

稀疏膨胀过程中几何位形对于电子非局域热传导的影响

郑伟真 赵斌 胡广月 郑坚

Influence of spatial geometrical curvature on nonlocal electron heat transport in expanding plasmas

Zheng Wei-Zhen Zhao Bin Hu Guang-Yue Zheng Jian

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 64, 195201 (2015) DOI: 10.7498/aps.64.195201

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.195201>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2015/V64/I19>

---

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

氙等离子体输运性质计算

Calculation of transport coefficients of a xenon plasma

物理学报.2014, 63(20): 205201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.205201>

三维柱腔内辐射输运的一维模拟

One-dimensional simulation of radiation transport in three-dimensional cylinder

物理学报.2013, 62(1): 015210 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.015210>

双温度氦等离子体输运性质计算

Calculation of two-temperature transport coefficients of helium plasma

物理学报.2012, 61(19): 195203 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.195203>

局域热力学平衡态空气电弧等离子体输运参数计算研究

Theoretical computation studies for transport properties of air plasmas

物理学报.2012, 61(10): 105201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.105201>

偏滤器运行模式对托卡马克边缘区等离子体平行流的影响

The effect of the divertor operation regimes on the plasma parallel flow in the edge of a tokamak

物理学报.2012, 61(7): 075201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.075201>

# 稀疏膨胀过程中几何位形对于电子非局域热传导的影响\*

郑伟真<sup>1)</sup> 赵斌<sup>2)†</sup> 胡广月<sup>1)</sup> 郑坚<sup>1)</sup>

1) (中国科学技术大学近地空间重点实验室, 合肥 230026)

2) (南京工程学院数理部, 南京 211167)

(2015年4月10日收到; 2015年5月14日收到修改稿)

发展了考虑一维柱对称、球对称位型下流体演化的Fokker-Planck程序, 在流体力学极限下对程序进行了校验. 利用程序模拟研究了球对称位型、平板位型下等离子体在自由稀疏演化过程中电子热流的非局域热输运行行为, 分析了几何位型对电子非局域热传导的影响. 非局域卷积理论的计算研究发现, 稀疏过程中空间的几何效应会减小外向电子热输运的非局域性.

**关键词:** Fokker-Planck 模拟, 电子热传导, 非局域热流

**PACS:** 52.25.Fi, 52.65.Ff, 52.65.-y

**DOI:** 10.7498/aps.64.195201

## 1 引言

电子热传导在激光驱动惯性约束聚变的物理过程中发挥着重要作用, 尤其是对于激光直接驱动等离子体的演化过程. 由于激光传播到等离子体的临界密度面截止, 其携带的能量主要沉积在冕区, 冕区的能量需要通过热传导从临界面向高密度区输运, 烧蚀靶材驱动冲击波. 经典Spitzer-Härm(SH)模型给出了电子热传导中热流的计算公式<sup>[1]</sup>, 即  $q = -\kappa \cdot \partial T / \partial x$ ,  $\kappa$  是完全电离等离子体的热导系数. 在电子热输运的过程中, 当载流热电子的自由程与温度梯度标长相当, 或者更大的情况下, 经典的热传导的局域理论不再成立, 电子热输运将呈现非局域的特性<sup>[2-4]</sup>.

对于电子的非局域热输运, 人们已开展了大量的理论与模拟计算研究<sup>[3-14]</sup>, 热流受限与预热现象是非局域热输运的主要特征. 经典热流模型的适用的前提条件是温度梯度标长远大于电子的平均自由程, Bell 计算给出了当空间温度梯度标长

在小于200倍电子平均自由程的时候, 经典的热流模型不再成立<sup>[2]</sup>. 在激光直接驱动的等离子体的临界密度面附近, 其温度梯度较大, 经典热流模型计算得到的热流远大于实际热流. 在流体模拟中为了接近实际热流, 常引入限流因子  $f$ , 其热流的表达式为  $q = \min(q_{SH}, f q_{fs}) = \min(q_{SH}, f n_e T_e v_e)$ . 由于限流因子的简洁、易用, 人们仍在不断探索着它的经验取值<sup>[5-8]</sup>, 包括随时间变化的限流因子模型<sup>[8]</sup>. 除了局域限流模型以外, 人们还发展了许多的非局域积分模型<sup>[4,9-11]</sup>, 它可以给出非局域热输运的限流与预热现象, 能对非局域热输运过程进行较好的理论分析和验证. 但是, 这种方法与流体计算的耦合比较复杂, 实际的流体计算中采用的不是很多. 以上所述的研究工作主要集中于一维平板位型下的情形<sup>[12]</sup>. 在实际的等离子体物理过程中, 特别是惯性约束聚变过程中, 空间的几何效应将会影响电子的热输运, 这方面的研究计算还比较少, Bychenkov 等在线性理论下, 曾考虑了柱对称、球对称位型的热输运, 分析了位型效应

