

专题: 极端条件原子分子动力学 · 封面文章

动态响应和屏蔽效应对稠密等离子体中 电子离子能量弛豫的影响*

林成亮 何斌[†] 吴勇[‡] 王建国

(北京应用物理与计算数学研究所, 计算物理全国重点实验室, 北京 100088)

(2024 年 11 月 1 日收到; 2024 年 12 月 4 日收到修改稿)

非平衡稠密等离子体中电子离子能量弛豫对理解惯性约束聚变、实验室等离子体和天体物理中的非平衡演化以及宏观热力学和输运性质至关重要。受密度及温度等环境效应的影响, 等离子体中多种物理效应之间的竞合作用共同主导电子离子能量弛豫过程。本文从量子 Lenard-Balescu 动理学方程出发, 建立了考虑电子和离子集体激发及其耦合效应的能量弛豫模型, 并在此基础上采用电子离子解耦、静态极限和长波近似构建了不同的简化模型, 系统研究了静态屏蔽、动态屏蔽、电子和离子等离激元激发及其耦合等效应对电子离子能量弛豫的影响机制。通过不同模型之间的对比, 发现电子离子集体激发之间的耦合效应以及中等波长和短波区间的屏蔽效应对温热稠密等离子体中电子离子能量弛豫有着显著的影响。这一结论表明, 准确描述等离子体中的动态响应和屏蔽效应将制约着相关物理体系中非平衡演化建模的精确性和有效性。

关键词: 能量弛豫, 温热稠密物质, 等离子体屏蔽, 等离子体动态响应**PACS:** 51.10.+y, 34.80.Bm, 52.25.Mq, 52.55.Dy**DOI:** 10.7498/aps.74.20241588**CSTR:** 32037.14.aps.74.20241588

1 引言

双温非平衡稠密等离子体广泛存在于惯性约束聚变^[1-6]、激光驱动等离子体^[7,8]、超冷等离子体^[9,10]和天体环境^[11]等体系中。在惯性约束聚变模拟中, 描述电子-离子温度平衡的能量转移率是模拟冲击波通过壳体传播和中心热斑形成的核心输入参量之一^[2]。在双温非平衡稠密等离子体内, 电子和离子之间通过弹性和非弹性碰撞过程以及集体激发之间的耦合相互作用进行能量转移, 并向完全热力学平衡状态弛豫以便达到同一热力学温度。因此, 精确了解等离子体内不同种类粒子之间的能量转移率对于确定非平衡系统的温度平衡时间、热力学

和输运性质至关重要。

双温非平衡等离子体中离子和电子之间的弛豫理论最初是由 Landau 和 Spitzer 发展^[12,13]。在他们的理论中引入了库仑对数 $\ln(b_{\max}/b_{\min})$ 来描述电子和离子的两体碰撞过程, 这里 b_{\max} 和 b_{\min} 分别表征远程静态屏蔽效应和近程相互作用中的强碰撞或量子衍射效应。近些年来, 为得到更合理准确的参数 b_{\max} 和 b_{\min} , 或为了对电子离子能量输运过程进行更细致的描述, 人们发展了不同的理论模型^[3,14-21]。同时得益于现代计算机的发展, 分子动力学模拟^[22-26]和蒙特卡罗模拟^[27,28]等数值方法也在等离子体中电子离子能量弛豫和温度平衡等问题的研究中得到了广泛的应用。然而, 由于温热稠密体系中电子部分简并和离子强耦合等效效应之间的竞合作用,

* 国家重点研发计划 (批准号: 2022YFA1602500) 和国家自然科学基金 (批准号: 12474277, 12274039, U2430208) 资助的课题。

[†] 通信作者。E-mail: hebin-rc@163.com

[‡] 通信作者。E-mail: wu_yong@iapcm.ac.cn

人们需要进一步深入认识不同物理效应带来的影响, 以便建立高保真且便于应用的物理模型. 针对双温稠密等离子体内电子和离子能量弛豫和温度平衡, 需要厘清: 1) 静态屏蔽效应、动态屏蔽效应、电子离子的等离激元激发及其耦合、电子简并以及离子强耦合等效应是如何影响电子离子能量弛豫过程? 2) 在温热稠密条件下, 何种或哪些物理效应主导电子离子能量弛豫的过程? 因此, 深入研究和明晰温热稠密双温等离子体内的能量转移机制, 不仅可以更深一步了解电子离子能量弛豫和温度平衡过程, 还能为实际应用需求中的能量转移率和弛豫时间建模提供坚实的理论支撑.

本文基于量子 Lenard-Balescu 动理学框架, 系统研究动态响应和屏蔽效应对双温稠密等离子体中电子离子能量弛豫过程的影响. 第 2 节详细阐述考虑电子和离子集体激发及其耦合效应的能量弛豫模型, 以及如何引入不同的理论近似来分离出不同的物理效应; 第 3 节展示计算结果并讨论不同物理效应对电子离子能量弛豫影响的物理机制; 第 4 节对本文的研究工作做简短的总结和展望.

