

冲击压缩产生的氩等离子体辐射不透明度研究

王藩侯¹⁾ 陈敬平¹⁾ 孟续军²⁾ 周显明¹⁾ 李西军¹⁾ 孙永盛²⁾ 经福谦^{1,3)}

¹⁾ 中国工程物理研究院流体物理研究所, 绵阳 621900)

²⁾ 北京应用物理与计算数学研究所, 北京 100088)

³⁾ 西南交通大学近代物理研究所, 成都 610031)

(2000 年 4 月 30 日收到, 2000 年 12 月 15 日收到修改稿)

采用平面冲击压缩方法产生密度和温度都均匀的氩等离子体. 根据光谱辐射强度随时间的变化测量了氩等离子体在可见光区几个波长通道的辐射不透明度. 等离子体温度在 1.4—2.2 eV 范围, 密度在 0.0083—0.015 g/cm³ 之间. 测量值和理论计算结果符合较好, 说明平均原子模型可以较好地描述该热力学条件下氩等离子体的光子输运行为. 基板表面的光反射率在确定辐射不透明度时是一个重要参数. 采用简化的自洽方法求解基板表面的光反射率. 结果表明, 基板/氩气界面的光反射率 R 在 0.4 附近, 与 Erskine 专门实验结果符合较好.

关键词: 物态方程, 不透明度, 氩

PACC: 5225P, 5225K

1 引 言

高温稠密等离子体的物态方程和不透明度研究具有重要的科学意义和极强的应用背景. 例如, 在天体物理学中, 恒星内部的物质是高度电离的, 光子与物质之间的相互作用以及物质所处的热力学状态决定了能量在恒星内部的传输率; 在激光惯性约束聚变中, 不透明度形成的所谓的输运通道阻塞问题, 决定了激光能量对靶丸驱动能的耦合程度, 对靶丸压缩产生直接影响. 不透明度的物理模型非常复杂, 它要求对原子结构、能级布居、谱线形状以及等离子体相互作用等有详尽的了解. 现有的物理模型都是在一定的简化条件下构造出来的, 仅适用于描述一定热力学状态下的等离子体. 对于某些热力学状态区还没有公认合理的物理模型^[1]. 因此, 高温稠密等离子体的物态方程和不透明度研究受到人们的极大关注.

冲击产生稠密等离子体物态方程的实验研究, 始于 50 年代 Christian 和 Yarger 等人^[2]的工作. 对于部分电离的、类固体密度等离子体, Fortov^[1]和 Trunin 等人^[3]对低熔点金属做过有益的尝试. 对于密度不太高的等离子体物态方程和不透明度的实验研究, 大都以气体作为样品初始材料, 并用冲击压缩方法形成较低密度的等离子体. 1994 年, Erskine^[4]发表了

冲击压缩下氩等离子体的辐射不透明度测量. 第一次发现了冲击压缩下氩原子的 4s—5p 跃迁的不透明度峰值, 并同时获得了氩等离子体的 Hugoniot 物态方程. 其等离子体温度 T 约为 2 eV. 但是, 在确定 Hugoniot 物态方程时, Erskine 利用基板撞击窗口的时间确定粒子速度. 这种方法对时间测定精度要求很高, 否则会由于粒子速度的较小不确定度而导致较大的等离子体密度不确定度, 从而导致物态方程不能精确确定^[4]. 此外, 文献[4]在进行不透明度数据处理时, 考虑了基板和样品盒表面反射的影响. 他们根据实验前的专门实验测量把基板/样品界面(见图 1)的反射率 R 取为 0.4, 但没有说明此反射率与波长和受冲击后界面热力学状态无关的理由.