\* 国家自然科学基金(批准号: 11275202)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: zhaobin@mail.ustc.edu.cn

对非局域热运输的影响<sup>[13,14]</sup>. Soboleva等利用自相似解析证明了几何效应对热运输有着重要的影响<sup>[15]</sup>. 但是, 据我们所知, 对于这一问题的非线性Fokker-Planck(FP)模拟研究还未见发表.

本文发展了考虑一维柱对称、球对称位型的Fokker-Planck程序, 在流体力学极限下对程序进行了校验. 利用程序模拟研究了平板位型、球对称位型中等离子体的自由稀疏演化过程, 该稀疏过程中电子的热流始终向外, 在空间一些区域电子的热运输为非局域的, 我们分析了几何位型对电子非局域热传导的影响. 非局域卷积理论的计算发现, 稀疏膨胀过程中空间的几何效应会减小电子热运输的非局域性.

## 2 Fokker-Planck 计算模型

在等离子体中, 电子速度分布函数( $f$ )的演化满足方程

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \frac{\partial f}{\partial \mathbf{r}} + \frac{e}{m} \cdot \mathbf{E} \cdot \frac{\partial f}{\partial \mathbf{v}} = C_{ee} + C_{ei}, \quad (1)$$

其中 $E$ 为等离子体中的自洽电场,  $C_{ee}$ ,  $C_{ei}$ 分别表示电子-电子碰撞项、电子-离子碰撞项. 我们考虑一维模型, 运动沿 $r$ 方向, 将电子速度分布函数 $f(r, \mathbf{v}, t)$ 作Legendre展开:

$$f(r, \mathbf{v}, t) = \sum_{l=0}^N f_l(r, \mathbf{v}, t) P_l(\mu),$$

$$\mu = v_r/v = \cos \theta. \quad (2)$$

将其代入方程(1), 采用扩散近似和Lorentz近似<sup>[16]</sup>, 最终可以得到一个关于 $f_0$ 的封闭方程

$$\frac{\partial f_0}{\partial t} = \frac{(n-1)v}{r} f_1 + \frac{v}{3} \frac{\partial}{\partial r} (f_1) + C_{ee} + S_{IB}, \quad (3a)$$

$$f_1 = -\frac{v}{\nu_{ei}^*} \left( \nabla f_0 - \frac{eE}{m_e v} \frac{\partial f_0}{\partial v} \right), \quad (3b)$$

其中 $n = 1, 2, 3$ 对应着平板、柱、球位型,  $C_{ee}$ 为电子-电子碰撞项,  $S_{IB}$ 为激光的逆韧致加热源项,  $\nu_{ei}^* = \phi 4\pi n_e Z (e^2/m_e)^2 \ln \Lambda / v^3$ 是有效的电子离子碰撞频率,  $\phi = (Z+4.2)/(Z+0.24)$ <sup>[9]</sup>. 从方程(3a)可以看出, 当曲率半径足够大的情况下 $l/r \ll 1$ ,  $l$ 是电子的平均自由程, 方程(3a)中柱、球位型的输运方程将退化为平板( $n = 1$ )位型的描述.