2 理论方法

2.1 能量弛豫和库仑对数

本文研究的等离子体是由密度为 n_e 和温度为 T_e 的电子体系, 以及价态为 z_i 、密度为 n_i 和温度为 T_i 的离子体系组成. 为方便后续表达, 在此引入 Brueckner 参数 r_S 和电子的简并参数 θ_e :

$$r_S = \frac{1}{a_B} \left(\frac{3}{4\pi n_e} \right)^{1/3}, \quad \theta_e = \frac{2m_e k_B T_e}{\hbar^2 k_F^2}, \quad (1)$$

其中 k_B 为玻尔兹曼常数, a_B 为玻尔半径, 费米波矢定义为 $k_F = (3\pi^2 n_e)^{1/3}$.

在此双温双组分等离子体中, 电子体系和离子体系间的平衡弛豫过程由能量转移速率来描述^[3]:

$$\frac{d\mathcal{E}_i}{dt} = \mathcal{R}_{ie} (T_i - T_e), \quad (2)$$

其中 \mathcal{E}_i 为离子体系的能量. 根据等离子体体系的总能量守恒, 电子体系的能量演化由关系 $d\mathcal{E}_e/dt = -d\mathcal{E}_i/dt$ 确定. \mathcal{R}_{ie} 为电子离子耦合参数, 可以表示为

$$\mathcal{R}_{ie} = \frac{4\sqrt{2}\pi z_i^2 e^4 n_e n_i k_B}{(4\pi\epsilon_0)^2 m_i m_e} \left(\frac{k_B T_e}{m_e} + \frac{k_B T_i}{m_i} \right)^{-3/2} \mathcal{L}_{ei}, \quad (3)$$

其中, m_e 和 m_i 分别为电子和离子的质量; ϵ_0 是真

空介电系数; \mathcal{L}_{ei} 是描述电子与离子间碰撞强度的因子, 通常称为库仑对数. 考虑电子的静态屏蔽效应和电子的量子统计特性, 不需要引入额外的截断参数就可以采用下式计算库仑对数^[17,29]:

$$\mathcal{L}_{ei} \approx \int_0^\infty \frac{dk}{k} \frac{f_e(k/2)}{(1 + \kappa_e^2/k^2)^2}, \quad (4)$$

式中 $f_e(y) = [\exp(y^2/\theta_e - \eta_e) + 1]^{-1}$ 为电子的费米-狄拉克分布函数; κ_e 为电子的屏蔽系数, 由公式

$$\kappa_e^2 = \frac{2k_F \theta_e^{1/2}}{\pi a_B} \int_0^\infty dx \frac{x^{-1/2}}{e^{x-\eta_e+1}} \quad (5)$$

计算得到, 其中 $\eta_e = \mu_e/(k_B T_e)$ 是电子的约化化学势, 由下式确定:

$$\frac{2}{3\theta_e^{3/2}} = \int_0^\infty dx \frac{x^{1/2}}{e^{x-\eta_e+1}}. \quad (6)$$

2.2 基于量子 Lenard-Balescu 动理学的库仑对数和能量弛豫模型

在量子 Lenard-Balescu 动理学框架中, 电子体系和离子体系之间的动量 ($\hbar\mathbf{k}$) 和能量 ($\hbar\omega$) 的交换由等离子体的介电响应描述. 其中 \hbar 为约化普朗克常数, \mathbf{k} 和 ω 分别为波矢和频率. 在之前的研究中, 我们发现双组分等离子体中离子体系介电响应的贡献主要来源于离子声波所描述的集体响应模式^[3]. 在此基础上通过引入离子介电响应的单级近似来描述离子声波响应模式, 可以得到下述广义库仑对数^[3]:

$$\mathcal{L}_{ei}^{\text{IAD}} = \mathcal{L}_0 \int_0^\infty \frac{dk}{k} W_{\text{IAD}}(k), \quad (7)$$

$$W_{\text{IAD}}(k) = \mathcal{N}_{ei}(\omega_{\text{iad}}) \mathcal{D}_{ee}(k, \omega_{\text{iad}}) \mathcal{C}_{ei}(k, \omega_{\text{iad}}), \quad (8)$$

其中 $\mathcal{L}_0 = \frac{3\sqrt{\pi}}{4} \theta_e^{3/2} \left(1 + \frac{m_e T_i}{m_i T_e} \right)^{3/2}$. 此处 ω_{iad} 表征等离子体中的离子声波的色散关系, 它与等离子体中离子的结构因子 $S_{ii}(k)$ 紧密地联系在一起, 可以根据关系式 $\omega_{\text{iad}}^2 = k_B T_i k^2 / [m_i S_{ii}(k)]$ 计算^[30]. 函数 $\mathcal{N}_{ei}(\omega)$ 描述能量交换过程中电子和离子集体激发模式之间的差异, 见下式:

$$\mathcal{N}_{ei}(\omega) = \frac{\hbar\omega \left[n_B \left(\frac{\hbar\omega}{k_B T_i} \right) - n_B \left(\frac{\hbar\omega}{k_B T_e} \right) \right]}{k_B (T_i - T_e)}, \quad (9)$$

