

一种计算氩等离子体物态方程的简单模型*

王彩霞^{1)†} 田杨萌¹⁾ 姜 明²⁾ 程新路³⁾ 杨向东³⁾ 孟川民⁴⁾

1) 北京信息工程学院, 北京 100101)

2) 西南民族大学物理系, 成都 610064)

3) 四川大学原子分子物理研究所, 成都 610065)

4) 中国工程物理研究院, 绵阳 621900)

(2006 年 5 月 30 日收到, 2006 年 7 月 2 日收到修改稿)

将 Thomas-Fermi 统计模型电离势的数值结果进行函数逼近, 给出一个便于近似数值求解的解析表达式和计算电离度的近似计算方法. 计算了 Ar 元素 LTE 情况下的电离度和物态方程, 结果与 Saha 模型的计算结果和实验结果符合较好. 所提出的简单模型也适用于计算混合物物态方程, 可以在电磁发射技术领域中的强电离等离子体中有广泛的应用前景.

关键词: 等离子体, 物态方程, 电离势, 电离度

PACC: 3120, 3120L, 5225K

1. 引 言

高温高压离化物质的物态方程研究在电磁发射技术、磁流体发电机、受控核聚变、恒星演化等方面都有着广泛的应用. 如在电磁发射技术领域, 等离子体物态方程常用于建立电热炮和等离子体电极轨道炮的内弹道模型. 电磁轨道炮的一种前级注入器——快速击波管(FST), 其工作物质为惰性气体, 在发射过程中惰性气体在强冲击波作用下电离成高温高压状态下的等离子体, 在对其进行数值仿真时, 需要计算离化惰性气体的物态性能和平均电离度. 惰性气体的物态方程有多种计算方法, 如 Saha 方程模型、Thomas-Fermi (TF) 统计模型、Abe 离子数密度展开法^[1]、活度展开法^[2]等; 平均电离度也有多种计算方法, 如平均离子模型^[3-6]和离子组态速率方程方法^[7]等. 但在使用这些方法进行计算时, 都需要求解庞大的耦合方程组, 如果等离子体含有多种元素, 求解时将更加复杂, 即使使用计算机也要耗费很多的时间和精力. 因此, 在处理很多实际问题时, 常常提出各种实用的简化模型, 来简化计算过程, 同时要保证一定的计算精度.

本文给出一种计算氩等离子体平均电离度的简

单模型, 它能够方便的用于轨道炮 FST 前级注入器的数值仿真. 首先对 TF 统计模型中电离势的数值计算结果进行函数逼近, 得出了一个近似计算电离势的简单解析函数, 然后, 利用这个电离势的简单模型函数和 Saha 方程模型^[8], 得出了一个计算高温高压氩等离子体电离度的近似表达式. 本文根据此简化模型计算了一定温度、压力范围内等离子体氩的压强和电离度, 并绘制了 p - V 曲线, 将计算结果与 Saha 方程理论模型的计算结果以及实验结果比较, 均符合得较好.

2. TF 模型计算平均电离势

在 TF 统计模型中, 电子势能由两部分组成: 电子与原子核之间的相互作用势能 E_{en} 和电子与电子之间的相互作用势能 E_{ee} , 总势能 $E_p = E_{en} + E_{ee}$ 的表达式^[8]如下:

$$E_p = \frac{ZkT\alpha}{2\phi(0)} \int_0^1 I_{1/2} \left(\frac{\phi(x)}{x} \right) [\phi(x) - x\phi(1) + \phi(0)] x dx, \quad (1)$$

其中 $\alpha = \frac{(4\pi eR_0)^2}{h^3} (2m_e)^{3/2} (kT)^{1/2}$, $\frac{\phi(x)}{x} = \frac{eU(r) + \mu}{kT}$, $\phi(0) = \frac{Ze^2}{kTR_0}$, $\phi(1) = \frac{\mu}{kT}$, $I_n(\xi)$ 为费米函

* 国家高技术研究发展计划(863)批准号 2002AA831083)和北京市教育委员会科技发展计划项目(批准号 J62005)资助的课题.

