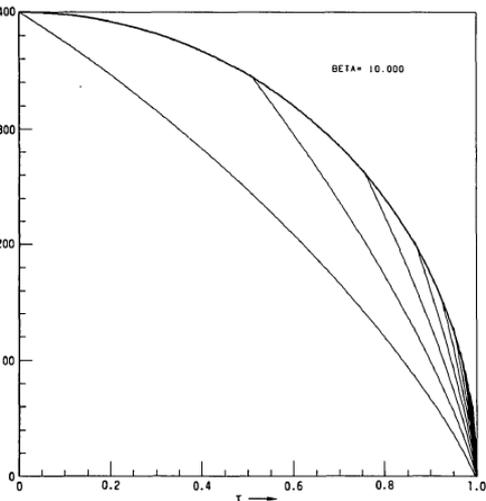
R. E. KIDDER
 Lawrence Livermore Laboratory,
 University of California,
 Livermore, Calif.,
 United States of America

ABSTRACT. The hydrodynamic theory and properties of spherical homogeneous isentropic compression are discussed. Computer results are described showing that a close approximation to compressions of this type may be accomplished by light-induced pellet ablation if the light absorbed by the pellet is properly programmed with time, and is spatially uniform over the pellet surface. Pellet compressions in excess of ten thousand-fold are computed.

1. INTRODUCTION

To represent a practical source of fusion power, a laser-heated pellet of thermonuclear fuel must satisfy two criteria: It must be brought to a high temperature, and its specific surface area ($=3/\rho R$)

We shall confine our attention to the simple case of isentropic compression alone, and indeed to the special case of homogeneous isentropic compression, i.e. an isentropic compression in which every volume element is compressed to the same degree. An important property of an isentropic



電子熱伝導係数の古典モデル

高強度レーザーを照射した場合など、急峻な電子温度勾配では、電子熱伝導がマクスウェル分布からずれた高速電子の振る舞いが顕著になり従来のフーリエの法則に基づく、Spitzer-Harmモデルは適応できなくなる。

$$q_{SH} = -\kappa_{SH} \frac{\partial T_e}{\partial x}$$

高速電子の影響を考慮するにはフォッカー・プランクシミュレーションによる厳密な電子熱流束を求める必要がある。(E.M. Epperlein, CPC 52 (1988)) しかしながら、フォッカー・プランク方程式を広域で解くのは非常に困難である。このため、流束制限Spitzer-Harmモデルが広く用いられている。しかしながら、不確定な流束制限パラメータ f_L を導入する必要がある。

$$q_e^{-1} = q_L^{-1} + q_{SH}^{-1}$$

$$q_{FL} = q_{SH} \frac{1}{1 + q_{SH}/q_L}$$

$$q_L = f_L n_e v_e T_e$$

そこでより物理的な考察に基づく、非局所電子熱伝導モデルの必要性が認識されてきた。

$$v_e = \sqrt{T_e/m_e}$$



G. P. Schurtz, Ph. D. Nicolai, and M. Busquet, Physics of Plasmas 7, 4238 (2000)

Spitzer-Harm heat flux

$$\mathbf{Q}_{sh} = -K_{sh} \nabla T_e$$

effective collision mean free path (e.f.p)

$$\lambda_e = (\lambda_{ei} \lambda_{ee})^{1/2} = (Z + 1)^{-1/2} \frac{(k_b T_e)^2}{4\pi n_e e^4 \log \Lambda}$$

Multi-group diffusion solution (N_g energy groups)

The contribution of the group g to Spitzer-Harm flux
(for each group, upper bound energy is E_g)

$$\mathbf{U}_g = \frac{1}{24} \int_{E_{g-1}/kT}^{E_g/kT} \beta^4 e^{-\beta} d\beta \mathbf{Q}_{sh}$$

stopping length of electron energy $k_b T_e$

$$\lambda_s = \frac{k_b T_e}{|e\varepsilon|}$$

local electron field

$$\varepsilon = k_b T_e / e (\nabla \log(n_e) + \gamma \nabla \log(T_e))$$

where,

$$\gamma = 1 + 3/2(Z + 0.477)/(Z + 2.15)$$



G. P. Schurtz, Ph. D. Nicolai, and M. Busquet, Physics of Plasmas 7, 4238 (2000)

effective mean free path is harmonic average of transport mean free path and stopping length $\beta_g = E_{g-1/2}/k_b T_e$

$$\frac{1}{\lambda'_g} = \frac{1}{\lambda_g} + \frac{1}{\beta_g \lambda_s}$$

for group g; $\beta_g = E_{g-1/2}/k_b T_e$

$$\lambda_g = 2(E_{g-1/2}/kT)^2 \lambda_e$$

Diffusion equation

$$\left(\frac{1}{\lambda_g} - \nabla \frac{\lambda'_g}{3} \nabla \right) H_g = -\nabla \cdot \mathbf{U}_g$$

