

激光聚变黑腔中等离子体的热流研究*

张恩浩¹⁾ 蔡洪波^{2)3)†} 杜报²⁾ 田建民¹⁾张文帅²⁾ 康洞国²⁾ 朱少平^{1)2)4)‡}

1) (中国工程物理研究院研究生院, 北京 100088)

2) (北京应用物理与计算数学研究所, 北京 100094)

3) (北京大学应用物理与技术研究中心, 北京 100871)

4) (中国工程物理研究院激光聚变研究中心, 等离子体物理重点实验室, 绵阳 621900)

(2019年9月18日收到; 2019年11月25日收到修改稿)

辐射流体采用限流的局域 Spitzer-Härm (S-H) 电子热流近似, 在预估等离子体状态时可能与实验观察存在偏差. 利用一维 (1D3V) 含碰撞的粒子模拟程序, 研究了激光聚变黑腔中金等离子体的电子分布函数和电子热流. 分析表明, 在等离子体的冕区, $\alpha = Z(v_{os}/v_{te})^2 > 1$, 电子分布函数表现为超高斯分布 ($m = 3.34$), 克努森数 $\lambda_e/L_e = 0.011$ 大于局域 S-H 理论的临界值 2×10^{-3} . 这导致了局域 S-H 电子热流远大于实际热流. 这种实际热流受限现象将导致辐射流体模拟给出的冕区电子温度高于神光实验测量值. 而在等离子体的高密度区域, 电子分布函数仍表现为超高斯分布 ($m = 2.93$), 克努森数 $\lambda_e/L_e = 7.58 \times 10^{-4}$ 小于局域 S-H 理论的临界值, 限流的局域 S-H 电子热流具有一定的适用性. 但电子热流严重依赖于限流因子 f_e , 辐射流体模拟需要根据不同位置的光强和电子温度调整 f_e 的大小.

关键词: 电子分布函数, 克努森数, 热流受限, 限流因子

PACS: 52.25.Kn, 52.30.-q, 52.38.-r, 52.38.Dx

DOI: 10.7498/aps.69.20191423

1 引言

国家点火装置 (NIF) 未能如期实现惯性约束聚变点火^[1,2], 主要原因之一就是黑腔内激光等离子体相互作用 (LPI) 过程过于复杂^[3,4]. 这些复杂的 LPI 过程大大增加了点火的困难, 也导致实验结果更加难以用数值模拟进行预测. 在点火靶物理设计中, 主要采用辐射流体力学程序来开展模拟研究. 为了保障物理设计的可靠性, 辐射流体力学程序需要与聚变实验相互验证, 这需要对大多数物理

过程具有非常完善的物理建模, 主要物理过程包括: 激光沉积、辐射输运、靶丸内爆、热核燃烧等. 但是受限于计算能力, 激光能量沉积往往只能采用较为粗糙的光路追踪的方法, 其中反常吸收是人为给定的份额; 等离子体中的电子热流则是采用限流的局域 Spitzer-Härm (S-H) 电子热流^[5], 其中限流因子 f_e 则是人为给定的常值. 辐射流体模拟中的这些近似处理会造成对等离子体状态的预估出现偏差, 从而影响点火靶物理设计的可靠性^[6,7], 因此很有必要对辐射流体程序的逆韧致吸收过程与电子热传导物理建模进行细致研究和评估.

* 科学挑战专题 (批准号: TZ2016005)、国家重点研发计划 (批准号: 2016YFA0401100)、国家自然科学基金联合基金 (批准号: U1730449) 和国家自然科学基金 (批准号: 11975055, 11575030) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: cai_hongbo@iapcm.ac.cn