† E-mail: wangcaixiae@yahoo.com.cn

数 $x = \frac{r}{R_0}$ ($0 \leq r \leq R_0$), R_0 为原子球等效半径, $U(r)$ 为势能函数, $\phi(x)$ 为 TF 方程无量纲化引入的变量 (参见附录 A), Z 为原子序数, k 为玻尔兹曼常数, T 为温度, e 为电子电量, m_e 为电子质量, h 为普朗克常数, μ 为化学势.

当第 Z^* + 1 个电子被电离掉时, 平均电离势由 TF 模型给出 (参见附录 A) 近似定义为

$$\bar{I}\left(\frac{Z^*}{Z}\right) = \frac{E_p}{Z - Z^*} = -Z^{4/3} I_0\left(\frac{Z^*}{Z}\right), \quad (2)$$

其中

$$I_0\left(\frac{Z^*}{Z}\right) = \frac{4m_e e^4}{h^2} \left(\frac{2\pi^2}{\alpha\phi^2(0)}\right)^{2/3} \int_0^1 I_{1/2}\left(\frac{\phi(x)}{x}\right) \times [\phi(x) - x\phi(1) + \phi(0)] k dx \times \left[\int_0^1 x^2 dx \int_0^{\frac{\phi(x)-\phi(1)}{x}} \frac{y^{1/2} dy}{1 + \exp\left(y - \frac{\phi(x)}{x}\right)} \right]^{-1}. \quad (3)$$

More^[9]对(3)式进行数值求解, 并把 30 种原子的计算结果与 Hartree-Fock-Slater 的计算结果进行了比较. 为方便计算和实际应用, 根据 More 计算的平均电离势 \bar{I}_{TF} 结果, 本文拟合了平均电离势 \bar{I}_{TF} 随电离度 Z^*/Z 的变化曲线, 具体方法如下:

类氢孤立原子的电离势 (以电子伏为单位):

$$I = -13.6 \frac{Z^{*2}}{n^2}. \quad (4)$$

由于到 n 壳层为止总的束缚电子数 $Z - Z^* =$

$$\int_0^n 2n_1^2 dn_1 = \frac{2}{3} n^3, \text{ 设 } x = \frac{Z^*}{Z} \text{ 则}$$

$$I = -10.4 \frac{Z^{4/3} x^2}{(1-x)^{2/3}}. \quad (5)$$

由 More 计算的平均电离势分布规律及(5)式, 本文拟合函数选取指数形式

$$I = -10.4 Z^{4/3} \exp(ax^3 + bx^2 + cx + d), \quad (6)$$

拟合出的参数如下:

$$a = 11.9698, b = -21.4752,$$

$$c = 16.7423, d = -4.9909.$$

(6)式单位为电子伏, 计算结果与 More 的计算结果符合较好, 见图 1.

3. 计算平均电离度

在局部热动平衡(LTE)情况下, 电离度可用 Debye-Hückel 修正^[10]的 Saha 方程进行描述:

$$\frac{n(Z^* + 1)n_e}{n(Z^*)} = 2 \frac{u_{Z^*+1}^*}{u_{Z^*}^*} \left(\frac{2\pi k T m_e}{h^2}\right)^{3/2} e^{-\bar{I}(Z^*+1)/kT}, \quad (7)$$

其中, n_e 是自由电子数密度, $u_{Z^*+1}^*/u_{Z^*}^*$ 为离子的统计权重比, $n(Z^*)$ 和 $n(Z^* + 1)$ 分别为第 Z^* 次和第 $Z^* + 1$ 次电离离子的数密度, $\bar{I}(Z^* + 1)$ 为第 $Z^* + 1$ 次电离离子的平均电离势.