Finally, total electron heat flux is written as a sum of electron energy groups.

$$\mathbf{Q}_t = \mathbf{Q}_{sh} - \sum_g \frac{\lambda'_g}{3} \nabla H_g$$

Fundamental Equations for rad-hydro simulation



- One fluid, two temperature fluid model.

(mass)

$$\frac{d\rho}{dt} = -\rho \nabla \cdot \mathbf{u}$$

(momentum)

$$\rho \frac{d\mathbf{u}}{dt} = -\nabla P$$

(ion energy)

$$\rho \frac{d\varepsilon_i}{dt} = -P_i \nabla \cdot \mathbf{u} - \nabla \cdot \mathbf{q}_i + Q_{ei}$$

(electron energy)

$$\rho \frac{d\varepsilon_e}{dt} = -P_e \nabla \cdot \mathbf{u} - \nabla \cdot \mathbf{q}_e - Q_{ei} + S_L + S_r$$
$$\nabla \cdot \mathbf{q}_t = \nabla \cdot (\mathbf{q}_{SH} + \mathbf{q}_{NL})$$

(radiation transport)

$$\frac{1}{c} \frac{dI^\nu}{dt} + \Omega \cdot \nabla I^\nu = 4\pi\eta^\nu - \chi^\nu I^\nu + S^\nu$$

(laser absorption)

