

激光与高 Z 介质耦合的参量分析*

强希文 屠琴芬

(西北核技术研究所, 西安, 710024)

摘要: 采用量纲分析方法, 解析地描述了脉冲强激光产生等离子体的流体动力学状态, 根据密度特征把等离子体划分成不同的区域, 并推导出了激光等离子体参量与激光参数以及靶材参数的定标关系, 和有关结果比较符合得较好。

关键词: 激光效应 高 Z 介质 激光等离子体 量纲分析

Parameters analyzing on laser coupling with high-Z materials

Qiang Xiwen, Tu Qinfen

(Northwest Institute of Nuclear Technology, Xi'an, 710024)

Abstract: By means of dimensional analysis, the hydrodynamic states of laser-induced plasma were described. According to the intensity distribution, the laser-induced plasma can be separated into several regions, and the every parameters of plasma, laser and target materials can be derived to demonstrate a set of scale formulas. This result achieved the theoretical base for rapidly calculate the laser induced plasma parameters.

Key words: laser effects high-Z materials laser-induced plasma dimensional analysis

引 言

在惯性约束核聚变中, 靶物理的研究是关键的第一步。目前, 国际上 ICF 大多仍处于靶物理的研究阶段, 目标是 2002 年左右用钨玻璃激光器实现实验室的点火演示, 故研究高功率脉冲钨玻璃激光与高 Z 介质的耦合具有十分重要的意义。

当一束高功率脉冲激光从真空辐照到平面固体厚靶表面时, 靶材表面就会吸收激光的能量从而迅速地被加热、汽化以致形成热的等离子体。经过一段时间之后, 就会在靶材表面烧蚀区附近

形成如图 1 所示的 4 个具有不同特征的区域^[1,2]: (1) 等离子体最外部的转换层。它是一个温度较高(大约 10^7K) 而密度很小的薄层, 其质量只占等离子体的极小部分。该区域吸收激光的能量并把其中的一部分转化成 X 射线, 对 X 射线是光学薄的, 所以, 产生的热 X 射线向靶材和真空方向等量辐射。(2) 再发射区。它被来自转换层的热 X 射线加热, 其密度远大于转换层而温度比转换层低(大约 10^6K)。该区域对 X 射线是光学厚的, 以黑体辐射形式向真空方向辐射通量为 σT^4 的能量, 其中, σ 为斯忒藩-玻耳兹曼常数, T 为温度。(3) 激波压缩区域。由于

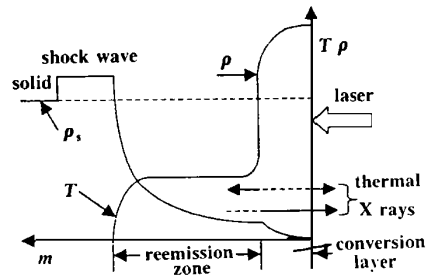


Fig. 1 Schematic representation of the hydrodynamic flow induced by powerful laser heating of a solid high-Z material, here T is the material temperature and ρ the density

* 国家高技术 863-416-1-66 基金资助。

等离子体的反冲加载,使得该区域的密度远大于其它各区,可以当作一个具有无限大密度的刚性墙来处理。(4)未扰动的固体靶材。由于各个区域的密度存在着较大的差别,所以,可将转换层和再发射区分开处理,从而利用量纲分析得到各区域特征参量的定标关系。我们利用量纲分析方法讨论了激光辐照高 Z 介质产生的等离子体的流体动力学状态,并得出了等离子体特征参数的定标关系,为计算等离子体特征参数提供了一种简单而又实用的方法,所得结果与有关计算与实验测量结果基本一致。

1 基本方程组

由于等离子体的辐射能、辐射压与吸收的激光能量和物质压力相比较很小,故在此不予考虑^[3]。设靶材是空间半无限大的,这样可以简化为一维情况,利用拉格朗日质量坐标,用如下的流体动力学方程组来描述等离子体的形成过程^[4]:

$$\partial v / \partial t - \partial u / \partial m = 0 \quad (1)$$

$$\partial u / \partial t + \partial P / \partial m = 0 \quad (2)$$

$$\partial E / \partial t + P \partial v / \partial t = - \partial I / \partial m \quad (3)$$

式中, T , u , v ($= 1/\rho$), P , E , I 分别是温度,速度,比容,压力,比内能和辐射能量通量, m 是拉格朗日质量坐标 ($dm = \rho dx$), ρ 是密度, t 是时间。比内能和状态方程分别为:

$$E = Pv / (\gamma - 1) \quad (4)$$

$$Pv = KT^\delta \quad (5)$$

式中, γ 是绝热系数, K , δ 是与材料有关的参数。

由于我们用力学单位写出了流体动力学方程组,所以,独立量纲的数目就为 3,这 3 个独立量纲单位是质量量纲 $[M]$, 长度量纲 $[L]$ 和时间量纲 $[0]$ 。而在流体动力学方程组中有两个控制参数 m , t , 另外,能量方程(3)的右边以及边界条件也给出另外的控制参数,它们在不同的区域具有不同的形式。

