

部分电离金属钛和银等离子体输运性质的计算*

付志坚¹⁾²⁾ 陈其峰^{2)†} 陈向荣¹⁾

1)(四川大学物理学院, 成都 610064)

2)(中国工程物理研究院流体物理研究所冲击波物理与爆轰物理实验室, 绵阳 621900)

(2010年7月5日收到; 2010年7月20日收到修改稿)

金属等离子体的组分为计算热力学、光学和辐射输运特性研究提供了基本的输入参数. 为获得此参数, 本文用部分电离等离子体模型, 在考虑金属发生三次电离, 以及电子与中性粒子的极化作用、离子与离子之间、电子与离子之间、电子与电子之间库仑相互作用下, 计算得到了等离子体组分, 进而用线性响应理论计算了金属钛和银的电导率. 并与已有的实验数据进行了比较, 验证了模型的可靠性. 在此基础上进一步预测了密度在 $0.001\text{--}2.0\text{ g/cm}^3$ 、温度在 $1.5 \times 10^4\text{--}2.5 \times 10^4\text{ K}$ 区域金属钛和银等离子体的热导率和热功率, 其结果对于金属等离子体辐射输运性质实验研究提供参考.

关键词: 等离子体, 线性响应理论, 电离度, 输运系数

PACS: 52.25.-b, 52.25.Jm, 52.25.Fi

1. 引言

金属等离子体的输运性质对于天体物理、受控核聚变以及工业应用都具有非常重要的意义. 等离子体输运系数由各种粒子的组分和散射截面决定^[1-3]. 在理论发展的早期阶段, 输运系数尤其是电导率主要集中在通过德拜模型对弱的非理想区域的计算^[2,4]. 随后, 用于弱的非理想或者非简并的等离子体的 Spitzer 理论^[5] 和主要适合于强耦合等离子体的 Ziman 理论^[6] 也被提出. 近来, Kim 等人^[3,7] 通过把库仑耦合效应考虑进来计算出温密金属等离子体的电导率. 但是, 由于其对经典输运截面不太精确的拟合导致了电导率的计算准确性变差^[5,8]. Redmer 等人提出部分电离等离子体模型和线性响应理论^[9,10] 用于对电离度和输运系数的计算^[1,11]. 因为对于粒子间相互作用和散射截面进行了细致考虑, 使得这个理论能够对温密金属等离子体的输运系数给出合适的结果.

实验方面, 对金属等离子体的输运性质研究也作了许多^[12-16], 其中对于电导率的测量主要是采用在

玻璃毛细管中或者水浴爆炸金属丝的方法. 玻璃毛细管或水浴法能够保持等离子体在相对长的时间内均匀, 从而实现电导率的测量. 通过这些实验, 获得了铜、铝、锌、钨、钛、银等离子体在相对比较宽的温度和密度区间内的电导率, 这些实验数据对于理论模型的检验提供了机遇. 然而, 对于金属钛和银等离子体热导率和热功率等输运性质的实验研究仍然很少, 而理论预测无疑是对这方面数据的有利补充. 本文首先利用部分电离等离子体模型计算出金属钛和银等离子体组分, 然后用线性响应理论计算金属钛和银的电导率, 并与实验数据进行了交叉对比, 检验了计算模型的可靠性, 进而预测了较宽温度密度区域的输运系数. 计算结果对于开展金属等离子体输运性质实验研究具有一定的理论指导意义.

2. 理论计算方法

2.1. 等离子体组分

在足够高温度和压力下, 金属原子将发生电离, 形成的由中性原子 A 、带电粒子 A^{k+} (这里的 k 是电离级数) 及电子所组成的混合物, 电离反应方程如下:

* 国家自然科学基金(批准号: 10674120, 11074226), 中国工程物理研究院科技发展基金(批准号: 2007A01002, 2009B01006) 和中国工程物理研究院冲击波物理和爆轰物理国家重点实验室基金(批准号: 9140C6712011003) 资助的课题.

† 通讯联系人: E-mail: chenqf01@gmail.com; xrchen@126.com

$$A^{k-1+} \rightleftharpoons A^{k+} + e,$$

$$(A = \text{Ti, Ag}; k = 1, 2, \dots, 6),$$

对应的化学平衡条件为

$$\begin{aligned} \mu_{k-1} &= \mu_k + \mu_e + E_{\text{ion}}^{(k)}, \\ (k &= 1, 2, \dots, 6). \end{aligned} \quad (1)$$