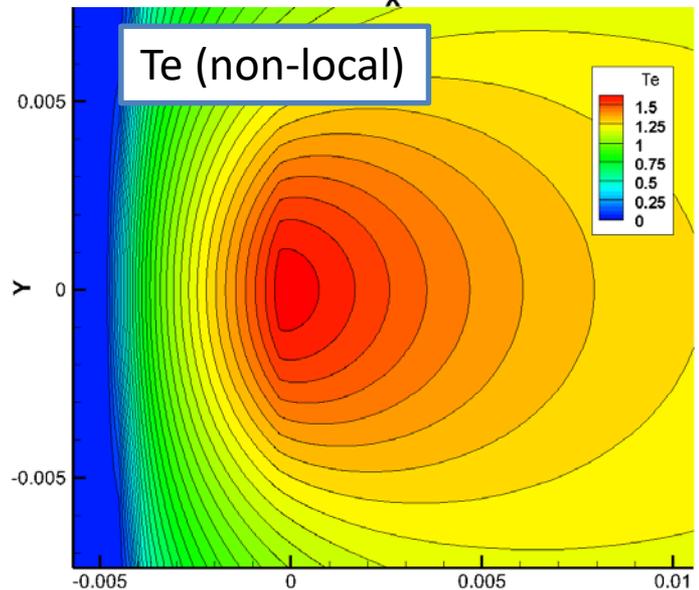
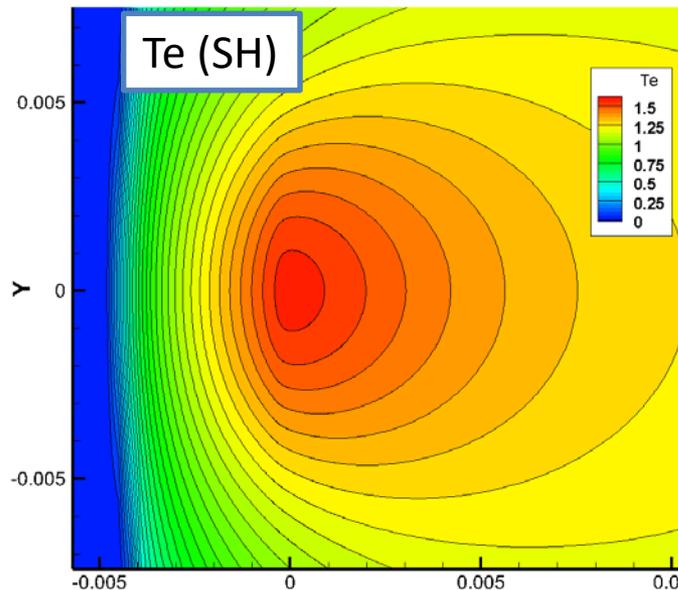
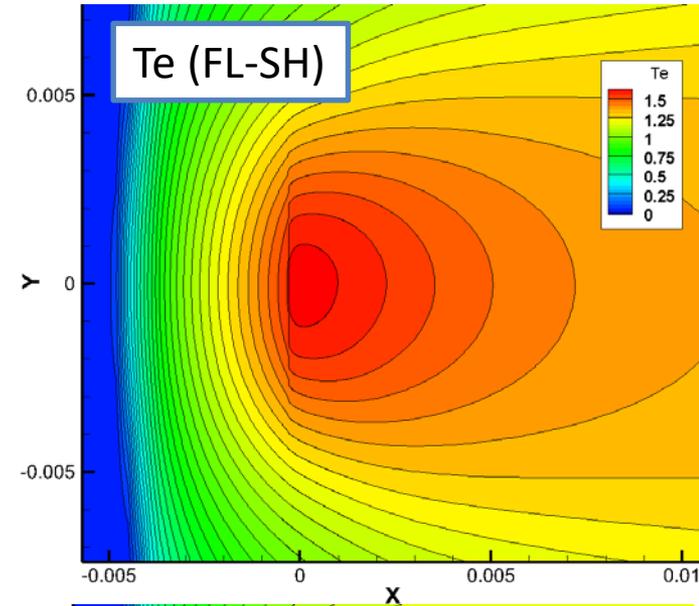
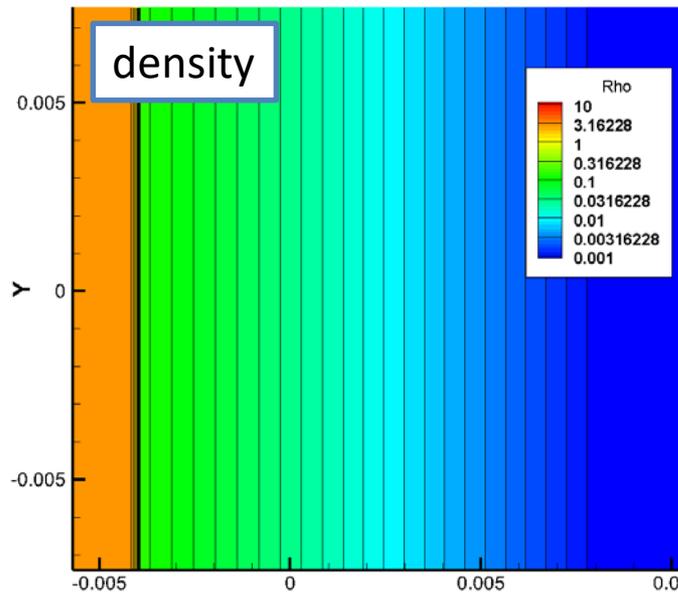
$$\mathbf{v}_g \cdot \nabla I_L^k = -\mathbf{v}_{abs} I_L^k \quad S_L = \sum_k \mathbf{v}_{abs} I_L^k / \mathbf{v}_g^k$$

Validation of SNB model in PINOCO (without hydro motion)

laser condition
 $1 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$
 w
 spot diameter 5 μm
 (HWHM)