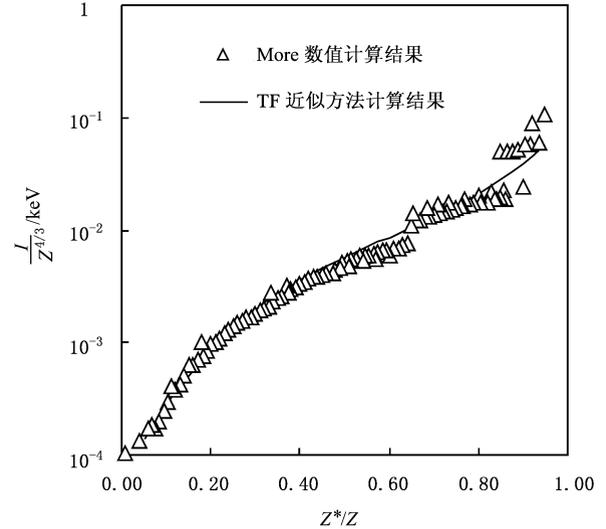


图 1 电离能拟合曲线与 More 数据比较

由于 $u_{Z^*+1}^*/u_{Z^*}^*$ 变化极不规则, 但总是近似等于 1, 因此近似取它为 1. 为得到平均电离度 \bar{Z}^* 的表达式, 假设 $n(Z^*)$ 是 Z^* 的连续函数, 即

$$n(Z^* + 1) = n(Z^*) + \frac{dn}{dZ^*}, \quad (8)$$

(8)式是一个微分表达式, 数密度 $n(Z^*)$ 在峰值处 $\frac{dn}{dZ^*} = 0$, 故峰值处 $n(Z^* + 1) = n(Z^*)$, 且

$$n_e = 2 \left(\frac{2\pi k T m_e}{h^2}\right)^{3/2} e^{-\bar{I}(Z^*+1)/kT} = A T^{3/2} e^{-\bar{I}(Z^*+1)/kT}, \quad (9)$$

其中 $A = 2 \left(\frac{2\pi k m_e}{h^2}\right)^{3/2} = 4.8 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3} \cdot \text{K}^{-3/2}$.

离子的平均电离度 \bar{Z}^* 定义为 $\bar{Z}^* = \frac{n_e}{n_i}$, n_i 是等离子体的离子数密度, 则

$$\bar{Z}^* = \frac{A T^{3/2}}{n_i} e^{-\bar{I}(Z^*+1)/kT}. \quad (10)$$

由于方程(10)中的 Z^* 对应函数 $n(Z^*)$ 中的峰值, 且也随温度和密度变化, 所以可近似用峰值处的 Z^* 取代式中的 \bar{Z}^* . 另利用文献[9]指出的近似方法, 取第 $Z^* + 1$ 次电离离子的平均电离势 $\bar{I}(Z^* +$

1) 和第 Z^* 次电离离子的平均电离势 $\bar{I}(Z^*)$ 的中间值 $\bar{I}(Z^* + 1/2)$ 取代(10)式中的 $\bar{I}(Z^* + 1)$, 并对(10)式取对数后得

$$\bar{I}(Z^* + 1/2) = kT \ln \frac{AT^{3/2}}{Z^* n_i} \quad (11)$$

联立(6)和(11)式, 可得关于温度 T 和粒子数密度 n_i 的计算平均电离度 Z^* 的迭代公式

$$\begin{aligned} Z^* &= Z^* \\ &= \frac{AT^{3/2}}{n_i \exp\left[\frac{0.1206Z^{*3} \times 10^6}{T} \exp(aB^3 + bB^2 + cB + d)\right]} \end{aligned} \quad (12)$$

$$\text{其中 } B = \frac{Z^* + 1/2}{Z}$$

4. 氩等离子体物态方程

电离气体的状态方程用如下形式: $p = p(\rho, T)$. 对于压强 p , 要考虑各级离子、原子和电子热运动贡献. 设各级离子和原子的热运动对压强的贡献为 p_N , 自由电子的热运动对压强的贡献为 p_e , 则电离气体的压强可用下式表示:

$$p = - \left. \frac{\partial F}{\partial V} \right|_T = p_N + p_e$$

其中 $p_N = \frac{\rho R}{M} T$, $p_e = Z^* \frac{\rho R}{M} T$. 则总的热压为

$$p = (1 + Z^*) \frac{\rho R}{M} T \quad (13)$$

其中 Z^* 是平均电离度, M 为等离子体摩尔质量, ρ 为等离子体密度, R 为普适气体常数.