2 量纲分析

量纲分析方法是处理复杂问题的有力工具,它的原则十分简单:一个问题中只有同类量可以比较大小。在此基础上导出了 π 定理,然而单凭这一简单而又一般的定理还不能解决任何具体问题。如能对某一物理问题的实质有比较中肯的定性的了解,再借助这一工具,便能通过试验或分析,较容易地整理得到关于这一问题的规律性认识。对问题的了解越深,得出的规律越简练,越反映问题的实质。

由 Buckingham 定理得到的一个推论是,如果控制参数的数目超过独立量纲的数目为 1,那么,可以得到流体动力学方程组的一个自相似解,即所处理的问题是自相似的。在本节中,利用量纲分析方法分别对再发射区和转换层进行讨论,以便得到各个区域等离子体参数的定标关系^[5,6]。

2.1 再发射区

再发射区的能量传输机制主要是辐射热传导,其中热传导系数 $k = k_0 T^\nu \mu^I$ 与材料的温度和密度有关,指数 ν 和 μ 由传导机制决定。对辐射热传导 $\nu = 5$, $\mu = 2$; 对全电离等离子体电子热传导 $\nu = 5/2$, $\mu = 0$ 。由转换层进入该区域的热通量 I 为:

$$I = - k \partial T / \partial x \quad (6)$$

将(6)式代入(3)式右端并利用状态方程(5)式,可以得到如下形式的能量守恒方程:

$$\frac{1}{\gamma-1} \frac{\partial(Pv)}{\partial t} + P \frac{\partial v}{\partial t} = a \frac{\partial}{\partial m} \left[(Pv)^{\lambda} v^{\mu-1} \frac{\partial(Pv)}{\partial m} \right] \quad (7)$$

式中, $a = (k_0/\delta) K^{(\lambda-1)/\delta}$, 其量纲为 $[a] = M^{\mu+1} L^{-2\lambda-3\mu-1} \theta^{2\lambda-1}$ 。其中, a 是上式包含的一个控制参数。这样, 方程 (1), (2) 和 (7) 就构成了描述再发射区的流体动力学方程组。

由于转换层的密度远小于再发射区, 所以在考虑再发射区与转换层的边界时, 可近似地认为对再发射区该边界是真空, 即忽略低密度、低质量的转换层对再发射区的作用, 不考虑这两个区域之间的耦合。转换层发出的 X 射线辐射通量 I_s 通过该边界进入再发射区, 对再发射区而言是一个辐射加热源; 再发射区辐射的再辐射通量 I_r 通过该边界以相反的方向传输到真空; 二者之差即进入再发射区的净热通量, 它转化为该区域等离子体的内能和动能。尽管如此, 在 $t \rightarrow \infty$ 的极限情况, 物理上可以认为再发射区再辐射所有的入射热量, 即 I_r 趋于 I_s 。由于再辐射通量可近似地写为 $I_r = \sigma T^4$, 利用状态方程 (5), 可以得到:

$$(Pv)_{m=0} = K(I_s/\sigma)^{\delta/4} = W_v \quad (8)$$

角标 v 代表等离子体与真空边界。这样, 在此极限情况下描述再发射区的流体动力学方程组有 4 个控制参数 m, t, a, W_v , 而独立量纲的数目为 3, 故此时流体动力学方程组具有自相似解, 且由于该解是在 $t \rightarrow \infty$ 的极限情况得到的, 所以称为渐进自相似解。该区域等离子体的定标关系可通过 3 个独立参数 t, a, W_v 推导给出。

$$\text{根据上述 4 个控制参数定义无量纲坐标: } \zeta = m t^{\tau} a^{\alpha} W_v^{\omega} \quad (9)$$

忽略转换层的影响, 认为在再发射区/转换层界面 $\zeta = 0$, 在等离子体/激波界面 $\zeta = \zeta_a$, 下标 a 表示等离子体与激波的烧蚀阵面边界, 则这两个边界之间的等离子体质量可写为:

$$m_a = \zeta_a / (t^{\tau} a^{\alpha} W_v^{\omega}) \quad (10)$$

由于 t, a, W_v 为独立参数, 所以各力学量可据此写成量纲部分和无量纲部分乘积的形式

$$u(m, t) = t^{\tau} a^{\alpha} W_v^{\omega} U(\zeta) = u_1(t) U(\zeta) \quad (11)$$

$$v(m, t) = t^{\tau} a^{\alpha} W_v^{\omega} V(\zeta) = v_1(t) V(\zeta) \quad (12)$$

$$p(m, t) = t^{\tau} a^{\alpha} W_v^{\omega} P(\zeta) = p_1(t) P(\zeta) \quad (13)$$