‡ 通信作者. E-mail: zhu_shaoping@iapcm.ac.cn

在强激光的辐照下, 激光光路上的电子分布函数 (EDF) 表现为非麦克斯韦分布, 这将导致麦克斯韦平衡分布假设下导出的理论结果与实验数据出现明显偏差^[8-10]. Matte 等^[11] 发现当激光较强时, EDF 表现为超高斯分布 $f_m(v) \propto e^{-(v/v_m)^m}$, $\alpha = Z(v_{os}/v_{te})^2$ 越大则 $m = 2 + 3/(1 + 1.66\alpha^{-0.724})$ 越大, EDF 偏离平衡分布的程度越高. 其中 $v_{te} = \sqrt{T_e/m_e}$ 为电子热速度, $v_{os} = eE/m_e\omega_0$ 为电子在激光场中的振荡速度. Liu 等^[12] 采用等离子体探针发现电子分布表现为超高斯分布. Langdon^[13] 和 Bendib^[14] 认为电子-电子碰撞项 $R_{eq} = \frac{1}{2}m_e v_{te}^2 \nu_{ee}$ 使电子趋于平衡分布, 而与逆韧致吸收有关的电子-离子碰撞项 $R_{heat} = \frac{1}{2}m_e v_{os}^2 \nu_{ei}$ 则使得电子偏离平衡分布, 当 $R_{eq} < R_{heat}$ 时, 电子分布函数由 IBA 主导, 能谱中电子主要集中于中间能段, 使得电子数目在中间能段变得平坦. Weng 等^[15] 发现激光强度越大, EDF 越偏离平衡分布, 并造成电子-离子碰撞频率和逆韧致吸收系数的下降, 在 $v_{os} \gg v_{te}$ 条件下 EDF 不满足超高斯分布, 需要在 v_{os} 的振荡坐标系下考虑. Mora 和 Yahia^[16] 以及 Bibi 和 Matter^[17] 发现超高斯分布函数的 $3v_{te}-4v_{te}$ 这部分电子数目明显少于麦克斯韦分布, 而这部分电子 (尤其是 $v = 3.7v_{te}$) 是热流的主要携带者, 从而实际电子超高斯分布给出的热流小于电子麦克斯韦分布假设下给出的局域 S-H 热流.

在电子分布表现为超高斯特征的前提下, 研究发现, 局域 S-H 电子热流给出的热流 $Q_{SH} = -\kappa_{SH}\nabla T_e$ 在温度梯度较大时可能超过电子自由流 $Q_{fs} = n_e T_e \sqrt{T_e/m_e}$, 不符合物理预期^[16]. 为了解决这个难题, 辐射流体程序通常采用局域 SH 电子热流与电子自由流的并联限流 $Q = Q_{SH} \cdot f_e Q_{fs} / (|Q_{SH}| + f_e Q_{fs})$, 其中 f_e 是人为取定的限流因子, 这个热流也被称为限流的局域 S-H 电子热流. Holstein 等^[18] 在对比限流的局域 S-H 电子热传导模型、非局域电子热传导模型和 Fokker-Planck 模拟时发现局域的限流 S-H 电子热传导模型不能准确描述低密度区域电子温度, 部分区域甚至存在热传导系数为负的现象, 而非局域热传导模型给出的温度分布更符合 Fokker-Planck 结果. Epperlein 和 Short^[19] 也研究发现了冕区存在热传导系数为负的现象. Mora 和 Yahia^[16] 以及 Zhu 和 Gu^[20] 从局域 S-H 热传导理论推导出发, 研究发现当克努森数 $\epsilon = \lambda_e/L_e > 2 \times 10^{-3}$ 时, 局域 S-H 电子热流完全不适用,

其中, 2×10^{-3} 为局域 S-H 理论的临界值, $\lambda_e = T_e^2/[4\pi(Z+1)n_e e^4 \ln \Lambda]$, $L_e = T_e/(dT_e/dl)$ 分别为电子平均自由程和电子温度梯度标长. 赵斌和郑坚^[21] 用 Fokker-Planck 程序模拟了电子的非局域热输运问题, 发现等离子体冕区存在热流受限的现象, 即 Fokker-Planck 给出的电子热流几乎为 0, 而限流的局域 S-H 电子热传导模型给出了很大的热流, 非局域电子热传导模型给出的热流更符合 Fokker-Planck 模拟结果. 在激光聚变实验中, Hall 等^[7] 在研究 NIF 不同密度气体填充实验的受激拉曼散射 (SRS) 散射光谱时发现, 实验上 525 nm 散射光对应于 Deplete 程序的 540 nm, 散射光存在红移现象, 主要原因可能是流体模拟给出的等离子体状态温度过高.

本文将针对黑腔等离子体的特征, 利用 1D3V 的粒子模拟程序 (particle-in-cell, PIC) Ascent、辐射流体程序 RDMG 和无热流的简单光路追踪理论模型来研究强度为 $I_0 = 10^{15}$ W/cm² 的三倍频激光在 Au 等离子体中的能量沉积、电子分布函数和电子热流. 通过对比分析, 考察辐射流体程序在预估等离子体状态时的可靠性.