其中 $n_B(x) = 1/(e^x - 1)$ 为玻色函数. 函数 $\mathcal{D}_{ee}(k, \omega)$ 表征电子体系的介电响应:

$$\mathcal{D}_{ee}(k, \omega) = \frac{4\pi\epsilon_0\hbar^3k^3}{2e^2m_e^2\omega} \text{Im}\epsilon_{ee}^{-1}(k, \omega). \quad (10)$$

函数 $\mathcal{C}_{ei}(k, \omega)$ 描述电子体系和离子体系之间的等离激元多模耦合效应 (电子和离子的集体激发之间的耦合效应) 带来的影响, 其形式如下:

$$\mathcal{C}_{ei}(k, \omega) = \frac{\text{Im}\epsilon_{ii}(k, \omega)}{\text{Im}\epsilon_{ii}(k, \omega) + \text{Im}\epsilon_{ee}(k, \omega)}. \quad (11)$$

本文中采用随机相位近似 (random phase approximation) 计算电子的介电函数 $\epsilon_{ee}(k, \omega)$, 其虚部和实部可以分别表示为 [31]

$$\text{Im}\epsilon_{ee}(k, \omega) = \frac{\alpha_0 r_s \theta_e}{8q^3} \ln \left\{ \frac{1 + e^{\eta_e - (u-q)^2/\theta_e}}{1 + e^{\eta_e - (u+q)^2/\theta_e}} \right\}, \quad (12)$$

$$\text{Re}\epsilon_{ee}(k, \omega) = 1 + \frac{\alpha_0 r_s}{4\pi q^3} [g(u+q) - g(u-q)], \quad (13)$$

其中 $q = k/(2k_F)$, $u = m_e\omega/(\hbar k_F k)$. $g(x)$ 的表达式为

$$g(x) = \int_0^\infty dy y f_e(y) \ln \left| \frac{x+y}{x-y} \right|. \quad (14)$$

随机相位近似的介电函数能很好地描述电子的简并效应. 相较于电子, 离子由于质量比较大, 可以经典地处理 [32]:

$$\text{Im}\epsilon_{ii}(k, \omega) = \frac{\sqrt{\pi}\kappa_i^2}{k^2} s e^{-s^2}, \quad (15)$$

其中 $s = \sqrt{m_i\omega^2/(2k^2k_B T_i)}$, $\kappa_i^2 = z_i^2 e^2 n_i / (\epsilon_0 k_B T_i)$ 为离子的屏蔽系数.

在上述广义库仑对数的模型计算中, 还需要双组分等离子体中离子的结构因子 $S_{ii}(k)$ 来确定离子声波的色散频率 ω_{iad} . 为了在相同的近似层次下与其他数值结果 [18] 对比, 进而明晰不同物理效应的影响机制, 本文采用 Debye-Hückel 结构因子来近似描述稠密等离子体中离子间的关联, 如下式 [32]:

$$S_{ii}(k) = \frac{k^2 + \kappa_e^2}{k^2 + \kappa_e^2 + \kappa_i^2}. \quad (16)$$

下面讨论广义库仑对数 (7) 的 4 种简化模型, 以便研究不同物理效应对能量交换过程的影响. 如果忽略电子体系和离子体系之间等离激元多模耦合效应, 即采用 $\mathcal{C}_{ei}(k, \omega_{iad}) = 1$, 可以得到如下式所示的约化库仑对数:

$$\mathcal{L}_{ei}^{\text{NCM}} = \mathcal{L}_0 \int_0^\infty \frac{dk}{k} \mathcal{D}_{ee}(k, \omega_{iad}) \mathcal{N}_{ei}(\omega_{iad}). \quad (17)$$

因为 (17) 式中仍采用离子声波的色散频率 ω_{iad} , 这一库仑对数中部分包含了电子和离子之间的耦合. 如果要完全解耦电子体系和离子体系, 可以进

一步地采用单组分等离子体的结构因子 $S_{ii}^{\text{OCP}}(k) = k^2/(k^2 + \kappa_i^2)$ 来计算. 这一近似对应于采用等离激元极近似 (plasmon-pole approximation) 描述等离子体的介电响应 [32], 其对应的库仑对数可以表达为

$$\mathcal{L}_{ei}^{\text{IPM}} = \mathcal{L}_0 \int_0^\infty \frac{dk}{k} \mathcal{D}_{ee}(k, \omega_{ipm}) \mathcal{N}_{ei}(\omega_{ipm}). \quad (18)$$

此处 $\omega_{ipm}^2 = k_B T_i k^2 / [m_i S_{ii}^{\text{OCP}}(k)]$. 这一库仑对数可视为费米黄金定则近似下能量转移率的简化模型 [3]. 在电子离子能量弛豫和温度平衡过程中, Hazak 等 [16] 发现动态介电响应的主要贡献来源于低频范围, 因而在他们的理论计算中采用了静态极限 ($\omega = 0$). 这一近似在后续的研究中也有广泛的讨论 [17,18]. 在 (17) 式或 (18) 式中进一步采用静态极限近似, 则库仑对数可以约化为下述表达式:

$$\mathcal{L}_{ei}^{\text{SM}} = \mathcal{L}_0 \int_0^\infty \frac{dk}{k} \mathcal{D}_{ee}(k, 0) = \mathcal{L}_0 \int_0^\infty \frac{dk}{k} \frac{f_e(k/2)}{\epsilon_{ee}^2(k, 0)}. \quad (19)$$