这里 $\mu_{k-1}, \mu_k, \mu_e, E_{\text{ion}}^{(k)}$ 分别表示 $k-1, k$ 级金属离子的化学势、电子的化学势和 k 级离子的电离能. 金属等离子体中的各种粒子的组分由质量作用定律^[17] 结合质量守恒和电荷守恒确定:

$$\frac{n_{k-1}}{n_k} = \frac{g_{k-1}}{g_k} \exp\left[\frac{\mu_e^{\text{id}} + E_{\text{ion}}^{(k)} - \Delta\mu_k}{k_B T}\right], \quad (2)$$

$$n_{\text{tot}} = \sum_k n_k, n_e = \sum_k k n_k.$$

$n_k, g_k, n_{\text{tot}}, \mu_e^{\text{id}}$ 分别表示 k 级粒子数密度和简并度、除电子外的总粒子数密度、体系的理想部分的电子化学势. 电子数密度 n_e 由费米狄拉克积分与电子热德布罗意波长的关系确定^[1,11], 即

$$F_{1/2}(\beta\mu_e^{\text{id}}) = \frac{n_e \Lambda_e^3}{2}, \Lambda_e^2 = 2\pi\beta\hbar^2/m_e. \quad (3)$$

$\beta = 1/(k_B T), m_e, \hbar, \Lambda_e$ 分别表示波尔兹曼常数与温度乘积的倒数、电子质量、约化普朗克常数、电子的

热德布罗意波长.

$\Delta\mu_k$ 表示 k 级电离能修正. 即

$$\Delta\mu_k = \mu_{k-1}^{\text{int}} - \mu_k^{\text{int}} - \mu_e^{\text{int}}. \quad (4)$$

化学势是自由能密度对粒子数密度的偏导数. 即

$$\mu_i^{\text{int}} = \left(\frac{\partial f^{\text{int}}}{\partial n_i}\right)_{T, V, n_j(j \neq i)}, \quad (5)$$

f^{int} 表示粒子间相互作用自由能密度. 对于电离能修正的自由能密度 f^{int} 包含三个部分: 带电粒子间库仑相互作用的自由能密度 f^{coul} ^[18-20]、电子和原子间极化作用的自由能密度 f^{pol} ^[21]、硬球势的自由能密度 f^{hs} ^[22], 即

$$f^{\text{int}} = f^{\text{coul}} + f^{\text{pol}} + f^{\text{hs}}. \quad (6)$$

带电粒子间库仑相互作用包含电子与电子、电子与离子、离子与离子之间的相互作用, 则对应的自由能密度 f^{coul} , 即

$$f^{\text{coul}} = f_{ee} + f_{ie} + f_{ii}. \quad (7)$$

其中电子与电子间相互作用的自由能密度 f_{ee} 、电子与离子间的相互作用的自由能密度 f_{ie} 、离子与离子间的相互作用的自由能密度 f_{ii} 由 Pade 近似公式^[20,23] 表示:

$$\begin{aligned} f_{ee} &= -n_e \frac{f_0 y^{1/2} + f_3 y + f_3 y^2 \varepsilon(r_s)}{1 + f_1 y^{1/2} + f_2 y^2}, \\ f_{ie} &= -\tau n_+ \frac{Q_0 \bar{n}^{1/2} + Q_2 y^{3/2} e_2(x, r_s, \tau)}{1 + Q_1 (\bar{n}\tau)^{1/2} + Q_2 y^{3/2} + Q_4 \bar{n}^{1/2} \ln\left(1 + \frac{Q_5}{\bar{n}^{1/2}}\right)}, \\ f_{ii} &= -\tau n_+ \frac{q_0 \bar{n}^{1/2} + q_2 x^{3/2} e_1(x)}{1 + q_1 (\bar{n}\tau)^{1/2} + q_2 x^{3/2}}. \end{aligned} \quad (8)$$

电子与原子之间的极化相互作用由线性维里系数 B 表示:

$$f^{\text{pol}} = n_0 B \mu_{\text{ea}}, B = \int d^3 R V(R),$$

$$V(R) = -\frac{e^2 \alpha_D \exp(-2\kappa R)}{2(4\pi\epsilon_0)^2 (R^2 + r_0^2)^2} (1 + \kappa R)^2. \quad (9)$$

$V(R)$ 表示屏蔽的局域极化势^[24]. r_0, κ 分别表示截断半径和屏蔽长度的倒数, 即

$$r_0^4 = \alpha_D a_B / 2Z^{1/3},$$

$$\kappa^2 = \frac{\beta e^2}{\epsilon_0} \frac{2}{\Lambda_e^3} F_{-1/2}(\beta\mu_e^{\text{id}}). \quad (10)$$

$\alpha_D, a_B, Z, \epsilon_0$ 分别表示偶极化率、波尔半径、原子序数、介电常数. 与电子与原子间极化作用相比, 中性原子间的范德瓦耳斯作用较弱, 这里忽略中性原子

之间的相互作用.