2 辐射流体模型与简单光路追踪模型

强激光在等离子体的传播过程中, 主要通过逆韧致过程将能量交给等离子体中的电子, 然后通过电子-离子碰撞将一部分能量交给离子, 从而转化为等离子体的动能. 同时, 激光还可以通过激发等离子体中的波粒相互作用发生能量交换, 通常被称为反常吸收. 辐射流体模型的基本方程组为

$$\begin{cases} \frac{d}{dt} \mathbf{u} = -\frac{1}{\rho} \nabla (P_e + P_i + P_r + q), \\ \frac{d}{dt} (C_{Ve} T_e + V) = -\frac{1}{\rho} \nabla \cdot \mathbf{F}_e - P_e \frac{d}{dt} \left(\frac{1}{\rho} \right) + W_1 - W_{ei} - W_r, \\ \frac{d}{dt} (C_{Vi} T_e) = -\frac{1}{\rho} \nabla \cdot \mathbf{F}_i - P_i \frac{d}{dt} \left(\frac{1}{\rho} \right) + W_{ei}. \end{cases} \quad (1)$$

辐射流体模型假设电子、离子各自处于麦克斯韦平衡分布, W_1 表示激光通过等离子体的逆韧致吸收过程沉积的能量, $W_{ei} = W_{eio}(T_e - T_i)$ 表示电子-离子交换的能量. \mathbf{F}_e 表示电子热流, 采用 S-H 电子热流 $Q_{SH} = -K_e \nabla T_e$ 和电子自由流 $Q_{fs} = n_e T_e \sqrt{T_e/m_e}$ 的并联限流. 其中 f_e 为限流因子, 是一

个人为可调的常数参量.

$$F_e = \frac{f_e Q_{is} Q_{SH}}{f_e Q_{is} + |Q_{SH}|}. \quad (2)$$

为了评估电子热流对激光能量沉积和电子温度分布的影响, 本文另外给出了一个无流动无热流的简单光路追踪理论模型. 激光沿着光路通过 IBA 过程在等离子体中沉积能量, 等离子体中电子温度上升, 通过能量弛豫过程将一部分能量交给离子. 这里电子、离子仍假定各自处于麦克斯韦平衡分布, τ_e^{ei} 为电子-离子能量弛豫时间.

$$\begin{cases} \frac{\partial T_e}{\partial t} = -(T_e - T_i)/\tau_e^{ei}, \\ \frac{\partial T_i}{\partial t} = Z(T_e - T_i)/\tau_e^{ei}, \\ \frac{3}{2} n_e \frac{\partial T_e}{\partial t} = \kappa_s I, \\ \frac{dI}{dx} = -\kappa_s I. \end{cases} \quad (3)$$

为了避免普遍意义下的逆韧致吸收系数 κ_s 在临界面出现奇点, 这里仍采用 WKB 近似, 而通过电磁波在等离子体中的色散关系求解波数 k 的实部与虚部时, 不去假设 $k_R \gg k_I$ 而取 $k_R = bk_I$,

$$\begin{cases} b = \left(\frac{n_c}{n_e} - 1\right) \left(\frac{\omega_0}{\nu_{ei}}\right) + \sqrt{\left(\frac{n_c}{n_e} - 1\right)^2 \left(\frac{\omega_0}{\nu_{ei}}\right)^2 + 1}, \\ \kappa_s = \sqrt{\frac{2n_e \nu_{ei}}{bn_c \omega_0}} \left(\frac{\omega_0}{c}\right). \end{cases} \quad (4)$$

在 $n_e \ll n_c$ 的低密度区域, (4) 式回归普遍意义下的 $\kappa_s = \frac{\nu_{ei}}{c} \frac{n_e/n_c}{\sqrt{1 - n_e/n_c}}$; 在临界面附近, (4) 式与朱少平和古培俊^[22] 对 κ_s 的处理一致. 考虑到临界面附近的共振吸收, 本文近似认为 $\eta = 10\%$ 份额的能量通过隧穿效应沉积在临界面.

3 辐射流体的热传导限流模型需要修正

在间接驱动方式激光聚变实验中, 激光从两端注入黑腔, 穿过黑腔充气区域烧蚀金壁材料并膨胀形成指数分布密度特征的高 Z 等离子体. 黑腔中的填充气体, 通常是惰性气体 He 或者辛戊烷气体, 会在 X 射线辐照或者激光辐照下迅速离化, 形成低密度等离子体抑制高 Z 等离子体的迅速膨胀^[2]. 本文针对黑腔等离子体的特征, 利用含 Monte-

Carlo 两体碰撞建模的 PIC 程序 Ascent1D、辐射流体程序 RDMG 和无热流的理论光路追踪模型对比研究了强度为 $I_0 = 10^{15}$ W/cm² 的三倍频激光 ($\lambda_0 = 351$ nm) 从左侧 ($x = x_1 = 0$) 辐射密度为指数分布 $n_e = n_c e^{(x-x_c)/L}$ 的 Au 等离子体的激光能量沉积和电子热流. 模拟空间尺度为 (0—500 λ_0), 初始等离子体分布在 50 λ_0 —450 λ_0 , 临界面位置为 $x_c = 418\lambda_0$, 等离子体标长为 $L = 80\lambda_0$, 模拟时间尺度为 5000 T_0 , 初始温度分别为 $T_e = 1$ keV, $T_i = 0.25$ keV. 在这个条件下, 参量不稳定过程受到抑制没有增长起来. 等离子体的电子分布函数具有良好的各向同性 ($v_{te} \approx 5v_{os}$), 且临界面的等离子体也没有强耦合效应.