在静态极限下, 电子介电函数 $\epsilon_{ee}(k, 0)$ 为实数, 可以根据表达式 (13) 计算. 静态极限近似下的电子介电函数包含了静态屏蔽效应. 这一事实可以通过进一步采用长波近似来获得, 即 $\epsilon_{ee}(k \rightarrow 0, \omega = 0) = 1 + \kappa_e^2/k^2$. 根据长波近似下的介电函数可以得到描述静态屏蔽效应的 Debye 势能. 长波近似下, (19) 式有如下形式:

$$\mathcal{L}_{ei}^{\text{SLM}} = \mathcal{L}_0 \int_0^\infty \frac{dk}{k} \frac{f_e(k/2)}{(1 + \kappa_e^2/k^2)^2}. \quad (20)$$

这一形式与 (4) 式是一致的. 费米-狄拉克分布函数 $f_e(k/2)$ 随着 k 的增大呈现出指数衰减, 为 k 的积分提供一个量级约 $2k_F\sqrt{1+\theta_e}$ 的数值截断, (20) 式给出形如 Born 近似的库仑对数.

3 结果与讨论

在温热稠密条件下, 多种等离子体环境效应之间的竞合关系使得对电子离子能量交换过程的描述十分复杂. 下面将重点讨论动态响应和屏蔽效应对电子离子能量弛豫的影响.

首先讨论 (19) 式和 (20) 式中随机相位近似下和长波近似下静态屏蔽效应行为的差异, 结果如图 1 所示. 在 $ka_B \geq 1$ 的区间, 两种近似下的介电响应特性出现较大差异. 与长波极限 $\epsilon_{ee}(k \rightarrow 0, \omega = 0) = 1 + \kappa_e^2/k^2$ 相比, 随机相位近似下的介电函数变化得更快. 此外, 不同于长波近似, 不同简

并参数下的随机相位近似介电函数在短波极限下(即 $k \gg 1$ 时) 接近相同的渐近值. 在短波极限下, 通过研究电子介电函数 (13) 的渐近行为发现: 1) 在 $k \gg 1$ 时, 电子介电函数 (13) 依据 k^{-4} 呈现出幂次衰减. 这种渐近行为在相关实验和理论分析中也报道过 [33]; 2) 短波极限下幂次衰减的系数只依赖于电子密度, 而不依赖于电子温度. 因此, 在给定密度下, 不同简并参数下的介电函数的短波渐近行为一致. 在我们之前的研究中发现, 量子 Lenard-Balescu 动理学框架下对电子离子动量交换的主要贡献来自中间波长区间 [3]. 因此, 准确了解中间波长区间的屏蔽特性对于确定电子离子能量转移速率至关重要.

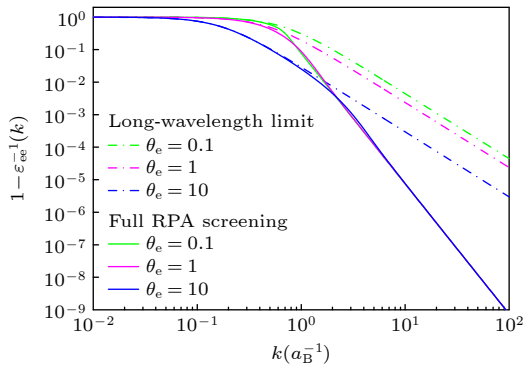


图 1 在密度 $n_e = 10^{22} \text{ cm}^{-3}$, 简并参数 $\theta_e = 0.1, 1, 10$ 时, 随机相位近似和长波近似下静态屏蔽效应的行为. 实线为随机相位近似的结果, 点虚线为长波近似下结果

Fig. 1. Electronic static screening in the long-wavelength limit (dot-dashed lines) versus the full static screening in random phase approximation (RPA) (solid lines) for the electron number density $n_e = 10^{22} \text{ cm}^{-3}$ at three different degeneracy parameters $\theta_e = 0.1, 1, 10$.

(19) 式和 (20) 式中采用了静态极限近似, 忽略了双温双组分等离子体中动态响应效应对能量转移率的影响. 如果电子和离子体系之间的能量交换相较于两个子体系的平均热动能都很小, 则可以在静态极限下计算能量交换过程中电子和离子集体激发模式占有数的差 $\mathcal{N}_{ei}(\omega)$, 此时近似结果为 $\mathcal{N}_{ei}(\omega \rightarrow 0) = 1$. 然而, 如果条件 $m_e T_i / (m_i T_e) \ll 1$ 和 $T_i / T_e < 1$ 不再成立时, 静态极限近似开始变得不合理. 图 2 给出了密度 $n_e = 10^{25} \text{ cm}^{-3}$ 和离子温度 $T_i = 10^4 \text{ K}$ 的全电离氢等离子体中, $\mathcal{N}_{ei}(\omega)$ 在不同电子温度下随频率变化的规律. 从图 2 可以看出, 当满足条件 $T_i / T_e < 1$ 时, 在离子响应主要贡献的低频区域, 即 $\omega \lesssim \omega_{pi} = \sqrt{z_i^2 e^2 n_i / (\epsilon_0 m_i)}$, 静态极限 $\mathcal{N}_{ei}(\omega \rightarrow 0) = 1$ 被证明是一个相当好的近似. 随