硬球势的自由能密度 f^{hs} ^[25,26] 为

$$\begin{aligned} f^{\text{hs}}(\eta) &= \left(\sum_i n_i\right) kT \left(X \frac{\eta}{(1-\eta)^2} \right. \\ &\quad \left. + 3Y \frac{\eta}{1-\eta} + (X-1) \ln(1-\eta)\right), \end{aligned}$$

$$\eta = \frac{4\pi}{3} n \bar{r}^3, X = (\bar{r}^2)^3 (\bar{r}^3)^{-2},$$

$$Y = \bar{r}^2 \bar{r}^1 (\bar{r}^3)^{-1}. \quad (11)$$

r 表示各级粒子半径.

2.2. 输运系数

金属等离子体的输运性质由线性响应理论^[1,11,17] 得到. 根据 Onsager 关系^[27], 电导率 σ , 热

导率 λ , 热功率 κ 可用 Onsager 系数 L_{ik} 来表示, 即

$$\begin{aligned} \sigma &= e^2 L_{11}, \\ \lambda &= \frac{1}{T} \left(L_{22} - \frac{L_{12} L_{21}}{L_{11}} \right), \\ \kappa &= \frac{1}{eT} \frac{L_{12}}{L_{11}}. \end{aligned} \quad (12)$$

电导率 σ 和热导率 λ 之间的关系可以由洛伦兹数 $L^{[1,11]}$ 来表示, 即

$$L = \frac{1}{T} \left(\frac{e}{k_B} \right)^2 \frac{\lambda}{\sigma}. \quad (13)$$

L_{ik} 的行列式形式表示为

$$\begin{aligned} L_{ik} &= - \frac{1}{m_e \Omega_0} \frac{h^{i+k-2}}{|D|} \\ &\times \begin{vmatrix} 0 & \frac{k-1}{\beta h} N_1 - N_0 \\ \frac{i-1}{\beta h} Q_1 - Q_0 & D \end{vmatrix}. \end{aligned} \quad (14)$$

$\Omega_0, h = \frac{5}{2} k_B T$ 分别代表体系的体积、每个粒子的焓. 矩阵 Q_m, N_m, D 是电子体系中广义动量 P 的函数.

$$\begin{aligned} Q_m &= (Q_{m0} Q_{m1} \cdots Q_{mL}), \\ N_m &= \begin{pmatrix} N_{0m} \\ N_{1m} \\ \vdots \\ N_{Lm} \end{pmatrix}, \\ D &= \begin{pmatrix} D_{00} & D_{01} & \cdots & D_{0L} \\ D_{10} & D_{11} & \cdots & D_{1L} \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ D_{L0} & D_{L1} & \cdots & D_{LL} \end{pmatrix}, \\ Q_{nm} &= N_{nm} + \frac{1}{m_e} \langle P_n; \dot{P} \rangle. \end{aligned} \quad (15)$$

$\langle P_n; \dot{P} \rangle$ 与 Debye-Onsager 弛豫效应有关, 对输运性质的计算影响很小^[10,28]. 在忽略 $\langle P_n; \dot{P} \rangle$ 的情况下, $Q_{nm} = N_{nm}$. 广义的粒子数 N_m 由费米狄拉克积分得到, 即

$$N_{nm} = N_e \frac{\Gamma(n+m+5/2)}{\Gamma(5/2)} \frac{F_{n+m+1/2}(\beta \mu_e^{id})}{F_{1/2}(\beta \mu_e^{id})}. \quad (16)$$

矩阵 D 中的元素 D_{nm} 与粒子之间的散射有关. 散射可以分为三类: 电子与电子之间、电子与离子之间、电子与原子之间的散射, 即

$$D_{nm} = D_{nm}^{ee} + D_{nm}^{ei} + D_{nm}^{ea},$$

$$\begin{aligned} D_{nm}^{ee} &= \frac{4}{3} \sqrt{\frac{2m_e}{\pi\beta}} n_e N_e \int_0^\infty dx x^3 \\ &\quad \times R_{nm}(x) Q_T^{ee}(x) \exp(-x), \\ D_{nm}^{ei} &= \frac{2\hbar}{3\pi^2} N_i \int_0^\infty dk k^3 [\beta E_e(k)]_{n+m} \\ &\quad \times f_e(k) [1 - f_e(k)] \\ &\quad \times \left| \sum_{k+} \sqrt{\alpha_{k+} Q_T^{ek+}(k)} \right|^2, \\ D_{nm}^{ea} &= \frac{2\hbar}{3\pi^2} N_a \int_0^\infty dk k^3 [\beta E_e(k)]_{n+m} \\ &\quad \times f_e(k) [1 - f_e(k)] Q_T^{ea}(k). \end{aligned} \quad (17)$$