在强激光的辐照下, 等离子体电子分布函数逐渐偏离麦克斯韦分布, 表现为低能段电子数目减少. 原因是低能电子更容易从高频激光场中得到能量, 而电子-电子碰撞的能量弛豫时间为 $\tau_e^{ee} = 3/4\sqrt{2\pi} \cdot \sqrt{m_e T_e^3} / (n_e e^4 \ln \Lambda) \approx 0.476$ ps = 407 $T_0 \gg T_0$, 故激光加载过程中电子-电子碰撞不足以使光路上的电子回到麦克斯韦平衡分布 ($R_{heat} = \frac{1}{2} m_e v_{os}^2 \nu_{ei} > R_{eq} = \frac{1}{2} m_e v_{te}^2 \nu_{ee}$)^[14]. 在过去的电子分布函数研究工作中, 通常用特征量 $\alpha = Z(v_{os}/v_{te})^2$ 来描述电子分布函数的非平衡性^[8,11]. 其中, $v_{os} = eE/(m_e \omega_0)$ 表示电子在激光场中的振荡速度, $v_{te} = \sqrt{k_B T_e/m_e}$ 表示电子热运动的速度. 特征量 $\alpha = Z(v_{os}/v_{te})^2 = R_{heat}/R_{eq}$ 可以很好地表征电子分布函数的非平衡性. 在强逆韧致吸收的条件下, 电子分布函数仍保持着各向同性, 并表现为超高斯分布^[11]

$$\begin{cases} f(v) = C_m e^{-(v/v_m)^m}, \\ m = 2 + \frac{3}{1 + 1.66/\alpha^{0.724}}, \end{cases} \quad (5)$$

当 $\alpha \rightarrow 0$ (无激光) 时, $m = 2$, 电子分布函数回归麦克斯韦分布; 当 $\alpha \rightarrow \infty$ (等离子体热速度趋于 0) 时, $m = 5$, 电子分布函数表现为极端超高斯分布.

如图 1 所示, PIC 模拟给出的电子分布函数与超高斯分布非常符合, 在低密度区域 ($x = 100\lambda_0$), $T_e = 1.53$ keV, $\alpha = 1.49$, $m = 3.34$, 在高密度区域 ($x = 300\lambda_0$), $T_e = 2.52$ keV, $\alpha = 0.66$, $m = 2.93$. 这与理论上低密度区域光强更大, 电子分布函数更偏离麦克斯韦分布的结果一致. 从图 1 可以发现, PIC 统计的高能段电子数目高于超高斯分布, 而低于麦

克斯韦分布. 实际 EDF 尾端处于 $3v_{te}$ — $4v_{te}$ 的电子数目低于麦克斯韦分布近似下的电子数目, 而这部分电子对电子热流贡献最大^[16,17], 因此实际热流小于局域 S-H 热流 Q_{SH} . 辐射流体通过简单的并联限流来减小 Q_{SH} , 从而与实际电子热流更为符合.

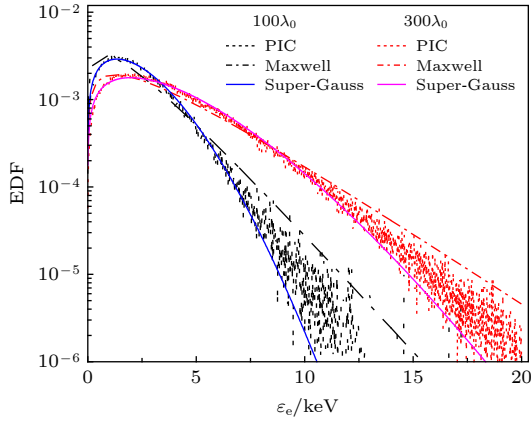


图 1 电子的能量分布函数 (PIC 统计的电子分布函数严重偏离了同一个温度对应的麦克斯韦平衡分布, 而在低能段与相应的超高斯分布非常符合, 其中 $0.02 n_c$ ($100\lambda_0$) 处 $T_e = 1.53$ keV, $\alpha = 1.49$, $m = 3.34$; $0.23 n_c$ ($300\lambda_0$) 处 $T_e = 2.52$ keV, $\alpha = 0.66$, $m = 2.93$; 在高能段, 电子分布函数介于麦克斯韦分布和超高斯分布之间, 这部分电子对热流贡献最大)