如果考虑背景离子的流体运动, 则在离子运动坐标系下的电子FP方程可写为

$$\left( \frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{u}_i \cdot \nabla \right) f_0 - (\nabla \cdot \mathbf{u}_i) \frac{v}{3} \frac{\partial f_0}{\partial v}$$

$$\stackrel{(a)}{=} \nabla \cdot [\chi(\nabla f_0 + \mathbf{a}\alpha f_0)] + Y_{ee} \left( C_0 f_0 + D_0 \frac{\partial f_0}{\partial v} \right)$$

$$\stackrel{(c)}{=} \nabla \cdot [\chi(\nabla f_0 + \mathbf{a}\alpha f_0)] + Y_{ee} \left( C_0 f_0 + D_0 \frac{\partial f_0}{\partial v} \right)$$

$$+ \frac{H_{vis}}{v} \frac{\partial f_0}{\partial v} + \frac{n_e Z Y_{ee} v_0^2}{6v} \frac{\partial f_0}{\partial v}, \quad (4)$$

其中 $\mathbf{u}_i$ 为离子的流体元速度,  $\mathbf{a} = e\mathbf{E}/m_e$ ,  $\alpha = -(\partial_v \ln f_0)/v$ ,  $\beta = -\nabla \ln f_0$ ,  $\chi = v^2/3\nu_{ei}^*$ ,  $Y_{ee} = 4\pi(e^2/m)^2 \ln \Lambda$ ,  $v_0$ 表示电子在激光场的振荡速度. 方程(4)的各项分别为: (a)流体的对流与压缩项; (b)电子的输运项; (c)电子的热化项; (d)离子黏滞; (e)激光的逆韧致加热项, 电子热输运项中的电场通过准中性条件来确定. 与方程(4)耦合的离子连续性方程和动量方程为

$$\left( \frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{u}_i \cdot \nabla \right) n_i + n_i \nabla \cdot \mathbf{u}_i = 0, \quad (5)$$

$$m_i n_i \left( \frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{u}_i \cdot \nabla \right) \mathbf{u}_i = -\nabla(p + Q_{vis}), \quad (6)$$

$p$ 为电子热压强,  $Q_{vis}$ 为人工黏滞. 在模拟过程中, 电子离子的连续性方程、动量方程一致, 模拟计算中, 只考虑电子能量方程, 离子是冷的<sup>[16]</sup>, 电子与离子之间没有热交换. 为了比较MULTI与FP模拟的电子热传导过程, 不考虑在MULTI中的辐射输运过程. 在这样假设条件下, 当等离子体中的电子速度满足近麦克斯韦分布时, 即在流体力学极限下, FP方程与MULTI流体方程的描述是等价的.

方程(4)–(6)的处理通过有限差分数值求解, 在方程求解过程中采用拉格朗日坐标系<sup>[16–18]</sup>. 拉格朗日坐标对于一维问题的研究比较方便, 因为在这种情况下, 流体变量对于平面( $n = 1$ )、柱( $n = 2$ )和球( $n = 3$ )几何都只依赖与一个空间坐标. 流体元的轨迹可以用变量 $R = R(\xi, t)$ 来描述, 在球位型情况下 $R$ 即为球半径. 对于一个薄层或者薄壳来讲, 其质量在拉格朗日的坐标中保持不变<sup>[19]</sup>, 即

$$dM = g_n \rho(R, t) R^{n-1} dR$$

$$= g_n \rho(\xi, 0) \xi^{n-1} d\xi, \quad (7)$$

其中 $g_n$ 为几何因子, 平板位型下 $g_1 = 1$ , 柱几何位型 $g_2 = 2\pi$ , 球形位型 $g_3 = 4\pi$ .  $\rho(\xi, 0)$ 是初始时刻的密度分布,  $\xi \equiv R(\xi, 0)$ 表示流体元初始的拉格

朗日坐标, 即  $t = 0$  时流体元的位置. 在拉格朗日坐标下, 离子流体动力学方程 (5), (6) 的拉格朗日描述为

$$\frac{\partial V}{\partial t} = -\frac{1}{\rho_0(\xi)\xi^{n-1}} \frac{\partial}{\partial \xi}(R^{n-1}u), \quad (8)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -\frac{R^{n-1}}{\rho(\xi)\xi^{n-1}} \frac{\partial(p + Q_{\text{vis}})}{\partial \xi}, \quad (9)$$

其中  $V = 1/\rho$  表示比容.