$N_g = 32$
 $(T_e/m_e)^{1/2} = 0-32 \text{ keV}$

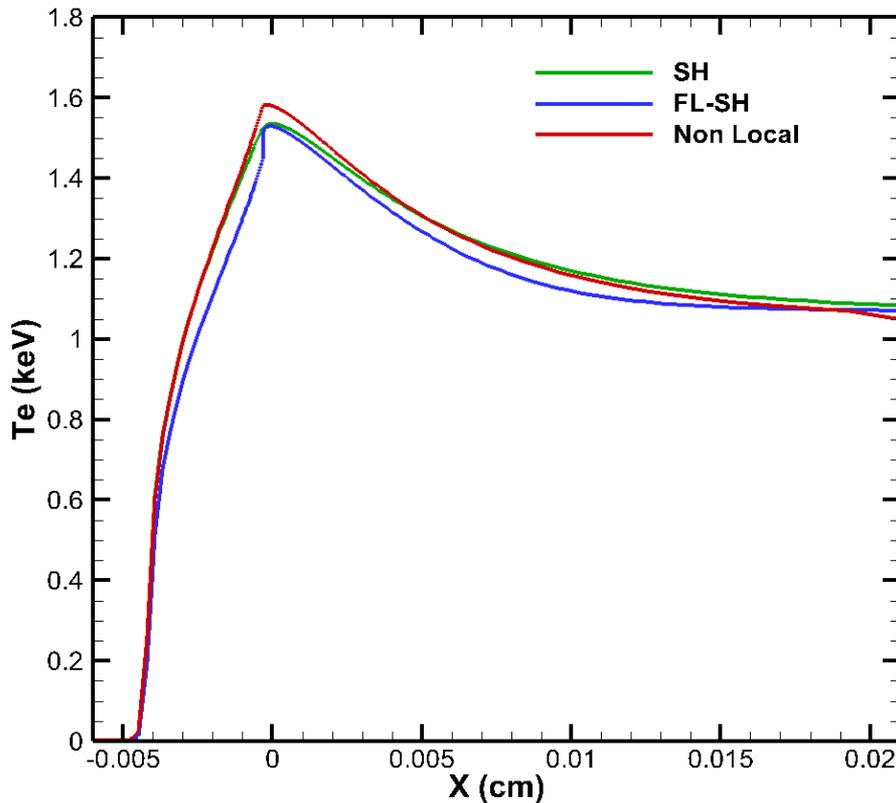
fluid motion is ignored



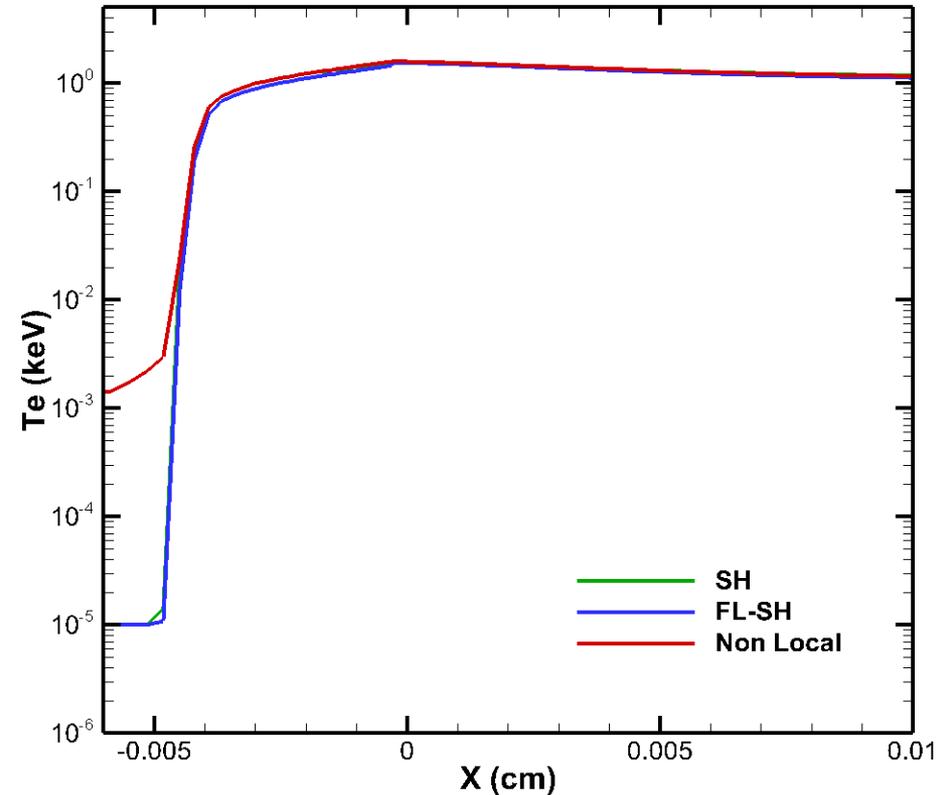
Validation of SNB model in PINOCO (without hydro motion)