Fig. 1. Electron distribution function (dotted lines) from PIC simulation in comparison with a Maxwell equilibrium distribution (dashed and dotted lines) and a super-Gaussian distribution (solid lines). The low-energy electron distribution from PIC simulation is well fitted to the super-Gaussian distribution. PIC simulation shows that the number of energetic electrons ($3v_{te} - 4v_{te}$) is more than that from Maxwell equilibrium distribution, but less than that from super-Gaussian distribution. These energetic electrons play an important role in electron heat flux.

为了研究辐射流体模拟中限流的局域 S-H 电子热流与实际电子热流是否一致, 本文统计了 PIC 模拟各个区域的热流, 一种按热流的定义式 $F_e = n_e \langle \epsilon_e v_e \rangle$ 进行统计, 另一种按限流的局域 S-H 电子热流 ((2) 式) 进行计算. 如图 2 所示, 在高密度区域, 限流的局域 S-H 电子热流具有一定的适用性, 但热流 F_e 严重依赖于限流因子 f_e . $0.23 n_c$ — $0.43 n_c$ ($300\lambda_0$ — $350\lambda_0$) 区域的限流因子取 0.05 较为合适, 而 $0.43 n_c$ — $0.80 n_c$ ($350\lambda_0$ — $400\lambda_0$) 区域的限流因子则取 0.09 较为合适. 这与理论上的限流因子 f_e 随着驱动激光的增强而减小, 随着热阻增强而减小相一致. 辐射流体对空间尺度较大的等离子体中的限流因子取一个固定值会引入明显的误差.

在低密度区域, PIC 模拟出现了热流受限现象: 按热流定义式 $F_e = n_e \langle \epsilon_e v_e \rangle$ 统计的热流远小于限流的局域 S-H 电子热流. 这与赵斌和郑坚^[21] 的 Fokker-Planck 模拟结果一致. 在 $0.12 n_c$ — $0.23 n_c$ ($250\lambda_0$ — $300\lambda_0$) 之间甚至出现了热传导系数为负的现象, 需要用非局域热传导模型做出解释^[18,19].

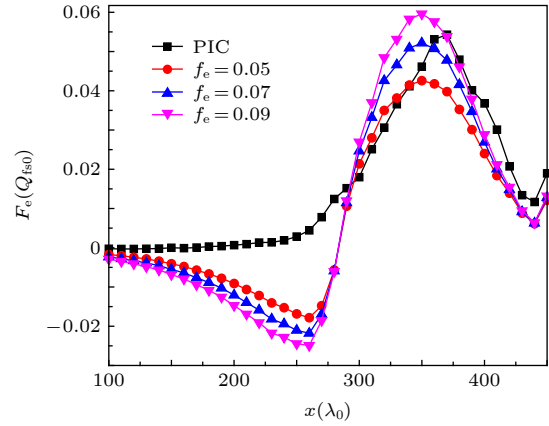


图 2 等离子体中的电子热流 F_e (热流以 $(1 n_c, 1 \text{ keV})$ 对应的电子自由流 $Q_{fs0} = 1.936 \times 10^{19} \text{ J}/(\text{cm}^2 \cdot \text{s})$ 为单位; 限流的 S-H 电子热流无法解释等离子体冕区存在的热流受限现象, 而与高密度区域的电子热流比较符合; 但电子热流严重依赖于限流因子 f_e , 需要根据不同位置的光强和电子温度调整 f_e 的大小)

Fig. 2. Electron heat flux (black line) from PIC simulation in comparison with that from flux-limited S-H model for $f_e = 0.05, 0.07, 0.09$. The unit of the electron heat flux F_e is the electron free stream Q_{fs0} ($1 n_c, 1 \text{ keV}$) = $1.936 \times 10^{19} \text{ J}/(\text{cm}^2 \cdot \text{s})$. In the high density region, the electron heat flux from the limited S-H agrees well with PIC simulation result. But in the coronal region, the electron heat flux from the flux-limited S-H is much larger than that from PIC simulation.