### 3 模拟结果与分析

在等离子体的温度梯度标长远远大于电子的平均自由程的情况下, 等离子体的速度分布是近麦克斯韦的, 计算空间热流的方法可以采用经典热流模型, 在这种情况下, FP 和流体模拟结果是等价的. 这里我们首先通过算例对我们的 FP 程序进行

验证. 以近流体力学极限下等离子体自由稀疏膨胀过程为例. 模拟采用的靶材料为铝, 初始密度  $n_e = 1 \times 10^{22}/\text{cm}^3$ , 初始温度  $T_e = 100 \text{ eV}$ , 靶丸半径为  $200 \mu\text{m}$ , 左边界固定, 右边界为真空, 等离子体可以在右边空间中自由膨胀. 图 1 (a), (b) 分别给出了在柱形和球形结构下由 FP 和 MULTI 模拟等离子体经过  $1 \text{ ns}$  自由膨胀之后的温度、密度的空间分布, 从图中可以看出在流体力学极限下, 两种模拟方法得到的等离子体的温度密度的变化几乎一致. 验证了我们 FP 程序在柱对称和球对称位型下计算的可靠性.

现在我们考虑球位型下稀疏过程的电子非局域热运输, 模拟中仍然以铝等离子体为研究对象, 考虑球半径为  $0.015 \text{ cm}$ , 初始均匀密度  $n_e = 1 \times 10^{21}/\text{cm}^3$ , 均匀温度  $T_e = 500 \text{ eV}$  分布. 图 2 (a) 给出  $200 \text{ ps}$  时刻的温度密度分布和密度分布, 图 2 (b) 给出电子平均自由程与温度梯度标长的比值 ( $l/L_T$ ), 可以看出在  $r > 0.005 \text{ cm}$  的稀疏区域中  $l/L_T$  不再是可忽略的小量, 经典的热运输将不再成立. 前面已经讨论过, 除了局域限流模型以外, 人们还发展了许多的非局域积分模型 [4,9-11], 它能对非局域热运输过程进行较好的理论分析和验证. 这些模型的建立, 通常以线性 Fokker-Planck 的模拟结果为参照, 或者利用 Fokker-Planck 计算具有一定温度调制的热流分布作为参照, 通过傅里叶变换拟合而得到的. 非局域热流的卷积计算公式可以表达为

$$q(x) = -\int_{-\infty}^{\infty} dx' \kappa(x-x') \frac{\partial}{\partial x} T(x'),$$

$$\kappa(x-x') = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dk}{2\pi} \kappa_k \exp(-ik(x-x')). \quad (10)$$

非局域热流 (10) 式是在平板位型下通过傅里叶变换给出的,  $\kappa_k$  是  $k$  空间下的热导系数. 在球位型下, 有相似的卷积表述 [14]:

$$q(r) = -\frac{\partial}{\partial r} \int_0^{\infty} dr' \kappa(r,r') T(r'),$$

$$\kappa(r,r') = \frac{2}{\pi} \int_0^{\infty} dk (kr')^2 j_0(kr) j_0(kr') \kappa_k, \quad (11)$$

其中  $j_0$  是零阶贝塞尔函数.  $k$  空间下的热传导系数  $\kappa_k$  有多种模型, 一般形式上可以表述为

$$\kappa_k = \kappa_{\text{sh}} / (1 + (\gamma k \lambda)^b), \quad (12)$$

其中当参数  $\gamma = 50, b = 1$  时, 为 ES 模型. 当  $\gamma = 0$ , 这一理论就退化为经典的局域理论. 利用上述非局