着电子温度的降低 (对应于 $\alpha_1 = T_i / T_e$ 的增长), 静态极限近似变得越来越不适用. 使用 $\mathcal{N}_{ei}(\omega)$ 的完整表达式 (9) 对于描述 $T_i > T_e$ 的等离子体中的能量弛豫至关重要. 此外, 采用静态极限近似也会影响电子介电响应的行为, 会进一步加剧静态极限近似的不适用性.

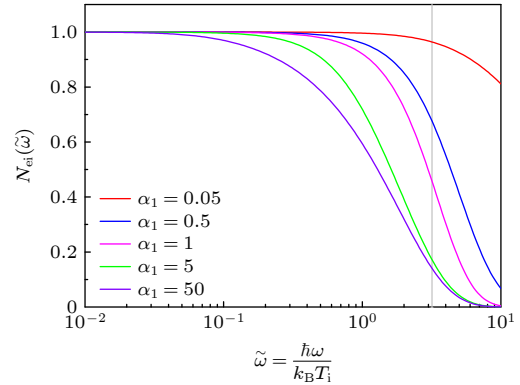


图 2 密度 $n_e = 10^{25} \text{ cm}^{-3}$ 、离子温度 $T_i = 10^4 \text{ K}$ 的全电离氢等离子体中, 不同离子电子温度比 $\alpha_1 = T_i / T_e$ 下电子和离子集体激发模式的差异 $\mathcal{N}_{ei}(\omega)$ 随约化频率 $\tilde{\omega} = \hbar\omega / (k_B T_i)$ 的变化. 灰色竖线对应该等离子体条件下离子的等离子体频率

Fig. 2. Occupation number difference $\mathcal{N}_{ei}(\omega)$ for reduced frequency $\tilde{\omega} = \hbar\omega / (k_B T_i)$ and different temperature ratio $\alpha_1 = T_i / T_e$ in fully ionized hydrogen plasmas with number density $n_e = 10^{25} \text{ cm}^{-3}$ and ion temperature $T_i = 10^4 \text{ K}$. The gray vertical line marks the reduced ionic plasma frequency.

下面进一步考察电子和离子的集体激发之间的耦合效应对能量交换过程的影响, 即是否考虑函数 $C_{ei}(k, \omega)$ 带来的影响. 这一影响反映在 (7) 式和 (17) 式的差异中, 即是否包含 (11) 式. 在电子温度 $T_e = 10^7 \text{ K}$ 、电子数密度 $n_e = 10^{25} \text{ cm}^{-3}$ 的全电离氢等离子体中, 根据 (11) 式研究了两个不同离子温度下的电子离子等离激元多模耦合效应, 如图 3 所示. 从图 3 可以发现, 等离激元多模耦合效应会显著改变 (7) 式和 (17) 式低 k 端的积分行为, 从而影响能量交换过程. 此外, 可以发现离子电子温度的比值 T_i / T_e 越小, 等离激元多模耦合效应的影响越大. 在以往的讨论中认为, 当离子的温度满足条件 $T_i < 0.28 z_i T_{\text{eff},e}$ 时 [19,34], 等离激元多模耦合效应将变得重要, 这里 $T_{\text{eff},e}$ 为考虑简并效应后电子的有效温度. 然而, 在我们的研究中发现, 这一条件并不严格成立, 当离子温度高于电子温度时, 等离激元多模耦合效应也会影响能量转移率. 这一问题仍需进一步深入研究.

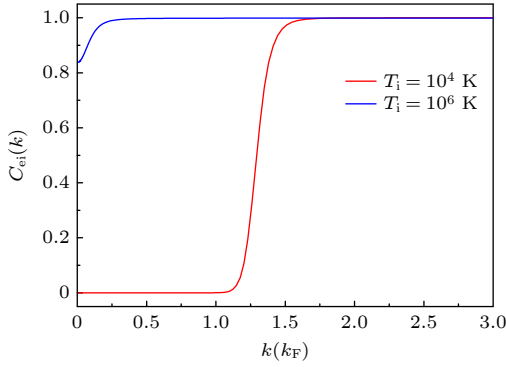


图 3 密度 $n_e = 10^{25} \text{ cm}^{-3}$ 、电子温度 $T_e = 10^7 \text{ K}$ 的全电离氢等离子体中, 不同离子温度下等离激元多模耦合效应 $C_{ei}(k) = C_{ei}(k, \omega_{iad})$ (根据 (11) 式计算)

Fig. 3. Coupled mode effects determined from the function $C_{ei}(k) = C_{ei}(k, \omega_{iad})$, i.e. Eq. (11), for two-temperature hydrogen plasmas with density $n_e = 10^{25} \text{ cm}^{-3}$ and electron temperature $T_e = 10^7 \text{ K}$.