上式中 $x = \beta \hbar^2 k^2 / m_e$, 矩阵元 R_{nm} 的表达式见文献 [17]. $Q_T^{ed} (d = i, a), Q_T^{ee}$ 表示散射截面,

$$\begin{aligned} Q_T^{ed}(k) &= \frac{4\pi}{k^2} \sum_{\ell=0}^\infty (\ell+1) \sin^2[\delta_\ell^{ed}(k) - \delta_{\ell+1}^{ed}(k)], \\ Q_T^{ee}(k) &= \frac{4\pi}{k^2} \sum_{\ell=0}^\infty \frac{(\ell+1)(\ell+2)}{2\ell+3} \left(1 - \frac{(-1)^\ell}{2}\right) \\ &\quad \times \sin^2[\delta_\ell^{ee}(k) - \delta_{\ell+2}^{ee}(k)]. \end{aligned} \quad (18)$$

其中 ℓ 表示角动量, δ_ℓ 表示散射相移.

3. 结果与讨论

图 1 和图 2 给出了在三个不同温度下钛和银等离子体各级电离度 $\alpha_k (k = 0, 1, 2, 3)$ 随密度变化情况. 从图中可以看出, 当密度一定时, 钛和银金属的总电离度随温度的升高而增加; 当温度一定时, 钛和银金属的电离度随密度的变化有所不同. 对于钛, 在 $0.01-0.3 \text{ g/cm}^3$ 范围内, 主要发生的是一级电离, 钛的一级电离度在 $0.01-0.1 \text{ g/cm}^3$ 密度范围随密度减小, 在 0.1 g/cm^3 附近达到极小值, 这时体系主要由 $\text{Ti}, \text{Ti}^+, e$ 粒子组成. 当密度在 $0.3-1.0 \text{ g/cm}^3$ 时, 体系主要发生了二级电离, 一级电离随密度增加而减少, 二级电离随密度增加而增加, 并且在 0.7 g/cm^3 附近二级电离度达到极大值, 即 Ti, Ti^+ 逐渐减少, Ti^{2+} 逐渐增加; 当钛的密度高于 0.3 g/cm^3 时电离度随密度增加急剧增加, 这时体系主要由 $\text{Ti}, \text{Ti}^+, \text{Ti}^{2+}, \text{Ti}^{3+}, e$ 粒子组成. 当密度大于 1.0 g/cm^3 时, 主要发生的是三级电离, 钛的电离度达到最大并随密度增大趋于稳定. 与钛相比, 当温度为 $1.5 \times 10^4 \text{ K}$ 时, 银在整个密度范围主要发生了一级电离, 体系主要由 $\text{Ag}, \text{Ag}^+, e$ 粒子组成. 当温度为 $2.0 \times 10^4 \text{ K}$ 和 $2.5 \times 10^4 \text{ K}$ 时, 银主要发生了一级电离和二级电离, 体系主要由 $\text{Ag}, \text{Ag}^+, \text{Ag}^{2+}, e$ 粒子组

成. 钛和银这种在较高密度区间内电离度随密度急剧增加现象主要是由于压致电离所引起的.

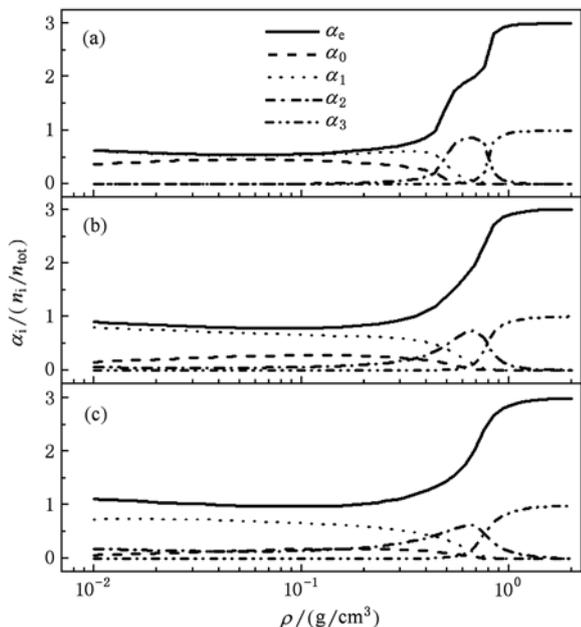


图1 不同温度下钛等离子体组分随密度变化 (a) $T = 1.5 \times 10^4$ K; (b) $T = 2.0 \times 10^4$ K; (c) $T = 2.5 \times 10^4$ K