electron temperature on the $y=0$

linear scale



log scale

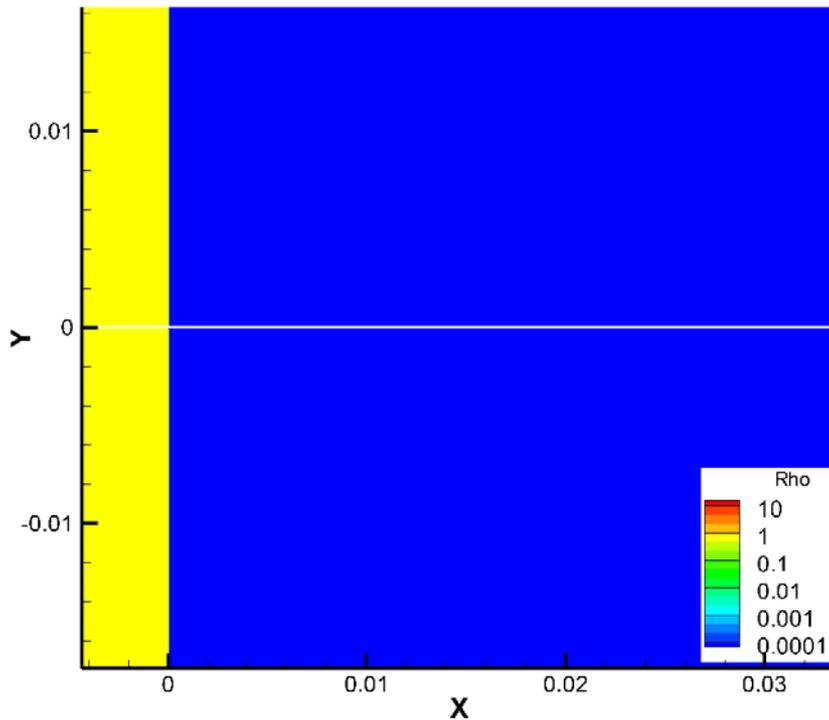


pre-heat phenomena is captured properly with SNB model.
 There is no steep profile in electron temperature distribution.
 SNB model of tensor factor version will be installed in near future.

Validation of SNB model in PINOCO (with hydro motion)

Planar Al foil target

density t=0

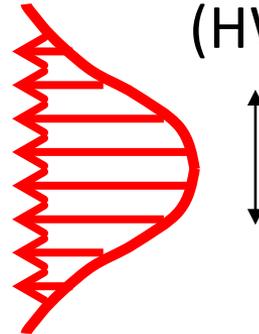


laser condition

intensity: 5×10^{14} W/cm²

wave length: 1 μ m

spot size diameter: 5 μ m
(HWHM)



Two cases are simulated.

- flux-limited Spitzer-Harm (FL-SH)
- Non-local (SNB model)

$N_g=32$

$(T_e/m_e)^{1/2}=0-32$ keV

Validation of SNB model in PINOCO (with hydro motion)

laser intensity: 5×10^{14} W/cm², wavelength: 1 μ m spot diameter 5 μ m (HWHM)

Non-local

T_e (colors), and ρ (lines)

density(ρ) and electron temperature T_e at $y=0$



flux-limited S-H

流束制限S-HモデルとSNBの比較

流体を動かさない定常状態、および流体を動かす場合でも、ある程度の時間経過とともに、Non-localモデルとFL-SHの結果は近づく。

しかし、レーザー照射初期では両者の結果が大きく異なる。特に、2次元流体運動と組み合わせたときにその傾向が顕著になる。

その原因としては:

Non-local モデルでは、電子のstopping length $\lambda_s = \frac{k_b T_e}{|e\varepsilon|}$ を求める際

局所的な電場を求めているが、ベクトル場であるにも関わらず、スカラーに置き換えて簡略化している。

$$\varepsilon = k_b T_e / e (\nabla \log(n_e) + \gamma \nabla \log(T_e))$$

この影響がNon-localモデルを用いた場合の等方的な傾向な分布を示す原因と推測する。非等方的な扱いを考慮する必要があると考える。

Ph. D. Nicolai, J.-L. Feugeas, G. P. Schurtz, Physics of Plasmas 13, 032701 (2006)

a first-order expansion for electron distribution function, assuming its small anisotropy

$$f_e(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) = f_0(\mathbf{r}, v, t) + \frac{\mathbf{v}}{v} \cdot \mathbf{f}_1(\mathbf{r}, v, t)$$

heat flux with the Maxwellian distribution function case

$$\mathbf{f}_1^m = -C_{\perp}(v, \Omega) \frac{\mathbf{J}}{v_T n_e} - C_{\wedge}(v, \Omega) \mathbf{b} \times \frac{\mathbf{J}}{v_T n_e} - D_{\perp}(v, \Omega) \frac{v_T}{\nu_T} \frac{\nabla T_e}{T_e} - D_{\wedge}(v, \Omega) \times \frac{v_T}{\nu_T} \frac{\nabla T_e}{T_e}$$

condition of zero current is replaced by Ampere-Maxwell's law:

$$-\frac{4\pi e}{3} \int_0^{\infty} \mathbf{f}_1 v^3 dv = \mathbf{J} = \frac{c}{4\pi} \nabla \times \mathbf{B}$$