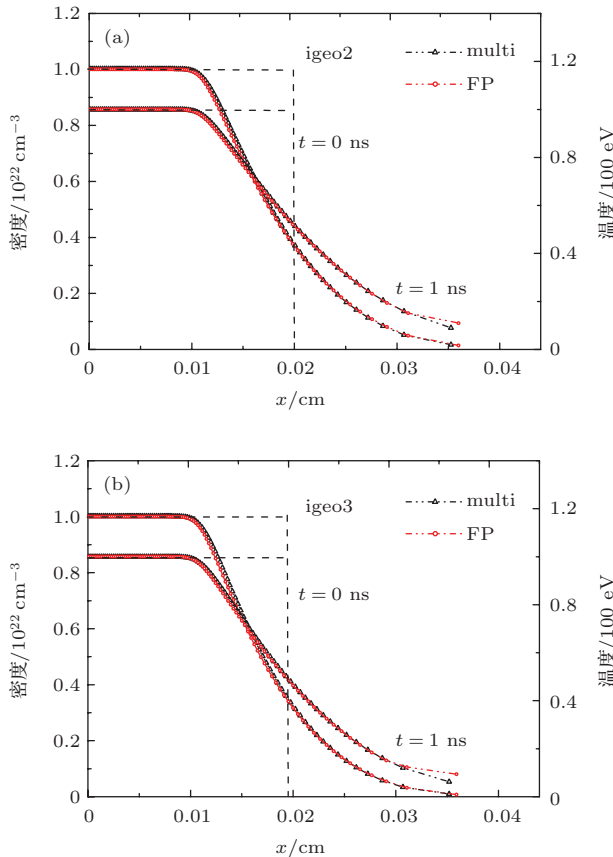


图 1 初始均匀分布的等离子体在一维柱对称 (a)、球对称 (b) 位型下经过  $1 \text{ ns}$  自由膨胀之后的温度密度分布 (虚线表示初始分布, 红线表示 FP 模拟结果, 黑线为 MULTI 模拟结果)

Fig. 1. The density and temperature profile simulated by FP (the black line) and MULTI code (the red line) at  $t = 0 \text{ ns}$  and  $t = 1 \text{ ns}$ . The initial conditions are denoted by dashed line: (a) cylindrical geometry; (b) spherical geometry.

域积分理论, 我们利用方程(12)和方程(11), 对上述图2球对称位型下热流分布进行了分析, 图3给出200 ps时FP模拟的热流和经典的SH热流空间分布, 并同非局域热流公式的计算的结果对比给出. 计算中方程(12)中参数 $b = 1$ , 图3中 $\gamma = 50$ 表示用ES模型的热导系数, 可以看出在半径较大的区域利用ES模型计算的结果比较接近FP的计算的热流, 能够给出 $r = 0.01$  cm附近的限流效应和 $r > 0.015$  cm区域的预热效应. 这表明在 $r$ 较大的区域, 热流受到空间几何效应的影响较小, 热流分布接近一维平板位型下的解. 在 $r < 0.015$  cm向内的区域, ES模型积分计算的热流偏离FP给出的热流. 在非局域热流的计算中, 我们减小(12)式中 $\gamma$ 的取值, 即减小热导系数 $\kappa_k$ 的非局域性, 计算发现当 $\gamma = 10$ 的时候, 在 $r$ 较小的区域非局域计算结果与实际热流比较接近, 在半径较大的区域限流和预热效应都减弱. 这说明在 $r$ 较小的区域, 空间的几何效应方程(3a)中的 $(n-1)/r$ 项变得不可忽略, 减小了热流在这一区域的非局域性.

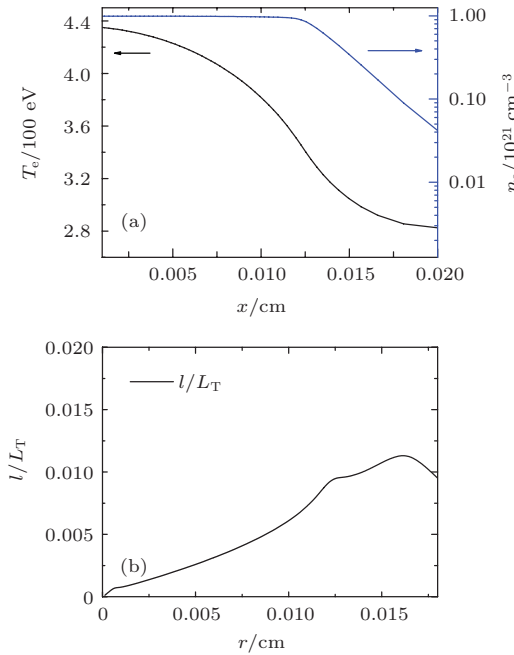


图2 (a) 初始温度( $T = 500$  eV)、密度( $n_e = 1 \times 10^{21}/\text{cm}^3$ )均匀分布, 自由稀疏200 ps时刻, FP模拟温度密度分布; (b) 200 ps时, 电子平均自由程与温度梯度标长比值的空间分布

Fig. 2. (a) The density and temperature profile simulated by FP at 200 ps; (b) the ratio electron mean free path to the temperature gradient scale length at 200 ps.