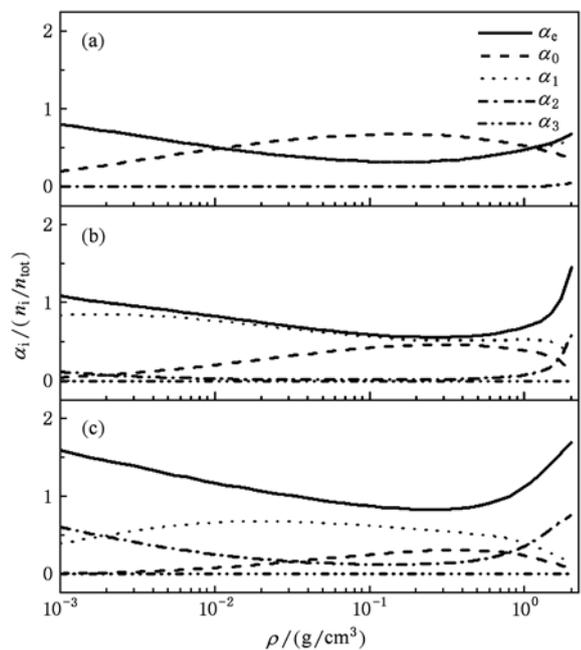


图2 不同温度下银等离子体组分随密度变化 (a) $T = 1.5 \times 10^4$ K; (b) $T = 2.0 \times 10^4$ K; (c) $T = 2.5 \times 10^4$ K;

图3和图4给出了钛和银等离子体组分在 0.1 g/cm^3 时随温度的变化. 钛等离子体在 7.0×10^3 — 1.0×10^6 K 变化时依次发生了六级电离. 当温度高

于 7.0×10^4 K 时, 中性原子消失, 钛实现完全电离. 而银则是在 4.0×10^4 K 时达到完全电离的. 此外, 钛等离子体在三级电离达到最大值时温度低于 10^5 K, 但银在温度低于 10^5 K 时只是二级电离达到最大值. 这也反映了银相对于钛更高的电离能. 由于我们计算运输系数的温度和密度区间是 1.5×10^4 — 2.5×10^4 K, 0.001 — 2.0 g/cm^3 . 而在这个区间, 等离子体前三级电离的组分在体系中占主导, 更高次电离的等离子体组分可以忽略不计. 故此在计算运输性质时, 只考虑到三级电离.

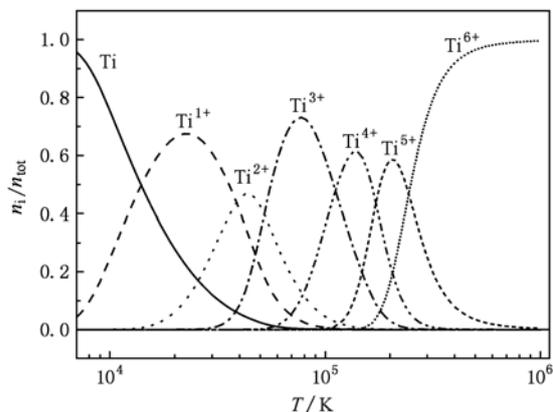


图3 密度为 0.1 g/cm^3 时钛等离子体组分随温度的变化

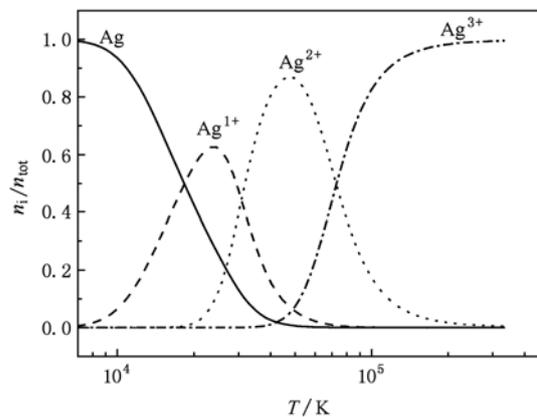


图4 密度为 0.1 g/cm^3 时银等离子体组分随温度的变化

图5和图6给出在 2.0×10^4 K 下钛和银的电导率随密度的变化, 并与现有的实验数据和 Spitzer 理论结果进行了比较^[15]. 从图中可以看到: 我们计算的钛等离子体电导率在密度 0.18 g/cm^3 以下, 基本上不依赖于密度变化, 当高于此密度, 钛等离子体电导率随密度急剧增加; 当等离子体密度达到 0.7 g/cm^3 以上, 等离子体电导率随密度增加又变得