上述计算方法方便实用, 还可以将其推广用于电热炮等离子体的物态方程计算. 电热炮的等离子体工作物质多是多种原子的混合物, 多种原子混合物的等离子体的物态方程为

$$p = \sum_i (1 + Z_i^*) \frac{\rho_i R}{M_i} T \quad (14)$$

5. 结果与讨论

根据本文所提简单模型, 用(13)式和近似计算公式(12)式计算了氩等离子体的物态方程, 鉴于FST前级注入器中的氩等离子体的实验数据, 这里计算的温度在 1×10^4 到 3×10^4 K 之间, 压强在 0.0145 到 0.1896 GPa 之间, 电离度和压强的计算结果见表 1.

表 1 氩等离子体物态方程计算结果

$T/10^4$ K	ρ/ρ_0	Z^*	p/GPa
10.0	3.97	0.07623	0.0145
14.8	5.12	0.32044	0.0339
16.5	6.00	0.40164	0.0471
19.9	7.74	0.55864	0.0814
25.0	9.00	0.80394	0.1377
30.0	9.11	1.04543	0.1896

计算氩等离子体的 p - V 曲线如图 2, 黑点是实验数据^[11, 12], 点线是 Saha 方程模型的计算结果, 实线是本文所述的 TF 简单模型计算结果. 对比可知, 二者的计算结果符合得较好, 且与实验结果也符合较好, 见图 2. 详细分析如下, 在低密度区域, 使用本模型计算的压强 p 值与使用 Saha 方程模型的计算值和实验值均基本符合, 但 Saha 方程模型的计算值与实验结果符合得更好些; 在高密度区域, 本模型的计算结果与实验结果符合较为好些; 在整个计算范围内, 本模型的计算结果均大于 Saha 方程模型计算结果. 总之, 计算结果说明本文所提出的简单模型能够较好地描述等离子体的热力学性质. 分析本模型计算结果大于 Saha 方程计算结果的原因如下:

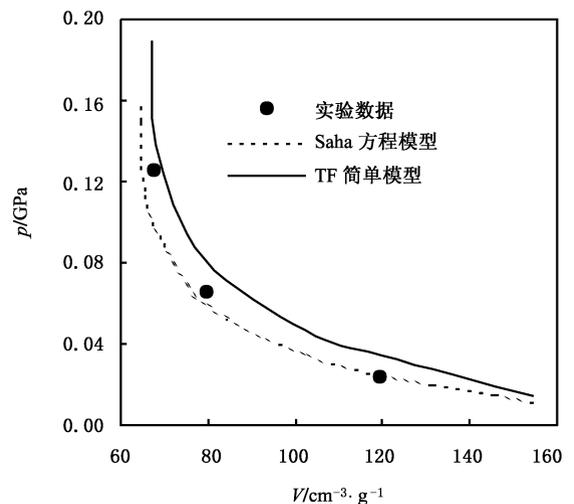


图 2 氩等离子体的 p - V 曲线

1) 研究者通常认为 TF 模型的使用范围仅局限于高密度区, 对于低密度区域不适用. 低密度区域的物态方程计算则通常采用 Saha 模型方法. 但在低温低压和高密度的过渡区, 由于物理过程比较复杂, 模型难以建立, 其物态方程的计算通常采用拟合的方法^[13]. 本文所计算工作物质氩的温度和密度范围恰属于低温低压和高密度的过渡区, 故使用高密度区

的 TF 模型加之低密度的 Saha 模型对该区域进行拟合应是合理的.