我们计算了上述相同初始温度密度情况下平板位型下等离子体稀疏演化到200 ps的热流分布. 图4给出了图3中球对称位型下 $q_{\text{FP}}/q_{\text{SH}}$ 的空间分布, 同时也对比给出相同参数下的平板位型下的模拟结果. 可以看出在球对称位型下, 限流与预热效应都变弱. 这也反应了在稀疏过程中, 空间的几何效应会减小电子热运输的非局域性. 我们还模拟计算分析了初始温度均匀分布为5keV, 密度均匀分布为 $9 \times 10^{21}/\text{cm}^3$ 半径为0.1 cm的稀疏过程, 空间的几何效应对电子的非局域热流有着相同的影响. 这表明在惯性约束聚变等离子体的稀疏膨胀过程中, 空间几何效应会影响电子的非局域热运输, 空间几何效应也使得电子的非局域热运输变得更加复杂.

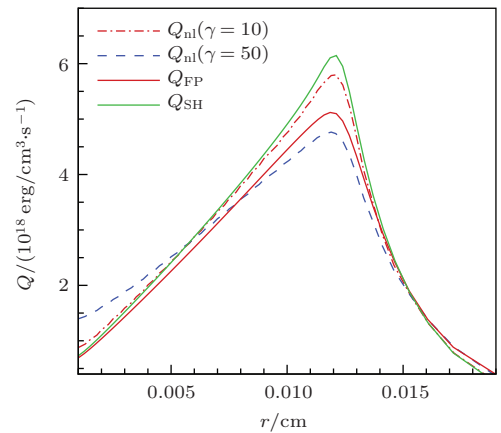


图3 FP模拟热流( $Q_{\text{FP}}$ )、经典的SH热流( $Q_{\text{SH}}$ )、非局域模型计算得到的热流分布( $Q_{\text{nl}}$ ), 其中 $k$ 空间热传导系数方程(12)中参数 $\gamma = 50, 10, b = 1$  (1 erg =  $10^{-7}$  J)  
Fig. 3. The heat flow profile computed by FP, SH, and nonlocal (nl) convolution theories with parameter  $\gamma = 10$  and 50 in Eq. (12) (1 erg =  $10^{-7}$  J).

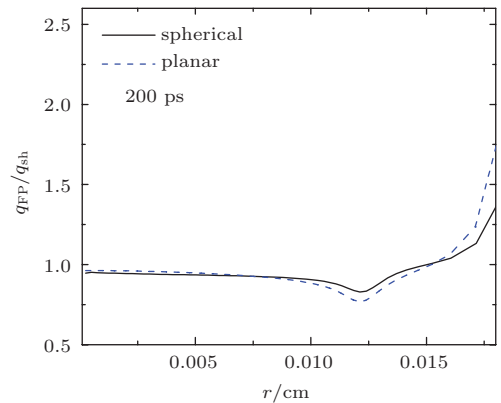


图4 FP在一维平板位型和一维球对称位型下模拟得到的热流与MULTI模拟热流的比值  
Fig. 4. The heat flow ratio between FP and MULTI simulation in spherical and planar geometry.

## 4 结 论

我们发展了一维柱对称和球对称位型的 Fokker-Planck 程序, 利用程序模拟计算了等离子体的自由稀疏演化过程, 研究该过程电子热流的非局域热输运, 分析了几何位型对电子非局域热传导的影响. 结合非局域卷积理论的研究发现, 稀疏过程中空间的几何效应, 即方程 (3a) 中的  $(n-1)/r$  项会减小外向电子热输运的非局域性.