缓慢. 这个趋势与实验结果基本符合, 而 Spitzer 理论给出结果明显高于我们的计算与实验值, Spitzer 理论适用于低密度区域和完全电离的等离子体, 而钛在 2.0×10^4 K 下, 密度在 $0.001\text{--}0.55 \text{ g/cm}^3$ 区间处于部分电离区(见图 1(b)), 因此, Spitzer 理论在此密度区间给出一个高估的结果. 而银等离子体密度在 0.45 g/cm^3 以下, 电导率不强烈依赖密度的变化, 近似为一定值; 当密度高于 0.45 g/cm^3 时, 电导率随密度增加而急剧增加. 实验数据给出的钛等离子体的电导率在密度 $0.1\text{--}0.7 \text{ g/cm}^3$ 区间基本上是线性增加趋势. 目前的计算结果与实验值之间的存在一定的差异, 这可能与我们目前模型中各级粒子间相互作用考虑不充分有关, 尽管已经考虑的电子与电子、电子与原子、电子与离子间的相互作用, 但离子与原子之间的极化作用和原子之间的相互作用没有考虑, 它将导致对输运性质的计算结果产生一定的偏差. 这一部分相互作用对输运性质的影响将是我们以后工作要关注的问题之一.

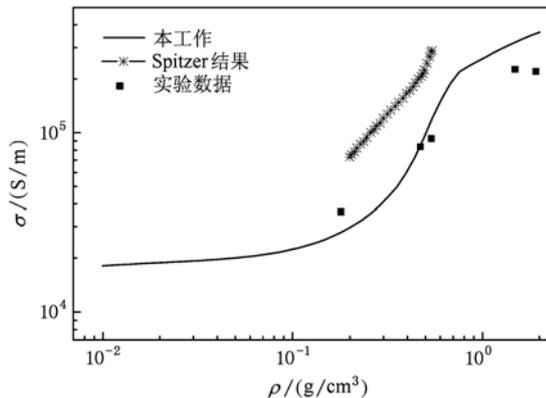


图5 在 2.0×10^4 K 下钛等离子体的电导率随密度的变化

图 7 和图 8 给出在不同温度下钛和银的热导率随密度的变化. 从图中可以看到, 热导率随密度的变化与电导率的情形类似: 在密度一定时, 两种金属的热导率随温度增加而增加, 增加的趋势基本上是与温度 $T^{1/2}$ 成正比. 在温度一定时, 当密度在 0.1 g/cm^3 以下, 钛等离子体的热导率随密度增加缓慢增加; 当密度在 $0.1\text{--}0.4 \text{ g/cm}^3$ 之间时, 热导率随密度增加而较快增加; 在 $0.4\text{--}0.7 \text{ g/cm}^3$ 热导率随密度增加而急剧增加, 这是由于在此密度区间钛电离度急剧增加, 发生压致电离所致. 在密度高于 0.7 g/cm^3 , 热导率随密度的增加趋于缓慢. 银等离子体的热导率开始时随密度增加缓慢增加, 甚至在低密度下趋于一定值. 而后, 随密度增加急剧增加, 并且

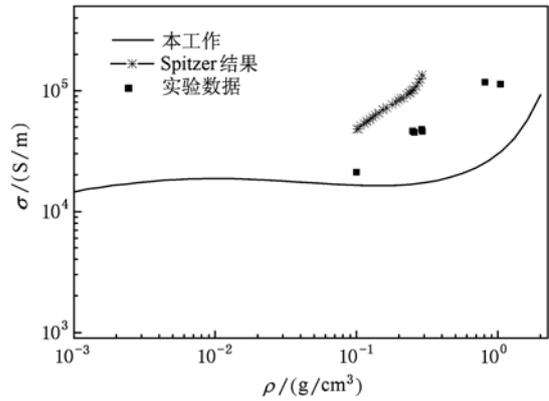


图6 在 2.0×10^4 K 下银等离子体的电导率随密度的变化

热导率开始急剧增加的位置随温度的升高向高密度方向移动.