2) Saha 理论模型的理想适用对象是低密度的稀薄气体,经修正后可适用于较高温度和密度的气体^[14];从理论上分析 TF 模型比 Saha 方程模型适用的温度和密度范围要更广,TF 模型理论不仅仅限于只描述高密度物质物态方程,也可用于描述高温低密度物态方程^[15].另由于本文提出的计算模型得自于 TF 理论和 Saha 理论,在推导过程中把电离离子的数密度 $n(Z^*)$ 看成是离子电荷数 Z^* 的连续函数,所以该模型更适用于高温高密度范围,会出现高密度区效果好于低密度区域,且在低密度区域 Saha 方程模型好于本模型的结果.

3) 本模型的计算结果均大于 Saha 方程模型计算结果的另一个原因在于计算电离势时使用的 TF 模型没做任何修正;再者,对电离能进行数据拟合时也会带来偏差,故会出现本模型总体计算数值和 Saha 模型相比偏离实验值程度稍高的现象,也是预料之中的.如欲使用本模型的计算更为准确,并扩大其适用范围,应考虑对 TF 理论进行量子化和交换修正,则修正后的计算结果和不修正时相比应该要减小些^[13],更接近实验值.

总之,因本文提出的平均电离势模型是一个简单的半经验半理论表达式,表达式简单,且使用过程中计算容易,计算结果与实验结果符合较好,故本模型在建立工程模型时非常方便和实用.另由上述第 2) 条讨论可知,该模型更适用于高温高密度范围,所以在强电离等离子体中应有更好的应用.相信该模型在涉及强电离等离子体的工程模型建立和数值计算中将有更为广阔的应用前景.

附录 A Thomas-Fermi 模型电离势的推导

设 R_0 是原子球半径,物质的密度为 ρ , M 为摩尔质量, N_0 为阿伏伽德罗常数,则

$$\frac{4}{3}\pi R_0^3 = \frac{M}{\rho N_0}, \quad (\text{A1})$$

电子遵循 Fermi-Dirac 分布

$$f(r, p) = \frac{1}{(2\pi\hbar)^3} \frac{2}{1 + \exp\left\{\left[\frac{P^2}{2m_e} - eU(r) - \mu\right]/kT\right\}}, \quad (\text{A2})$$

其中, m_e 是电子质量, P 是电子动量, μ 是电子化学势.将上式对动量空间积分,即得在 r 处的电子数密度

$$\rho(r) = \frac{1}{\pi^2 \hbar^3} \int_0^\infty \frac{P^2 dP}{1 + \exp\left\{\left[\frac{P^2}{2m_e} - eU(r) - \mu\right]/kT\right\}}. \quad (\text{A3})$$

原子内势场 $U(r)$ 和电子密度 $\rho(r)$ 满足泊松方程

$$\nabla^2 U(r) = 4\pi e \rho(r). \quad (\text{A4})$$

(A3) 和 (A4) 式就是 Thomas-Fermi 方程.由于在 $r \rightarrow 0$ 时,原子中心附近的势场完全由核电荷所提供,故方程 (A4) 应满足边界条件

$$U(r)|_{r \rightarrow 0} = \frac{Ze}{r}. \quad (\text{A5})$$

对于中性原子,每个原子的全部电荷都包含在一个球胞内,所以 $U(r)|_{r=R_0} = 0$,为保证相邻原子边界势场连续,原子边界上势场梯度也应等于 0,故方程 (A4) 的另一边界条件为

$$\left. \frac{dU(r)}{dr} \right|_{r=R_0} = 0. \quad (\text{A6})$$

为计算方便,将上述方程进行无量纲化,并引入无量纲变量

$$\begin{aligned} x &= \frac{r}{R_0} (0 \leq r \leq R_0), \\ \xi &= \frac{eU(r) + \mu}{kT} = \frac{\phi(x)}{x}, \\ y &= \frac{P^2}{2m_e kT}, \end{aligned} \quad (\text{A7})$$