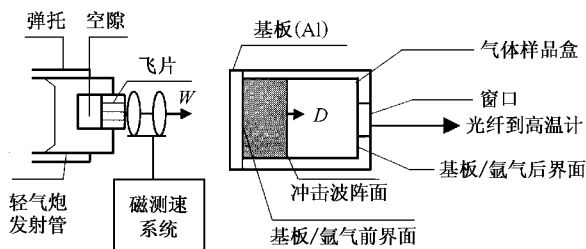


图 1 实验装置示意图

本文采用冲击压缩方法产生氩等离子体, 测量了冲击压力在 0.024—0.125 GPa 范围的氩等离子体 Hugoniot 物态方程和辐射不透明度. 等离子体温度

T 在 1.35—2.19 eV 之间,非理想参数 $\Gamma \approx 0.38$.在确定 Hugoniot 物态方程时,为了避免 Erskine 遇到的困难,我们没有测量粒子速度,而是通过测量飞片速度、冲击波速度,利用阻抗匹配关系进行求解.在确定辐射不透明度时,将基板/氩气界面的光反射率与辐射不透明度联立求解,得到两者间相互自洽的结果.物态方程和辐射不透明度实验结果分别与 Saha 模型和平均原子模型的理论计算结果进行了比较.

2 实验原理

平面冲击波压缩技术产生的等离子体具有在较大空间和时间尺度范围内均匀的特点,便于精密物理测量.用二级轻气炮驱动飞片,使平板飞片(用一种钨合金材料-89 W 制成)达到每秒数公里的高速度,与基板(2024Al)碰撞,在基板中产生一冲击波,冲击波进入样品后,对氩气体(初始状态为 $P_0 = 101.3\text{kPa}$ 和 $T_0 = 293\text{K}$)进行冲击压缩.这时,氩气体冲击波阵面后的物质将转变为高温高密度的氩等离子体.压缩层的高温热辐射,将通过透明的氩气体(未压缩层)被辐射高温计测量系统记录下来.上述冲击压缩过程及测量系统示意图如图 1 所示.实验设计应保证在冲击波到达样品/窗口界面时刻,来自飞片后界面的稀疏波尚未赶上冲击波阵面.飞片速度(W)用磁飞行体方法测量.通过 D, W 实测值及已知的基板材料和飞片材料 Hugoniot 线,利用阻抗匹配原理可计算出氩等离子体的 Hugoniot 状态参数;利用多通道辐射高温计记录光谱辐射历史.图 2 示出波长为 800nm 通道的信号记录.其中 t_1 为冲击波进入氩气体的时刻, t_2 为冲击波到达窗口的时刻.从几个波长通道的辐射历史记录的“平台值”可计算出氩等离子体温度,从辐射历史记录的上升段可计算出氩等离子体的光吸收系数.

3 氩等离子体实验 Hugoniot 曲线

高速飞片撞击基板后,将在基板中传入一个冲击波.此冲击波进入氩对其进行冲击压缩.设氩中冲击波速度为 D ,冲击波后粒子速度为 u ,冲击波阵面前后的有关运动学参量和状态参量如图 3 所示.冲击波后氩等离子体的状态参量可由下面的方法求得.

由阻抗匹配关系可得到飞片撞击铝基板后,基

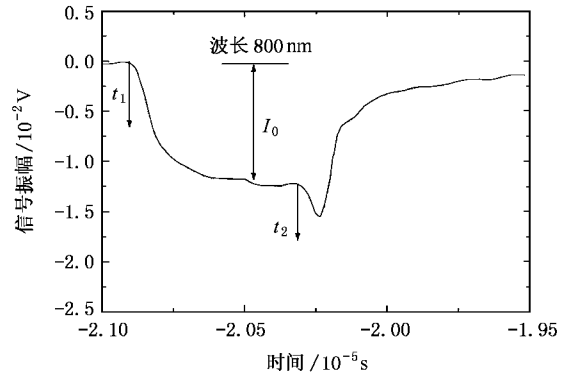


图 2 800nm 通道信号的高温计记录

板中的粒子速度为^[5]

$$u_{H,t} = \frac{-B - \sqrt{B^2 - 4AC}}{2A}, \quad (1)$$

式中

$$A = \rho_{0f}\lambda_f - \rho_{0t}\lambda_t,$$

$$B = -\rho_{0f}C_{0f} - 2\rho_{0f}\lambda_f W - \rho_{0t}C_{0t},$$

$$C = \rho_{0f}W(C_{0f} + \lambda_f W),$$

λ 和 C_0 为材料的 Hugoniot 数据, ρ_0 为材料的初始密度,下标 f 和 t 分别为飞片和基板的有关量.