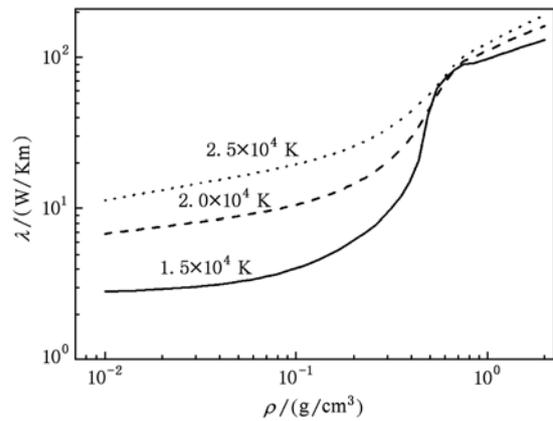


图7 不同温度下钛等离子体热导率随密度的变化

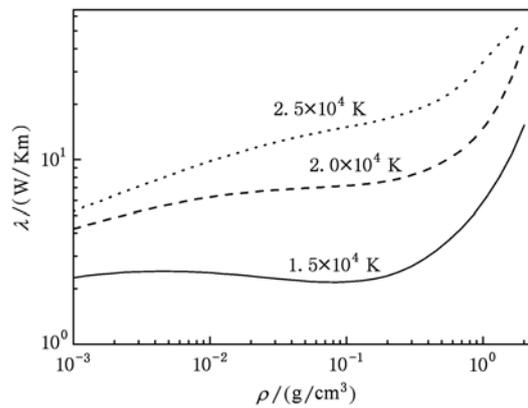


图8 不同温度下银等离子体热导率随密度的变化

图 9 和图 10 给出了在不同温度下钛和银等离子体的热功率随密度的变化. 从图中可以看出, 在密度一定时, 钛和银等离子体的热功率随温度增加

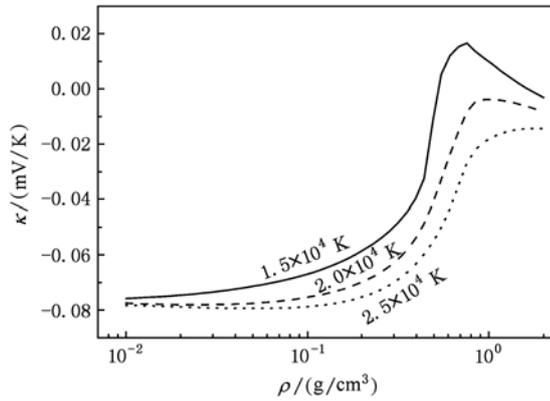


图9 不同温度下钛等离子体热功率随密度的变化

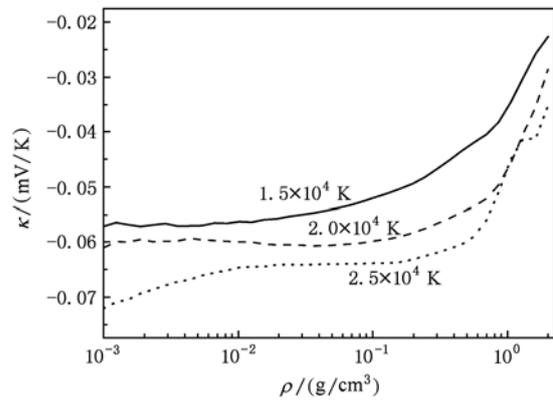


图10 不同温度下银等离子体热功率随密度的变化

(从 1.5×10^4 增加到 2.5×10^4 K) 而减小. 但这两种金属等离子体的热功率在不同温度下随密度的变化却有所不同. 银在密度 $0.001-0.2 \text{ g/cm}^3$ 区间处于部分电离态, 银的热功率随密度增加而增加, 并且始终是负的. 而钛等离子体密度在 $0.01-0.2 \text{ g/cm}^3$ 区间, 热功率随密度增加缓慢增加; 当密度高于 0.2 g/cm^3 时, 热功率随密度增加急剧增加达到最大值, 而且热功率最大值的位置随着温度的升高向高密度方向移动, 热功率最大值随温度升高而降低, 特别值得注意的是在 $1.5 \times 10^4 \text{ K}, 0.75 \text{ g/cm}^3$ 时的热功率最大值是正值, 导致这一现象原因可能是由于等离子体由金属向非金属转化所致, 即发生金属-非金属相变, 这种相变在以前膨胀的流体汞实验也曾观察到^[29,30].

4. 结 论

本文运用部分电离等离子体模型, 在考虑多级电离及原子、离子、电子等多种粒子间相互作用的情况下, 通过求解电离平衡方程获得了等离子体组分. 再应用线性响应理论对钛和银输运性质进行了计算. 计算得到的钛等离子体电导率与 Spitzer 理论和实验数据基本符合. 进而预测了密度在 $0.001-2.0 \text{ g/cm}^3$ 、温度在 $1.5 \times 10^4-2.5 \times 10^4 \text{ K}$ 区域的热导率和热功率, 并发现在较高密度时, 压致电离会导致热导率的急剧增加. 钛等离子体在 $1.5 \times 10^4 \text{ K}, 0.75 \text{ g/cm}^3$ 时发生金属-非金属相变, 这一结果有待于未来实验证实.