本文进一步统计了等离子体各个位置的电子温度和激光到达各个位置的相对光强, 如图 3 和图 4 所示. 一方面, 在低密度区域, 光强衰减速度一致, 无热流的简单光路追踪理论模型的电子温度与 PIC 较为符合, 而采用限流的局域 S-H 电子热流的 RDMG 程序给出的电子温度则明显高于 PIC 模拟结果. 这是因为 RDMG 程序的限流的局域 S-H 电子热流加热了低密度区域等离子体, 而 PIC 模拟发生了热流受限现象. 另一方面, 低密度区域的温度梯度比高密度区域更大, 温度梯度标长更小; 低密度区域的密度远低于高密度区域, ν_{ee}, ν_{ei} 更小, 电子平均自由程 $\lambda_e = v_{te}/(\nu_{ee} + \nu_{ei})$ 更大, 因此低密度区域克努森数 $\epsilon = \lambda_e/L_e$ 更大. 当克

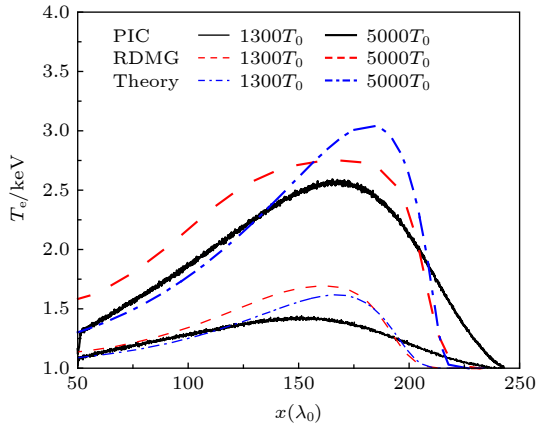


图 3 电子温度的空间分布 (上方三条粗线对应 $5000T_0$, 下方三条细线对应 $1300T_0$, 蓝色点线 Theory 表示无热流的光路追踪理论模型; 等离子体冕区温度梯度大, 克努森数超过临界值, 限流的局域 S-H 电子热流无法准确描述电子热流, 造成了 RDMG 对冕区电子热流的高估, 从而高估了电子温度; 高密度部分区域由于实际 IBA 系数低于理论值, 导致 RDMG 和无热流光路追踪模型估计的电子温度高于 PIC 结果)

Fig. 3. Electron temperature from PIC simulation (solid lines) in comparison with that from radiation hydrodynamic simulation RDMG (dashed lines) and that from the optical path tracking model without heat flux (dashed and dotted lines). In the coronal region, the limited-flux S-H predicts too large electron heat flux and results in too high electron temperature from RDMG.

努森数 ϵ 大于 S-H 理论的临界值 2×10^{-3} 时, 局域 S-H 电子热流完全不适用 [16,20]. $\epsilon(x=100\lambda_0)=0.011 > 2 \times 10^{-3}$, $\epsilon(x=300\lambda_0)=7.58 \times 10^{-4} < 2 \times 10^{-3}$, 因此局域 S-H 电子热流在低密度区域完全不适用, 即使采用并联限流的处理方式也不能使理论热流与实际热流相符合; 而高密度区域限流的局域 S-H 电子热流具有一定的适用性. 热流受限导致辐射流体高估了等离子体冕区的热流, 从而高估了冕区的电子温度, 造成 SRS 散射光谱出现红移 [7]. 而高密度区域 RDMG 和无热流光路追踪理论模型的电子温度高于 PIC 模拟结果是因为理论 IBA 系数 $\kappa_s = \frac{\nu_{ei}}{c} \frac{n_e/n_c}{\sqrt{1-n_e/n_c}}$ 随密度急剧增大, 而实际 IBA 系数随电子-离子碰撞频率 ν_{ei} 的变化相对平缓 [23].

4 结 论

本文利用含 Monte-Carlo 两体碰撞的一维 1D3V 的 PIC 程序 Ascent、辐射流体程序 RDMG 以及无热流的光路追踪理论模型模拟了激光聚变

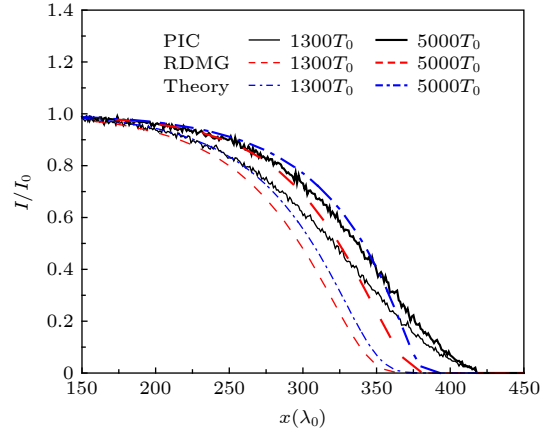


图 4 等离子体中的光强衰减图 (上方三条粗线对应 $5000T_0$, 下方三条细线对应 $1300T_0$, 蓝色点线 Theory 表示无热流的光路追踪理论模型; 由于高密度区域实际 IBA 系数低于理论值, 导致 RDMG 和无热流光路追踪模型高估了能量沉积, 激光衰减更快而无法到达临界面)