## 参考文献

- [1] Spitzer L J, Härm R 1953 *Phys. Rev.* **89** 977
- [2] Bell A R 1996 *Transport in Laser-Produced Plasmas, in Laser Plasma Interactions 5: Inertial Confinement Fusion* (Scottish Universities Summer School in Physics & Institute of Physics press) pp139–168
- [3] Bell A R 1983 *Phys. Fluids* **26** 279
- [4] Luciani J F, Mora P, Virmont J 1983 *Phys. Rev. Lett.* **51** 1664
- [5] Malone R C, McCrory R L, Morse R L 1975 *Phys. Rev. Lett.* **34** 721
- [6] Gotchev O V, Goncharov V N, Knauer J P, Boehly T R, Collins T J B, Epstein R, Jaanimagi P A, Meyerhofer D D 2006 *Phys. Rev. Lett.* **96** 115005
- [7] Hu S X, Smalyuk V A, Goncharov V N, Skupsky S, Sangster T C, Meyerhofer D D, Shvarts D 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 055002
- [8] Sunahara A, Delettrez J A, Stoeckl C, Short R W, Skupsky S 2003 *Phys. Rev. Lett.* **91** 095003
- [9] Epperlein E M, Short R W 1991 *Phys. Fluids B* **3** 3092
- [10] Bychenkov V Y, Rozmus W, Tikhonchuk V T 1995 *Phys. Rev. Lett.* **75** 4405
- [11] Weng S M, Sheng Z M, Zhang J 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 454 (in Chinese) [翁苏明, 盛政明, 张杰 2009 物理学报 **58** 454]
- [12] Thomas A G R, Tzoufras M, Robinson A P L, Kingham R J, Ridgers C P, Sherlock M, Bell A R 2012 *Journal of Computational Physics* **231** 1051
- [13] Bychenkov V Y, Matte J P, Johnston T W 1996 *Phys. Plasmas* **3** 3518
- [14] Bychenkov V Y, Matte J P, Johnston T W 1996 *Phys. Plasmas* **3** 1280
- [15] Soboleva T K, Krasheninnikov S I, Catto P J 2004 *Contrib. Plasma Phys.* **44** 95
- [16] Epperlein E M 1994 *Laser and Particle Beams* **12** 257
- [17] Zhao B, Zheng J 2008 *Plasma Sci. Technol.* **10** 22
- [18] Li J, Zhao B, Li H, Zheng J 2010 *Plasma Phys. Control. Fusion* **52** 085008
- [19] Atzeni S, Meyer-ter-Vehn J 2004 *The Physics of Inertial Fusion* Oxford Science Pub. pp133–135

# Influence of spatial geometrical curvature on nonlocal electron heat transport in expanding plasmas\*

Zheng Wei-Zhen<sup>1)</sup> Zhao Bin<sup>2)†</sup> Hu Guang-Yue<sup>1)</sup> Zheng Jian<sup>1)</sup>

1) (Department of Modern Physics, University of Science and Technology of China, Hefei 230026, China)

2) (Department of Mathematics and Physics, Nanjing Institute of Technology, Nanjing 211167, China)

( Received 10 April 2015; revised manuscript received 14 May 2015 )

## Abstract

The electron thermal transport in fluid theory would be inaccurate when the collisionality is not enough, and the Fokker-Planck (FP) simulations are usually employed to resolve the inadequacies. In this paper, the one-dimensional Fokker-Planck code is extended to handle the cylindrical and spherical geometries in which the electron distribution functions are solved in the reference frame of the ion fluid. The FP code is validated in the fluid limit by comparing with fluid (MULTI) simulations. Then, the expansions of plasmas in different spatial geometries are simulated with the FP and fluid codes. As the main characters of nonlocal transport, the electron thermal transport inhibition and preheating are investigated in expanding plasmas. The spherical nonlocal theory can give the thermal transport inhibition and preheating phenomenon, which is exploited to fit the heat flux with variation of fitting parameter  $\gamma$ . The spherical nonlocal theory will reproduce Spitzer-Härm expression as  $\gamma = 0$ . Then we analyze the heat flux after the plasma expanding 200 ps with a uniform initial temperature  $T = 100$  eV and density  $n_e = 1 \times 10^{21}/\text{cm}^3$ . By comparing the heat flux computed by spherical nonlocal thermal transport theory and FP simulation, it is found that  $(n-1)/r$  term in Eq. (3a) cannot be neglected when the radius is small and the geometrical curvature effect will decrease the nonlocality of transport in outer expanding plasmas. The geometrical curvature effect leads to a smaller thermal transport inhibition and preheating in the expanding plasmas as comparing the spherical case with the planar one. The expansions of plasmas in different spatial geometries are also simulated with the FP and fluid codes under the initial conditions which are similar to the inertial confinement fusion. The same influence of geometrical curvature on nonlocal electron thermal transport are also obtained.

**Keywords:** Fokker-Planck, thermal conductivity, nonlocal thermal transport

**PACS:** 52.25.Fi, 52.65.Ff, 52.65.-y

**DOI:** 10.7498/aps.64.195201

---

\* Project supported by the Natural Science Foundation of China (Grant No. 11275202).

† Corresponding author. E-mail: [zhaobin@mail.ustc.edu.cn](mailto:zhaobin@mail.ustc.edu.cn)