[1] Redmer R 1999 *Phys. Rev. E* **59** 1073
 [2] Kovitya P 1985 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **13** 587
 [3] Kim D, Kim I 2003 *Phys. Rev. E* **68** 56410
 [4] Rolader G E, Batteh J H 1989 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **17** 439
 [5] Spitzer L, Harm R 1953 *Phys. Rev.* **89** 977
 [6] Rinker G A 1985 *Phys. Rev. B* **31** 4207
 [7] Kim D, Kim I 2007 *Contrib. Plasma Phys.* **47** 173
 [8] Zollweg R, Liebermann R 1987 *J. Appl. Phys.* **62** 3621
 [9] Ropke G 1983 *Physica A* **121** 92
 [10] Ropke G 1988 *Phys. Rev. A* **38** 3001
 [11] Kuhlbrodt S, Redmer R 2000 *Phys. Rev. E* **62** 7191
 [12] Haun J 2000 *Contrib. Plasma Phys.* **40** 126
 [13] DeSilva A, Kunze H 1994 *Phys. Rev. E* **49** 4448
 [14] DeSilva A, Katsourous J 1998 *Phys. Rev. E* **57** 5945
 [15] Saleem S 2001 <http://www-brs.ub.ruhr-uni-bochum.de/metahtml/HSS/Diss/SaleemSwilem/>

[16] Saleem S, Haun J, Kunze H 2001 *Phys. Rev. E* **64** 56403
 [17] Redmer R 1997 *Physics Reports* **282** 35
 [18] Forster A, Kahlbaum T, Ebeling W 1992 *Laser and Particle Beams* **10** 253
 [19] Kahlbaum T, Forster A 1992 *Fluid Phase Equilib.* **76** 71
 [20] Ebeling W, Förster A, Fortov V E, Gryaznov V K, Polishchuk A Y 1991 *Thermophysical properties of hot dense plasmas* (Stuttgart-Leipzig: Teubner)
 [21] Redmer R, Ropke G, Zimmermann R 1987 *J. Phys. B* **20** 4069
 [22] Mansoori G A, Carnahan N F, Starling K E, Leland T W 1971 *J. Chem. Phys.* **54** 1523
 [23] Zhang Y, Chen Q F, Gu Y J, Cai L C, Lu T C 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 1318 (in Chinese) [张颖、陈其峰、顾云军、蔡灵仓、卢铁城 2007 物理学报 **56** 1318]
 [24] Redmer R, Rother T, Schmidt K, Kraeft W D, Röpke G 1988 *Contrib. Plasma Phys.* **28** 41

- [25] Gryaznov V, Fortov V E, Zhernokletov M, Simakov G V, Trunin R F, Trusov L I, Iosilevski I L 1998 *JETP* **87** 678
- [26] Chen Q F, Cai L C, Chen D Q, Jing F Q 2005 *Chin. Phys.* **14** 2077
- [27] Zubarev D N 1974 *Nonequilibrium Statistical Thermodynamics* (New York: Consultants Bureau)
- [28] Esser A, Ropke G 1998 *Phys. Rev. E* **58** 2446
- [29] Hensel F, Warren W 1999 *Fluid metals: the liquid-vapor transition of metals* (Princeton: Princeton University Press)
- [30] Gotzloff W, Schonherr G, Hensel F 1988 *Z. Phys. Chem.* **156** 219

Transport properties of titanium and silver plasmas in the region of partial ionization*

Fu Zhi-Jian^{1) 2)} Chen Qi-Feng^{2) †} Chen Xiang-Rong¹⁾

1) (School of Physical Science and Technology, Sichuan University, Chengdu 610064, China)

2) (National Key Laboratory of Shock Wave and Detonation Physics, Institute of Fluid Physics, Chinese Academy of Engineering Physics, Mianyang 621900, China)

(Received 5 July 2010; revised manuscript received 20 July 2010)

Abstract

The composition of metal plasmas provides the fundamental parameters for the thermodynamic, optical, and transport properties research. In this paper, the composition of the plasmas, considering the threefold ionization of metal, the polarization between neutral particles and electron, and the Coulomb interactions among the charge particles, (including ion-ion, electron-ion, and electron-electron interactions), is calculated by partially ionized plasma model. Furthermore, the electrical conductivities of titanium and silver are calculated by using linear response theory. The reliability of the model is verified by comparing with available experimental data. Furthermore, the thermal conductivities and thermopower of titanium and silver in the range of 0.001—2.0 g/cm³, 1.5 × 10⁴—2.5 × 10⁴ K are predicted, which provides the reference for the experiment of transport properties of metal plasmas.

Keywords: plasma, linear response theory, ionization degree, transport properties

PACS: 52.25.-b, 52.25.Jm, 52.25.Fi

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 10674120, 11074226), the Science and Technology Development Foundation of China Academy of Engineering Physics (Grant Nos. 2007A01002, 2009B01006), and the Foundation of National Key Laboratory of Shock Wave and Detonation Physics Research, China Academy of Engineering Physics (Grant No. 9140C6712011003).

† Corresponding authors. E-mail: chenqf01@gmail.com; xrchen@126.com