Fig. 4. Decay curves of laser intensity from PIC simulation (solid lines) in comparison with that from radiation hydrodynamics simulation RDMG (dashed lines) and that from the optical path tracking model without heat flux (dashed and dotted lines). In the high density region, the inverse Bremsstrabs absorption coefficient is smaller than the classical expression $\kappa_s = \frac{\nu_{ei}}{c} \frac{n_e/n_c}{\sqrt{1-n_e/n_c}}$, so the laser intensity from PIC simulation is higher than that from RDMG and the optical path tracking model.

黑腔中激光在金等离子体中的能量沉积以及激光光路上金等离子体的电子热流. 对比发现, 等离子体冕区存在热流受限现象, 限流的局域 S-H 电子热流不适用的原因是温度梯度标长较小而电子平均自由程较大, 克努森数大于局域 S-H 理论的临界值. 在高密度区域, RDMG 采用限流的局域 S-H 电子热流基本上是成立的, 但不同区域的限流因子应有不同, 需要根据当地光强和电子温度估计限流因子. 实际 IBA 系数随 ν_{ei} 的变化比理论 $\kappa_s = \frac{\nu_{ei}}{c} \times \frac{n_e/n_c}{\sqrt{1-n_e/n_c}}$ 更为平缓, 辐射流体模拟的 IBA 系数在高密度区域需要乘一个小于 1 的修正因子. 本文可促进理解在等离子体状态研究中辐射流体模拟和实验观察之间的差别.

参考文献

[1] Lindl J 1995 *Phy. Plasma* **2** 3933
 [2] Hinkel D E, Edwards M J, Li Y T, et al. 2013 *Plasma Phys. Controlled Fusion* **55** 124015
 [3] Batani D, Baton S, Casner A, et al. 2014 *Nucl. Fusion* **54** 054009

- [4] Kirkwood R K, Moody J D, Kline J, et al. 2013 *Plasma Phys. Controlled Fusion* **55** 103001
- [5] Spitzer L, Härm R 1953 *Phys. Rev.* **89** 977
- [6] Hurricane O A, Callahan D A, Springer P T, et al. 2019 *Plasma Phys. Controlled Fusion* **61** 014033
- [7] Hall G N, Jones O S, Strozzi D J, et al. 2017 *Phys. Plasmas* **24** 052706
- [8] Decker C D, Mori W B, Dawson J M, et al. 1994 *Phys. Plasmas* **1** 4043
- [9] Porshnev P, Bivona S, Ferrante G 1994 *Phys. Rev. E* **50** 3943
- [10] Fourkal E, Bychenkov V Y, Rozmus W, et al. 2001 *Phys. Plasmas* **8** 550
- [11] Matte J P, Lamoureux M, Moller C, et al. 1988 *Plasma Phys. and Controlled Fusion* **30** 1665
- [12] Liu J M, Groot J S, Matte J P, et al. 1994 *Phys. Rev. Lett.* **72** 2717
- [13] Langdon A B 1980 *Phys. Rev. Lett.* **44** 575
- [14] Bendib A 2017 *Phys. Plasmas* **24** 070702
- [15] Weng S M, Sheng Z M, Zhang J 2009 *Phys. Rev. E* **80** 056406
- [16] Mora P, Yahi H 1982 *Phys. Rev. A* **26** 2259
- [17] Bibi F A, Matte J P 2002 *Phys. Rev. E* **66** 066414
- [18] Holstein P A, Delettrez J, Skupsky S, Matte J P 1986 *J. Appl. Phys.* **60** 2296
- [19] Epperlein E M, Short R W 1991 *Phys. Fluids B* **3** 3092
- [20] Zhu S P, Gu P J 1999 *Chin. Phys. Lett.* **16** 520
- [21] Zhao B, Zheng J 2012 *Sci. Sin. Phys. Mech. Astron.* **42** 1196 (in Chinese) [赵斌, 郑坚 2012 中国科学: 物理学 力学 天文学 **42** 1196]
- [22] Zhu S P, Gu P J 1999 *High Power Laser Part. Beams* **11** 687 (in Chinese) [朱少平, 古培俊 1999 强激光与粒子束 **11** 687]
- [23] Klimo O, Tikhonchuk V T, Ribeyre X, et al. 2011 *Phys. Plasmas* **18** 082709