根据已知的 Hugoniot 数据和实测的飞片速度 W ,由(1)式计算出基板中粒子速度 $u_{H,t}$ 值后,可根据 Hugoniot 关系求得基板中的压力 $P_{H,t}$,比容 $V_{H,t}$ 等状态量.

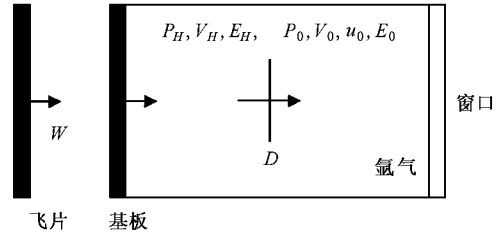


图 3 氩气中冲击压缩过程示意图

当冲击波到达基板/氩气界面时,将反射一中心稀疏波使基板处于部分卸载,同时透过一冲击波对氩进行冲击压缩.基板等熵线 $P_{S,t}$ 可表示为^[6]

$$P_{S,t} = \exp\left[\gamma_0(\eta - \eta_i)\right] \left\{P_i + \rho_0 C_0^2 \cdot \int_{\eta_i}^{\eta} \frac{1 + \lambda\eta - \gamma_0\eta}{(1 - \lambda\eta)^3} \exp[\gamma_0(\eta_i - \eta)] d\eta\right\} \quad (2)$$

式中 $\eta_i = 1 - V_{H,t}/V_0$ 由前面求出的 $V_{H,t}$ 决定, $\eta = 1 - V_{S,t}/V_0$, γ_0 为材料的格林乃森参数.

对于等熵过程的粒子速度、压强和比容之间还

有如下关系：

$$V_{S,t} - V_{H,t} = \frac{(u_{S,t} - u_{H,t})^2}{P_{H,t} - P_{S,t}} \quad (3)$$

氩等离子体的波直线方程为

$$P_H = \rho_0 \Delta Du \quad (4)$$

由方程(2)–(4),再加上界面两侧的连续性条件($P_H = P_{S,t}$, $u_{S,t} = u$)可以联立解出氩等离子体粒子速度 u . 这时要用迭代法求解. 根据 Hugoniot 关系还可以进一步确定氩等离子体的冲击压力 P_H , 比容 V_H 等状态量.

根据上述方法确定的氩等离子体压力、密度和粒子速度列于表 1. 图 4 为冲击压缩氩的 P - v 曲线. 图 5 为冲击压缩氩的 P - u 曲线. 文献 [2] 中氩的初始状态为 $T_0 = 285\text{K}$ 和 $P_0 = 81\text{kPa}$, 而本文的初始状态为 $T_0 = 293\text{K}$ 和 $P_0 = 101.3\text{kPa}$. 图 5 从另一个侧面也支持了本文选用的物态方程模型的合理性. 表 1 还给出了等离子体温度.

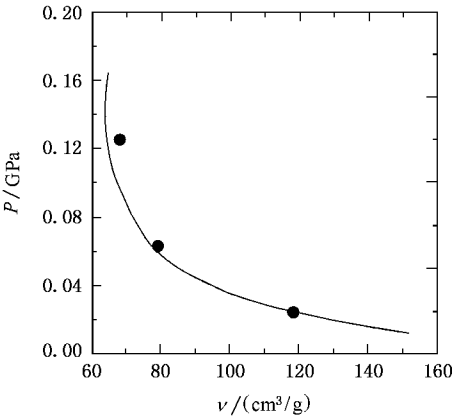


图 4 氩等离子体的 P - v 曲线 —为 Saha 模型计算结果 ●为本文的实验结果

表 1 冲击产生的氩等离子体物态方程实验结果

编号	$W/(\text{km/s})$	$D/(\text{km/s})$	$u/(\text{km/s})$	ρ_H/ρ_0	P_H/GPa	$T_H/10^4\text{K}$
实验 1	2.14	4.29 ± 0.12	3.45	5.11	0.0242 ± 0.0010	1.48
实验 2	3.58	6.67 ± 0.10	5.80	7.74	0.0632 ± 0.0012	2.05
实验 3	5.01	9.29 ± 0.15	8.26	9.03	0.1251 ± 0.0014	2.61