为了更直观地反映动态响应和屏蔽效应对能量弛豫过程的影响, 以及与其他理论计算结果的比较, 图 4 给出了密度 $n_i = 10^{25} \text{ cm}^{-3}$ 、离子温度 $T_i = 10^4 \text{ K}$ 的全电离氢等离子体中, 不同电子温度下能量转移率. 本文不讨论电子温度改变对电离平衡过程和平均电离度的影响. 等离激元多模耦合 (CM) 和费米黄金定则 (FGR) 近似下的结果为 Chapman 等^[18] 的计算结果. 在他们的计算中, 不采用任何近似, 直接数值计算量子 Lenard-Balescu 动力学方程和费米黄金定则下的动力学方程得到对应的能量转移率. 从图 4 可以看到, 等离激元多模耦合 (CM) 近似下的数值结果与基于库仑对数 (7) 式的结果在全温度区间呈现出优异的一致性, 而费米黄金定则 (FGR) 近似下的数值结果则与基于库仑对数 (18) 式的结果符合得很好. 这一方面验证了我们理论模型的正确性和有效性, 另一方面也凸显了等离激元多模耦合效应对能量转移率的影响, 即等离激元多模耦合效应会减缓电子和离子体系之间的能量交换过程.

更进一步的对比可以发现, 当 $T_e > T_i$ 时, 图 4(a) 中 (17)–(20) 式预测的结果虽然有细微的差异, 但整体上与不考虑等离激元多模耦合效应的 FGR 能量转移率相一致. 然而在 $T_e < T_i$ 时, 上述不同近似下的结果有明显差异. 从图 4(b) 可以发现, 长波近似下 (SLM) 的能量转移率比更完善的静态屏蔽模型 (SM) 的结果略小. 随着电子温度的降低, 考虑了动态响应的模型 (IAD, IPM, NCM) 都趋近于

某些常数. 这种趋势的物理原因可以直接解释如下. 在低温强简并时 ($\theta_e \ll 1$), 电子介电函数 $\varepsilon_{ee}(k, \omega)$ 对电子温度的依赖性极弱. 此外, 由于较小的温度比 $T_e/T_i \ll 1$, 电子温度下电子和离子集体激发模式的差异 $\mathcal{N}_{ei}(\omega)$ 以离子为主导, 对电子温度的依赖性也很弱. 因此, 在量子 Lenard-Balescu 动力学框架内, 能量转移率在低温时趋于一个常数值. 上述分析表明, 动态响应和屏蔽效应对能量弛豫过程有显著的影响, 需要正确合理地纳入理论建模中.

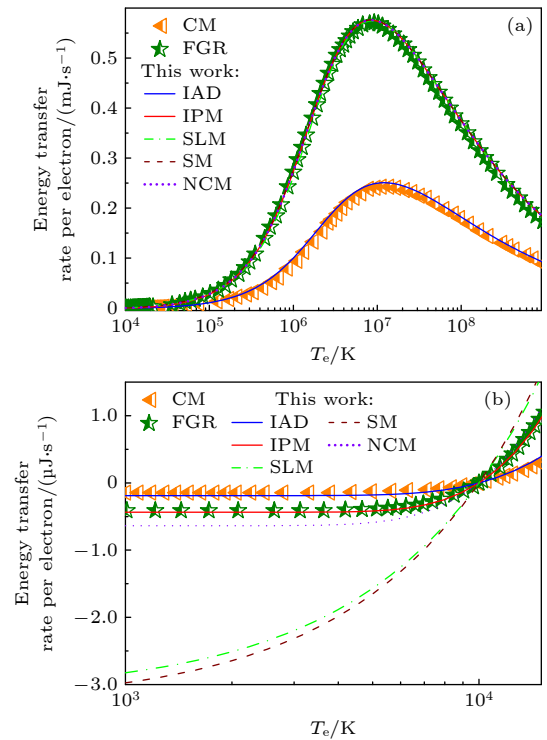


图 4 密度 $n_i = 10^{25} \text{ cm}^{-3}$ 、离子温度 $T_i = 10^4 \text{ K}$ 的全电离氢等离子体中, 不同电子温度下的能量转移率. CM (三角符号) 和 FGR (五角星) 的数据取自文献^[18]. IAD (蓝色实线) 和 IPM (红色实线) 对应考虑 (7) 式和不考虑 (18) 式电子离子耦合的能量弛豫率. 绿色点虚线和棕色虚线给出考虑 (20) 式和不考虑 (19) 式长波近似的静态极限弛豫率. 紫色点线 (NCM) 给出不考虑等离激元多模耦合 (17) 式的结果

Fig. 4. Numerical results for energy transfer rate in fully ionized hydrogen plasmas for $n_i = 10^{25} \text{ cm}^{-3}$, $T_i = 10^5 \text{ K}$ with different electron temperatures. The CM (orange triangles) and FGR (green stars) results for energy transfer rate are taken from Ref. [18]. The solid blue and red lines represent the results evaluated with Eq. (7) and Eq. (18), respectively. The green dot-dashed line and brown dashed line display the results in static limit with (Eq. (20)) and without (Eq. (19)) long-wavelength approximation, respectively. Predictions marked by NCM (violet dotted curve) give the results calculated from the expression (Eq. (17)).