于是 (A3)(A4)(A5) 和 (A6) 式无量纲化后变为

$$\rho(r) = \frac{4\pi}{h^3} (2m_e kT)^{3/2} I_{1/2}(\xi), \quad (\text{A8})$$

$$\phi(x) = ax I_{1/2}(\xi), \quad (\text{A9})$$

$$\phi(0) = \frac{Ze^2}{kTR_0}, \quad (\text{A10})$$

$$\phi(1) = \phi'(1) = \frac{\mu}{kT}, \quad (\text{A11})$$

其中 $I_n(\xi)$ 为 Fermi 函数, $I_n(\xi) = \int_0^\infty \frac{y^n dy}{1 + \exp(y - \xi)}$, $\alpha = \frac{(4\pi e R_0)^3}{h^3} (2m_e)^{3/2} (kT)^{3/2}$.由 (A9) 到 (A11) 式可求 $\phi(x)$.由 $U(r)|_{r=R_0} = 0$ 可定出化学势 μ , 联立定义式 (A7) 可得势能 $U(r)$ 为

$$U(r) = \frac{kT}{e} \left[\frac{\phi(x)}{x} - \phi(1) \right]. \quad (\text{A12})$$

下面讨论如何计算束缚电子数和电离势.

电子的动能和势能之和为电子的总能量,即

$$E = \frac{P^2}{2m} - eU(r), \quad (\text{A13})$$

当 $E > 0$ 即动量 $P > \sqrt{2m_e eU(r)}$ 时,电子为自由电子,而当 $P \leq \sqrt{2m_e eU(r)}$ 时,电子为束缚电子.

束缚电子密度为

$$\rho_b(r) = \frac{1}{\pi^2 h^3} \int_0^{\sqrt{2m_e eU(r)}} \frac{P^2 dP}{1 + \exp\left\{\left[\frac{P^2}{2m_e} - eU(r) - \mu\right]/kT\right\}}, \quad (A14)$$

无量纲化后变为

$$\rho_b(r) = \frac{4\pi}{h^3} (2m_e kT)^{3/2} \times \int_0^{\frac{\psi(x)-\psi(1)}{x}} \frac{y^{1/2} dy}{1 + \exp\left[y - \frac{\psi(x)}{x}\right]}. \quad (A15)$$

则束缚电子数

$$\begin{aligned} Z_b &= Z - Z^* = 4\pi R_0^2 \int_0^1 \rho_b(x) x^2 dx \\ &= \frac{\alpha^2 \psi(0) h^3}{16\pi^2 Z e^6} \left(\frac{kT}{2m_e}\right)^{3/2} \int_0^1 x^2 dx \\ &\quad \times \int_0^{\frac{\psi(x)-\psi(1)}{x}} \frac{y^{1/2} dy}{1 + \exp\left[y - \frac{\psi(x)}{x}\right]}. \end{aligned} \quad (A16)$$

电子总势能 $E_p = E_{en} + E_{ec}$ 的表达式^[8]如下:

$$E_p = \frac{ZkTa}{2\psi(0)} \int_0^1 I_{1/2}\left(\frac{\psi(x)}{x}\right) [\psi(x) - x\psi(1) + \psi(0)] x dx. \quad (A17)$$

当第 $Z^* + 1$ 个电子被电离掉时, 近似定义平均电离势为

$$\bar{I}\left(\frac{Z^*}{Z}\right) = \frac{E_p}{Z - Z^*} = -Z^{*3} I_0\left(\frac{Z^*}{Z}\right), \quad (A18)$$

将(A16)和(A17)式代入(A18)式中, 则

$$\begin{aligned} I_0\left(\frac{Z^*}{Z}\right) &= \frac{4me^4}{h^2} \left(\frac{2\pi^2}{a\phi^2(0)}\right)^{2/3} \int_0^1 I_{1/2}\left(\frac{\psi(x)}{x}\right) \\ &\quad \times [\psi(x) - x\psi(1) + \psi(0)] x dx \\ &\quad \times \left[\int_0^1 x^2 dx \int_0^{\frac{\psi(x)-\psi(1)}{x}} \frac{y^{1/2} dy}{1 + \exp\left(y - \frac{\psi(x)}{x}\right)} \right]^{-1}. \end{aligned} \quad (A19)$$