4 光谱吸收系数 $\kappa(\lambda)$ 的计算

对于初始透明材料,利用光学高温计可以直接记录来自炽热冲击压缩层的光谱辐射亮度历史,并由此计算对应于该波长的光谱吸收系数 $\kappa(\lambda)$. 本文

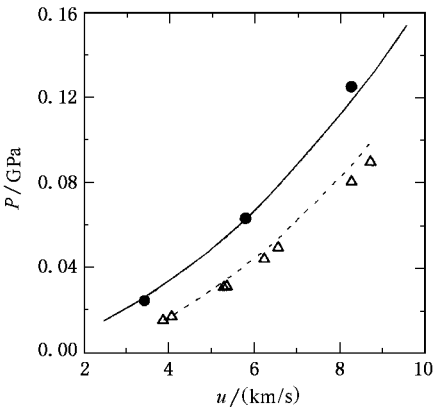


图 5 氩等离子体的 P - u 曲线 △为文献 [2] 的实验结果 其余图注同图 4

采用 Erskine 的简化模型^[4],但反射率 R 和吸收系数 $\kappa(\lambda)$ 是通过最小二乘法同时拟合出的. 这样可以得到两者之间相互自洽的结果.

考虑到样品盒内前、后界面的表面反射的影响, Erskine 提出如下模型：

$$I = I_0(1 - A)(1 + R_1 A) \frac{1}{1 - A^2 R_1 R_2} \quad (5)$$

式中

$$A = e^{-\kappa(\lambda) \rho_0 D \Delta t}$$

R_1, R_2 分别为气体腔前、后界面的反射率. 实验中将样品盒内的后界面涂了一层黑漆,故可设 $R_2 = 0$. 此时(5)式可简化为

$$I = I_0(1 - A)(1 + R_1 A) \quad (6)$$

把冲击波到达基板/氩气界面的时刻作为时间的起点(见图 2),在光谱辐亮度历史记录上升段内读取 n 个时刻的信号幅度,根据(6)式进行最小二乘法拟合,可以同时拟合出辐射不透明度 κ 和基板/氩气界面反射率 R .

表 2 和表 3 列出编号为实验 2 和实验 3 两组实验的辐射不透明度和基板/样品界面反射率实验结果. 对比两个表的数据可以看到,等离子体密度较大、温度较高时,其辐射不透明度也较大. 图 6 给出实验 2 辐射不透明度-光子能量曲线与文献的比较. 由于这些实验的热力学状态较为接近,这些数据在数量级上也较接近,说明本文的实验数据合理. 图 7 给出辐射不透明度的理论计算结果与本文实验结果的比较. 辐射不透明度的平均原子模型是一种基于求解含温有界原子^[8] Dirac 方程的不透明度计算程序. 它精确计算原子结构和有关的过程参数. 本文实验结果与平均原子模型的计算结果比较,实验 2 的

波长为 600 和 500 nm 的两个通道的偏差较大,为 30% 左右,其余均在 10% 左右.表 2 还列出基板/样品界面的反射率 $R(\lambda)$. 可以看到反射率 R 在 0.4 附近,与 Erskine 等人^[4]的专门实验结果较接近.在编号为实验 2 的实验中,波长为 600 和 500 nm 的两个通道 R 约为 0.48,比其它通道的 R 稍大一些.