4 结 论

本文基于量子 Lenard-Balescu 动理学方程研究了动态响应和屏蔽效应对双温双组分稠密等离子体中电子离子能量弛豫的影响. 通过与已有文献中的数值计算结果^[18]进行对比, 我们的理论模型 IAD ((7) 式) 与不采用近似的 Lenard-Balescu 动理学方程给出的理论预测符合得很好, 而理论模型 IPM ((18) 式) 的结果则与费米黄金定则框架下的数值结果相一致. 这表明本文所采用近似的合理性和理论模型的正确性. 在屏蔽效应方面, 发现相较于常用的长波近似屏蔽模型, 基于随机相位近似的电子屏蔽效应明显不同于长波近似下的等离子体屏蔽行为. 这种差异会明显影响 $T_e < T_i$ 的等离子体体系中电子离子能量弛豫和温度平衡过程. 通过不同模型之间的对比, 发现动态屏蔽和电子离子等离激元多模耦合等动态响应效应对电子离子能量弛豫和温度平衡过程的影响更加显著. 是否考虑动态响应的影响, 在强简并时会对电子离子能量转移率带来量级的差异, 在非简并区间也会对能量转移率造成倍数的差异. 为了与其他理论计算对比, 本文的研究中采用弱耦合的离子结构因子模型来计算离子声波的色散关系, 这一处理中忽略了离子强耦合效应带来的影响. 后续将进一步开展离子强耦合效应对双温稠密等离子体中电子离子能量弛豫和温度平衡的影响研究.

参考文献

- [1] Lindl J 1995 *Phys. Plasmas* **2** 3933
- [2] Drake R 2018 *High-Energy-Density Physics: Foundation of Inertial Fusion and Experimental Astrophysics* (Berlin: Springer International Publishing AG) p367
- [3] Lin C L, He B, Wu Y, Wang J G 2023 *Nucl. Fusion* **63** 106005
- [4] Haines B 2024 *Phys. Plasmas* **31** 050501
- [5] Zhao Y K, Ouyang B Y, Wen W, Wang M 2015 *Acta Phys. Sin.* **64** 045205 (in Chinese) [赵英奎, 欧阳碧耀, 文武, 王敏 2015 物理学报 **64** 045205]
- [6] Zhang E H, Cai H B, Du B, Tian J M, Zhang W S, Kang D G, Zhu S P 2020 *Acta Phys. Sin.* **69** 035204 (in Chinese) [张恩浩, 蔡洪波, 杜报, 田建民, 张文帅, 康洞国, 朱少平 2020 物理学报 **69** 035204]
- [7] Mahieu B, Jourdain N, Ta Phuoc K, et al. 2018 *Nat. Commun.* **9** 3276
- [8] Fletcher L B, Vorberger J, Schumaker W, et al. 2022 *Front. Phys.* **10** 838524
- [9] Chen W T, Witte C, Roberts J L 2017 *Phys. Rev. E* **96** 013203
- [10] Sprengle R T, Silvestri L G, Murillo M S, Bergeson S D 2022 *Nat. Commun.* **13** 15
- [11] Vanthieghem A, Tsiolis V, Spitkovsky A, Todo Y, Sekiguchi K, Fiuza F 2024 *Phys. Rev. Lett.* **132** 265201
- [12] Spitzer L 1962 *Physics of Fully Ionized Gases* (John Wiley & Sons Inc.)
- [13] Landau L D 1965 *Collected Papers of L.D. Landau* (Pergamon Press) p163
- [14] Gericke D O, Murillo M S, Schlanges M 2002 *Phys. Rev. E* **65** 036418
- [15] Brown L S, Singleton R L 2009 *Phys. Rev. E* **79** 066407
- [16] Hazak G, Zinamon Z, Rosenfeld Y, Dharma-wardana M W C 2001 *Phys. Rev. E* **64** 066411
- [17] Daligault J, Dimonte G 2009 *Phys. Rev. E* **79** 056403
- [18] Chapman D A, Vorberger J, Gericke D O 2013 *Phys. Rev. E* **88** 013102
- [19] Scullard C R, Serna S, Benedict L X, Leland Ellison C, Graziani F R 2018 *Phys. Rev. E* **97** 013205
- [20] Simoni J, Daligault J 2020 *Phys. Rev. E* **101** 013205
- [21] Rightley S, Baalrud S D 2021 *Phys. Rev. E* **103** 063206
- [22] Glosli J N, Graziani F R, More R M, et al. 2008 *Phys. Rev. E* **78** 025401
- [23] Jeon B, Foster M, Colgan J, Csanak G, Kress J D, Collins L A, Gronbech-Jensen N 2008 *Phys. Rev. E* **78** 036403
- [24] Murillo M S, Dharma-wardana M W C 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 205005
- [25] Benedict L X, Surh M P, Stanton L G, et al. 2017 *Phys. Rev. E* **95** 043202
- [26] Ma Q, Dai J Y, Kang D D, Murillo M S, Hou Y, Zhao Z X, Yuan J M 2019 *Phys. Rev. Lett.* **122** 015001
- [27] Nanbu K 1997 *Phys. Rev. E* **55** 4642
- [28] Zhao Y J 2018 *Phys. Plasmas* **25** 032707
- [29] Gericke D O 2005 *J. Phys. Conf. Ser.* **11** 111
- [30] Hansen J P, McDonald I R 2006 *Theory of Simple Liquids* (New York: Academic Press) p294
- [31] Arista N R, Brandt W 1984 *Phys. Rev. A* **29** 1471
- [32] Kremp D, Schlanges, Kraft W D 2005 *Quantum Statistics of Nonideal Plasmas* (Berlin: Springer-Verlag Berlin Heidelberg) Chapter 4
- [33] Chapman D A, Vorberger J, Fletcher L B, et al. 2015 *Nat. Commun.* **6** 6839
- [34] Vorberger J, Gericke D O 2009 *Phys. Plasma* **16** 082702