Heat flow of laser-ablated gold plasma in inertial confinement fusion hohlraum*

Zhang En-Hao¹⁾ Cai Hong-Bo^{2)3)†} Du Bao²⁾ Tian Jian-Min¹⁾

Zhang Wen-Shuai²⁾ Kang Dong-Guo²⁾ Zhu Shao-Ping^{1)2)4)‡}

1) (*Graduate School, China Academy of Engineering Physics, Beijing 100088, China*)

2) (*Institute of Applied Physics and Computational Mathematics, Beijing 100094, China*)

3) (*Center for Applied Physics and Technology, Peking University, Beijing 100871, China*)

4) (*Science and Technology on Plasma Physics Laboratory, Laser Fusion Research Center,*

China Academy of Engineering Physics, Mianyang 621900, China)

(Received 18 September 2019; revised manuscript received 25 November 2019)

Abstract

When evaluating the plasma parameters in inertial confinement fusion, the flux-limited local Spitzer-Härm (S-H) model in radiation hydrodynamics simulations may be invalid when electron temperature gradient is too large. In other publications, the electron distribution function (EDF) could be explained by comparing the energy equipartition rate $R_{\text{eq}} = \frac{1}{2}m_e v_{\text{te}}^2 \nu_{\text{ee}}$ with the heating rate $R_{\text{heat}} = \frac{1}{2}m_e v_{\text{os}}^2 \nu_{\text{ei}}$. When the condition $R_{\text{heat}} \sim R_{\text{eq}}$ is satisfied, the EDF deviates from Maxwell equilibrium distribution, and is well fitted to the super-Gaussian distribution $f(\mathbf{v}) = C_m e^{-(v/v_m)^m}$ with the index m ($2 < m < 5$). The number of energetic electrons of the super-Gaussian distribution is less than that of the Maxwell distribution, which plays an important role in electron heat flux, especially for electrons of $3.7v_{\text{te}}$. So electron heat flux of the super-Gaussian distribution is smaller than that of the Maxwell distribution. In this paper, EDF and electron heat flux in laser-produced Au plasma are simulated by using 1D3V PIC code (Ascent). It is found that in the coronal region, the laser intensity is larger, and the electron temperature is lower than the high-density region. So $\alpha = Z(v_{\text{os}}/v_{\text{te}})^2 > 1$, $R_{\text{heat}} > R_{\text{eq}}$, the EDF is well fitted to super-Gaussian distribution, where the index m is evaluated to be 3.34. In this region, the large electron temperature gradient leads to a small temperature scale length ($L_e = T_e / (\partial T_e / \partial x)$), but the low e-e and e-i collision frequencies lead to a large electron mean-free-path (λ_e). So the Knudsen number λ_e / L_e is evaluated to be 0.011, which is much larger than the critical value 2×10^{-3} of the S-H model, flux-limited local S-H electron heat flux is invalid. As a result, the limited-flux S-H predicts too large an electron heat flux, which results in much higher electron temperature of radiation hydrodynamics simulation than that of SG experiments. This heat flux inhibition phenomenon in coronal region cannot be explained by the flux-limited local S-H model, and non-local electron heat flux should be considered. In the high density region, the laser intensity is weaker, and the electron temperature is higher, so $\alpha = Z(v_{\text{os}}/v_{\text{te}})^2 < 1$, $R_{\text{heat}} < R_{\text{eq}}$, but EDF is still well fitted to super-Gaussian distribution, where the index m is evaluated to be 2.93. In this region, L_e is larger, λ_e is smaller, so the Knudsen number is smaller, which is evaluated to be $7.58 \times 10^{-4} < 2 \times 10^{-3}$. As a result, The flux-limited local S-H electron heat flux is valid. However, the electron heat flux depends on the flux limiting factor (f_e) that varies with laser intensity and electron temperature.

Keywords: electron distribution function, Knudsen number, heat flux inhibition, flux limiting factor

PACS: 52.25.Kn, 52.30.-q, 52.38.-r, 52.38.Dx

DOI: 10.7498/aps.69.20191423

* Project supported by the Science Challenge Project, China (Grant No. TZ2016005), the National Key R&D Program of China (Grant No. 2016YFA0401100), the Program of Joint Funds of the National Natural Science Foundation of China (Grant No. U1730449), and the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11975055, 11575030).

† Corresponding author. E-mail: cai_hongbo@iapcm.ac.cn

‡ Corresponding author. E-mail: zhu_shaoping@iapcm.ac.cn