- [1] Abe R 1959 *Progress of Theoretical Physics* **22** 213
- [2] Rogers F J, Dewitt H E 1973 *Phys. Rev. A* **18** 1061
- [3] Rozsnyai B F 1972 *Phys. Rev.* **A 5** 1137
- [4] Meng X J, Sun Y S 1994 *Acta Phys. Sin.* **43** 345 (in Chinese) [孟续军、孙永盛 1994 物理学报 **43** 345]
- [5] Meng X J, Zong X P, Bai Y, Sun Y S, Zhang J L 2000 *Acta Phys. Sin.* **49** 2133 (in Chinese) [孟续军、宗晓萍、白云、孙永盛、张景琳 2000 物理学报 **49** 2133]
- [6] Jia H X, Meng X J 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 70 (in Chinese) [贾洪祥、孟续军 2005 物理学报 **54** 70]
- [7] Colebant D G, Whitney K G, Tidman D A 1975 *Phys. Fluids* **18** 1687
- [8] Зельдович Я В, Райзер Ю. П 1966 Изд. "Наука" (in Russian) [Я. В. 泽尔道维奇和 Ю. П. 莱布撒尔 1980 激波和高温流体动力学现象物理学]
- [9] More R M 1981 *Atomic Physics in Inertial Confinement Fusion* UCRL-84991
- [10] McChesney M 1964 *Can. J. Phys.* **42** 2473
- [11] Wang F H, Jing F Q 2001 *Journal of Atomic and Molecular Physics* **18** 285 (in Chinese) [王藩侯、经福谦 2001 原子与分子物理学报 **18** 285]
- [12] Wang F H, Chen J P, Meng X J, Zhou X M, Li X J, Sun Y S, Jing F Q 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 1380 (in Chinese) [王藩侯、陈敬平、孟续军、周显明、李西军、孙永盛、经福谦 2001 物理学报 **50** 1308]
- [13] Xu X S, Zhang W X 1986 *An Introduction to Practical Theory of Equation-of-State* (Beijing: Science Press) (in Chinese) [徐锡申、张万箱 1986 实用物态方程理论导引 (北京: 科学出版社)]
- [14] Jing M H, Meng X J 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 587 (in Chinese) [姜昊、孟续军 2005 物理学报 **54** 587]
- [15] Li Y K, Chen D Q, Li M S, Dong H 2001 *Journal of High Pressure Physics* **15** 271 (in Chinese) [李有宽、陈栋泉、李茂生、董航 2001 高压物理学报 **15** 271]

A simplified model for computing state equation of argon plasma^{*}

Wang Cai-Xia^{1)†} Tian Yang-Meng¹⁾ Jiang Ming²⁾ Cheng Xin-Lu³⁾ Yang Xiang-Dong³⁾ Meng Chuan-Min⁴⁾

1) *Beijing Information Technology Institute , Beijing 100101 ,China)*

2) *Department of Physics , Southwest University for Nationalities , Chengdu 610064 ,China)*

3) *Atomic and Molecular Physics at Sichuan University , Chengdu 610065 ,China)*

4) *China Academy of Engineering Physics , Mianyang 621900 ,China)*

(Received 30 May 2006 ; revised manuscript received 2 July 2006)

Abstract

In this paper , We first fitted the numerical results of the ionization potential calculated by Thomas – Fermi statistical model and gained the analytical function of the potential versus the degree of ionization , then calculated the ionization potential and the average degree of ionization for argon versus temperature and density in local thermal equilibrium (LTE) case . The curve of pressure versus specific volume V of argon plasmas is calculated according this simplified model . The calculated results by this simplified model are in agreement with experimental data and the calculated results of the Saha – equation theory . This simplified model can be used to the calculation of the equation of state of plasmas mixture and is expected to be widely used in the field of EML technology involving the strongly ionized plasmas .

Keywords : plasmas , equation of state , ionization potential , degree of ionization

PACC : 3120 , 3120L , 5225K

^{*} Project supported by the National High Technology Research and Development Program of China (Grant No. 2002AA831083) and the Science and Technology Development Program from the Education Commission of Beijing , China (Grant No. 662005).

[†] E-mail : wangcaixiae@yahoo.com.cn