Electron field

$$e\mathbf{E}_B = -\frac{\nabla P_e}{n_e} + \frac{\mathbf{J} \times \mathbf{B}}{n_e c} - \beta_{\perp} \nabla T_e - \beta_{\wedge} \mathbf{b} \times \nabla T_e + \alpha_{\perp} \frac{\mathbf{J}}{n_e^2} - \alpha_{\wedge} \mathbf{b} \times \frac{\mathbf{J}}{n_e^2}$$

non-Maxwellian correction of the EDF with reduced mean free path and corrected source term

$$-\frac{3}{\lambda_{ee}} \Delta f_0 + \nabla \cdot \left\{ \frac{\lambda_{ei}^*}{1 + u^6 \Omega^2} \left[\nabla \Delta f_0 + u^3 \Omega \times \nabla \Delta f_0 \right] \right\} = \nabla \cdot \mathbf{g}_1^m$$

Finally, total electron heat flux is written

$$\mathbf{f}_1 = \mathbf{f}_1^m - \frac{\lambda_{ei}^*}{1 + u^6 \Omega^2} \left[\nabla \Delta f_0 + u^3 \Omega \times \nabla \Delta f_0 \right]$$

輻射流体コードに磁場の影響は考慮済である



$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{V}_i \times \mathbf{B}) + \frac{c}{e} \left[\nabla \times \left(\frac{\nabla p_e}{n_e} \right) - \nabla \times \left\{ \frac{(\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B}}{4\pi n_e} \right\} - \nabla \times \left(\frac{\mathbf{R}_T + \mathbf{R}_u}{n_e} \right) \right]$$

Biermann battery term Hall term thermal force friction force
(self-generation term)

Magnetic effect is taken account into thermal conductivity. (Braginskii, 1964)

(electron energy)

$$\rho \frac{d\varepsilon_e}{dt} = -P_e \nabla \cdot \mathbf{u} - \nabla \cdot (\boldsymbol{\kappa} \cdot \nabla T_e) - Q_{ei} + S_L + S_r$$

$$\boldsymbol{\kappa} \cdot \nabla T_e = \kappa_{\parallel} \nabla_{\parallel} T_e + \kappa_{\perp} \nabla_{\perp} T_e + \kappa_{\wedge} \nabla T_e$$

Hall parameter:

$$\kappa_{\parallel} = \gamma_0 \left(\frac{n_e T_e \tau_e}{m_e} \right) \equiv \gamma_0 \kappa_0,$$

$$\chi = \omega_{ce} \tau_{ei}$$

Braginskii coefficients:

$$\kappa_{\perp} = \kappa_0 \frac{(\gamma'_1 \chi^2 + \gamma'_0)}{\Delta},$$

$$\gamma'_1, \gamma'_0, \delta_1, \delta_0$$

$$\kappa_{\wedge} = \kappa_0 \frac{(\gamma''_1 \chi^2 + \gamma''_0)}{\Delta}$$

$$\Delta = \chi^4 + \delta_1 \chi^2 + \delta_0$$

まとめ

高強度レーザーを照射した場合など、急峻な電子温度勾配では、電子熱伝導がマクスウェル分布からずれた高速電子の振る舞いが無視できず、かつ、 f_1/f_0 が小さいという仮定で導出された非局所電子熱伝導モデル (SNB; Schurtz, et al., Phy. of Plasmas 7, 4238 (2000)) を2次元電磁輻射流体シミュレーションコード(PINOCO)に導入し、その妥当性を確認した。

その結果:

- 流体運動を考慮しない場合、SNBモデルは比較的流束制限Spitzer-Harmモデルとほぼ一致する結果が得られた。
- 流体運動を考慮した場合、レーザー照射直後の照射面付近での振る舞いに両者は顕著な違いが見られた。実験等との比較を検討を行っている。
- さらに、外部磁場が与えられた場合は、SNBモデルで仮定する電場分布に影響を受けることからその補正が必要になり、その導入を図った。