表 2 辐射不透明度及反射率

(实验 2: $T_H = 2.06 \times 10^4$ K, $P_H = 0.0632$ GPa)

λ/nm	800	700	600	500
$\kappa(\lambda)$ (cm^2/g)	$(1.48 \pm 0.33) \times 10^4$	$(1.10 \pm 0.31) \times 10^4$	$(3.80 \pm 0.32) \times 10^3$	$(3.55 \pm 0.40) \times 10^3$
$R(\lambda)$	0.422 ± 0.022	0.400 ± 0.022	0.480 ± 0.055	0.487 ± 0.052

表 3 辐射不透明度及反射率

(实验 3: $T_H = 2.54 \times 10^4$ K, $P_H = 0.125$ GPa)

λ/nm	800	700	600	450
$\kappa(\lambda)$ (cm^2/g)	$(3.31 \pm 0.33) \times 10^4$	$(3.04 \pm 0.42) \times 10^4$	$(2.73 \pm 0.32) \times 10^4$	$(2.23 \pm 0.32) \times 10^4$
$R(\lambda)$	0.407 ± 0.022	0.399 ± 0.021	0.399 ± 0.033	0.404 ± 0.041

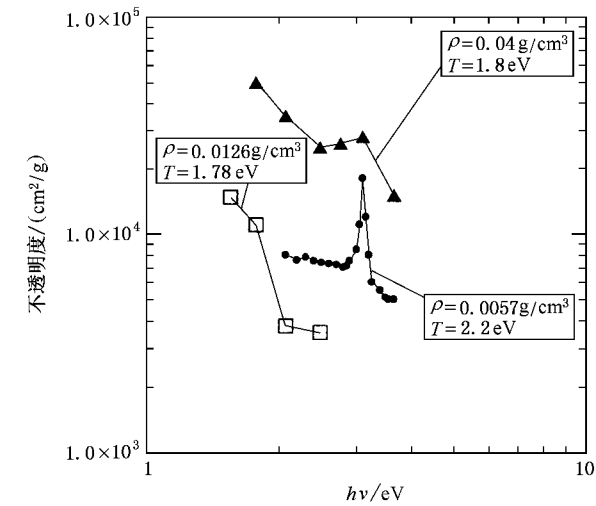
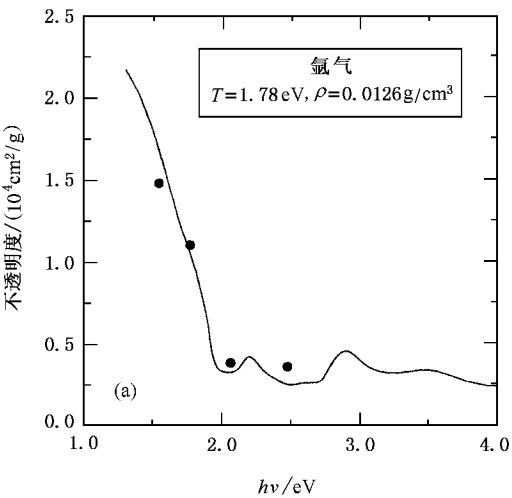


图 6 不透明度-光子能量曲线 ▲和●为 Erskine 的数据,□为本文实验 2 的结果

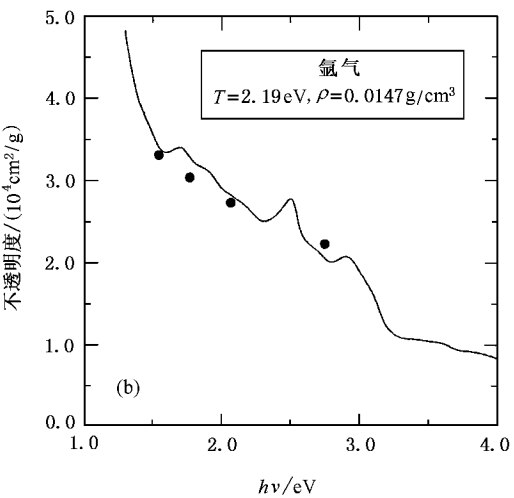


图 7 不透明度实验值与理论值的比较 ——为平均原子模型的计算结果,●为本文的实验结果

5 讨 论

本文研究了冲击压缩产生的氩等离子体的物态方程和辐射不透明度.测得的 Hugoniot 曲线和辐射不透明度数据与理论计算结果符合较好.这说明 Saha 方程加 Debye-Huckel 修正模型和平均原子模型都能较好地描述这一范围的氩等离子体.