Analysis of dynamic response and screening effects on electron-ion energy relaxation in dense plasma^{*}

LIN Chengliang HE Bin[†] WU Yong[‡] WANG Jianguo

(National Key Laboratory of Computational Physics, Institute of Applied Physics and
Computational Mathematics, Beijing 100088, China)

(Received 1 November 2024; revised manuscript received 4 December 2024)

Abstract

Accurate knowledge of electron-ion energy relaxation plays a vital role in non-equilibrium dense plasmas with widespread applications such as in inertial confinement fusion, in laboratory plasmas, and in astrophysics. We present a theoretical model for the energy transfer rate of electron-ion energy relaxation in dense plasmas, where the electron-ion coupled mode effect is taken into account. Based on the proposed model, other simplified models are also derived in the approximations of decoupling between electrons and ions, static limit, and long-wavelength limit. The influences of dynamic response and screening effects on electron-ion energy relaxation are analyzed in detail. Based on the models developed in the present work, the energy transfer rates are calculated under different plasma conditions and compared with each other. It is found that the behavior of electron screening in the random phase approximation is significantly different from the one in the long-wave approximation. This difference results in an important influence on the electron-ion energy relaxation and temperature equilibration in plasmas with temperature $T_e < T_i$. The comparison of different models shows that the effects of dynamic response, such as dynamic screening and coupled-mode effect, have stronger influence on the electron-ion energy relaxation and temperature equilibration. In the case of strong degeneracy, the influence of dynamic response will result in an order of magnitude difference in the electron-ion energy transfer rate. In conclusion, it is crucial to properly consider the finite-wavelength screening of electrons and the coupling between electron and ion plasmonic excitations in order to determine the energy transfer rate of electron-ion energy relaxation in dense plasma.

Keywords: energy relaxation, warm and hot dense matter, plasma screening, dynamical response of plasmas

PACS: 51.10.+y, 34.80.Bm, 52.25.Mq, 52.55.Dy

DOI: [10.7498/aps.74.20241588](https://doi.org/10.7498/aps.74.20241588)

CSTR: [32037.14.aps.74.20241588](https://cstr.cn/32037.14.aps.74.20241588)

^{*} Project supported by the National Key Research and Development Program of China (Grant No. 2022YFA1602500) and the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 12474277, 12274039, U2430208).

[†] Corresponding author. E-mail: hebin-rc@163.com

[‡] Corresponding author. E-mail: wu_yong@iapcm.ac.cn



动态响应和屏蔽效应对稠密等离子体中电子离子能量弛豫的影响

林成亮 何斌 吴勇 王建国

Analysis of dynamic response and screening effects on electron-ion energy relaxation in dense plasma

LIN Chengliang HE Bin WU Yong WANG Jianguo

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 74, 035101 (2025) DOI: 10.7498/aps.74.20241588

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.74.20241588>

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

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

等离子体对电子间相互作用的屏蔽效应研究

Plasma screening effect on electron-electron interactions

物理学报. 2023, 72(7): 073102 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20222339>

一个快速模拟热稠密非平衡等离子体的碰撞辐射模型

A general model for rapid simulation of hot dense plasmas under non-local thermal equilibrium conditions

物理学报. 2021, 70(11): 115202 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201946>

托卡马克装置中等离子体环向旋转对三维响应场的影响

Influence of toroidal rotation on plasma response to external RMP fields in tokamak

物理学报. 2022, 71(7): 075202 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211975>

电四极跃迁对电子束离子阱等离子体中离子能级布居的影响

Effects of electric quadrupole transitions on ion energy-level populations of in electron beam ion trap plasma

物理学报. 2022, 71(19): 195201 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220489>

激光入射双层等离子体靶产生的表面等离子体波及应用

Surface plasma wave excited by laser pulse obliquely incident on a double-layer plasma target and its application

物理学报. 2023, 72(4): 045201 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20221305>

极化效应对Bohr速度能区 O^{5+} 离子在低密度氢等离子体中的能损影响

Target polarization effect on energy loss of O^{5+} ions near Bohr velocity in low density hydrogen plasma

物理学报. 2023, 72(4): 043401 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20221875>