金属的反射率应该是热力学状态和光波波长的函数,因此,本文没有像文献[4]那样安排专门实验测量基板/样品界面的反射率,而是采用最小二乘法

将反射率 R 和吸收系数 $\kappa(\lambda)$ 联立求解.这样可以保证两者间的自洽.得到的反射率 R 在 0.4 附近,与 Erskine^[4]专门实验结果较接近.在本文研究的热力学状态范围内,基板/氩气界面的光反射率 R 随界面热力学状态和光波波长的变化不明显,这说明 Erskine 等人根据专门实验把 R 取为 0.4,实际上是取了一个热力学范围的平均值.

Fortov 等人^[1]的研究表明,随着对等离子体的进一步压缩,等离子体吸收系数实验值有向自由-自由吸收系数理论计算值靠近的现象.我们在进行平均原子模型计算时也发现类似的现象,随着等离子体

密度的增大,自由-自由吸收系数占总吸收系数的份额也增大.这种现象可以理解为随着压力和温度的增大,原子进一步电离,造成一些激发态能级占据数

的消逝,体系中的自由电子数增加,这样增加了自由-自由吸收系数的份额.

[1]

E. Fortov , *Sov. Phys. Usp.* , **25**(1982) , 781.

[2]

R. H. Christian , F. L. Yarger , *J. Chem. Phys.* , **23**(1955) , 2042.

[3]

R. F. Trunin , G. V. Simakov , *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* , **103** (1993) , 2180.

[4]

D. Erskine , *Opacity Measurements in Shock-Generated Argon Plasmas , Shock Wave in Condensed Matter*(American Institute of Physics ,1994).

[5]

F. Q. Jing *et al.* , *Introduction to Experimental Equation of State* (Science Press , Beijing , 1986) [in Chinese] 经福谦等 ,实验物态方程导引(科学出版社 ,北京 ,1986)].

[6]

W. H. Tang *et al.* , *Introduction to Theory and Computing of Equation of State* (National Defense University of Science and Technology Press , Changsha , 1999) (in Chinese) 汤文辉等 ,物态方程理论及计算概论(国防科技大学出版社 ,长沙 ,1999)].

[7]

X. S. Xu *et al.* , *Theoretical Introduction to Experimental Equation of State*(Science Press , Beijing , 1986) (in Chinese) 徐锡申等 ,实验物态方程理论导引(科学出版社 ,北京 ,1986)].

[8]

X. J. Meng , Y. S. Sun , *Acta Physica Sinica* **43**(1994) 345 [in Chinese] 孟续军、孙永盛 ,物理学报 **43**(1994) 345].

STUDIES ON OPACITY OF SHOCK-GENERATED ARGON PLASMAS

WANG FAN-HOU¹⁾ CHEN JING-PING¹⁾ MENG XU-JUN²⁾ ZHOU XIAN-MING¹⁾ LI XI-JUN¹⁾ SUN YONG-SHENG²⁾ JING FU-QIAN¹⁾

¹⁾*Southwest Institute of Fluid Physics ,China Academy of Engineering Physics , Mianyang 621900 ,China)*

²⁾*Institute of Applied Physics and Computational Mathematics , Beijing 100088 ,China)*

³⁾*Institute of Modern Physics , Southwest University of Communication , Chengdu 610031 ,China)*

(Received 30 April 2000 ; revised manuscript received 15 December 2000)

ABSTRACT

Dense plasmas with uniform and constant density and temperature are generated by passage of a planar shock wave through argon gas. Our experiments in argon have produced plasmas with a temperature of 1.4—2.2eV and a density of 0.0083—0.015g/cm³. The opacity of the plasma is measured versus wavelength by recording the rise time of emitted light. Measurements in visible light are compared with the calculations using the average atom model , and the agreement is well. In data treatments , the opacity and the reflectance $R(\lambda)$ at the baseplate /argon interface are simultaneously worked out. The resultant $R(\lambda)$ in this work are all around 0.4 , which is in agreement with that given by Erskine.

Keywords : equation of state , opacity , argon
PACC : 5225P , 5225K