式中, 变量 $u(m, t), v(m, t), p(m, t)$ 的量纲部分分别为 $u_1(t), v_1(t), p_1(t)$, 而其无量纲部分分别为 $U(\zeta), V(\zeta), P(\zeta)$, 是无量纲变量 ζ 的函数。由 (5) 式, 可以把温度 T 写为:

$$T(m, t) = (pv/K)^{1/\delta} (PV)^{1/\delta} = T_1(t) T(\zeta) \quad (14)$$

另根据对 (7) 式右端的推导可知, 能量通量 I 可以相同方式写为:

$$I(m, t) = a(p_1 v_1)^{\lambda-1} v_1^{\mu-1} \zeta_a / m_a \cdot (PV)^{\lambda} v^{\mu-1} \frac{\partial(PV)}{\partial \zeta} = I_1(t) I(\zeta) \quad (15)$$

该区域 t 时刻的总热能 $E_T(t)$ 和动能 $E_k(t)$ 分别为:

$$E_T(t) = \int_{m=0}^{m=m_a(t)} \frac{p(m, t) v(m, t)}{\gamma-1} dm = \frac{p_1(t) v_1(t)}{\gamma-1} \frac{m_a}{\zeta_a} \int_{\zeta=0}^{\zeta_a} P(\zeta) V(\zeta) d\zeta \quad (16)$$

$$E_k(t) = \int_{m=0}^{m=m_a(t)} \frac{u^2(m, t)}{2} dm = \frac{u_1^2(t)}{2} \frac{m_a}{\zeta_a} \int_{\zeta=0}^{\zeta_a} U^2(\zeta) d\zeta \quad (17)$$

由于 (16), (17) 二式的量纲部分应相等, 所以在热能和动能之间存在关系:

$$\frac{E_T(t)}{E_k(t)} = \frac{p_1(t)v_1(t)}{u_1^2(t)} \frac{2}{\gamma-1} \left[\int_0^{\xi_a} P(\xi) V(\xi) d\xi \sqrt{\int_0^{\xi_a} U^2(\xi) d\xi} \right] = \frac{2}{\gamma-1} \eta(\xi_a) \quad (18)$$

$\eta(\xi_a)$ 在此是与时间无关的常数。定义 $E_1(t) = u_1^2(t) m_a / \xi_a = p_1(t)v_1(t) m_a / \xi_a$ (19)
 则 t 时刻的总能量按量纲部分和无量纲部分可写为如下形式:

$$E_{tot}(t) = E_1(t) \int_0^{\xi_a} \frac{P(\xi) V(\xi)}{\gamma-1} + \frac{U^2(\xi)}{2} d\xi = E_1(t) E(\xi_a) \quad (20)$$

式中, $E(\xi_a)$ 是与时间无关的常数。在真空边界 $T_v \equiv T_1(t) T(\xi=0) = T_1(t)$, 在此利用了归一化条件 $T(\xi=0) = T_v = 1$ 。在等离子体烧蚀边界 $P_a = p_1(t) P(\xi = \xi_a) = p_1(t) P_a$ 。这样, 通过简单的量纲分析, 即各变量具有与其物理意义相一致的量纲, 即可得到:

$$\begin{cases} \alpha_\zeta = -1/(\mu+1), \omega_\zeta = -[\lambda + (\mu-1)/2]/(\mu+1), \tau_\zeta = -\mu/(\mu+1) \\ \alpha_u = 0, \omega_u = 1/2, \tau_u = 0 \\ \alpha_v = -1/(\mu+1), \omega_v = -(\lambda-1)/(\mu+1), \tau_v = 1/(\mu+1) \\ \alpha_p = 1/(\mu+1), \omega_p = (\lambda+\mu)/(\mu+1), \tau_p = -1/(\mu+1) \end{cases} \quad (21)$$

将上式中第一行各参数代入(9), (11)~(15)式可得: $\xi = m_a \sqrt{(a W_v^{\lambda} t^{(\mu-1)/2} t^\mu)^{1/(\mu+1)}}$ (22)

$$u_1(t) = W_v^{1/2} \quad (23)$$

$$v_1(t) = (W_v^{1-\lambda} t/a)^{1/(\mu+1)} \quad (24)$$

$$p_1(t) = (a W_v^{\lambda+\mu} / t)^{1/(\mu+1)} \quad (25)$$

$$T_1(t) = T_v = (W_v \sqrt{K})^{1/\delta} \quad (26)$$

$$I_1(t) = (a W_v^{(\lambda+\mu+1)/2} / t)^{1/(\mu+1)} \quad (27)$$

若变量 $g(m, t) = g_1(t) G(m)$, 则有: $\frac{\partial g}{\partial m} = g_1 \frac{\partial G}{\partial \xi} \frac{\partial \xi}{\partial n}, \frac{\partial g}{\partial t} = \frac{dg_1}{dt} G + g_1 \frac{dG}{d\xi} \frac{\partial \xi}{\partial t}$ (28)

根据上式将(11)~(13)式代入流体动力学方程组(1), (2)和(7)中可得一组常微分方程组

$$\tau_v V - \tau_\xi \xi dV/d\xi + dU/d\xi = 0 \quad (29)$$

$$\tau_\xi \xi dU/d\xi + dP/d\xi = 0 \quad (30)$$

$$\left[\frac{\gamma \tau_v + \tau_p}{\gamma-1} \right] PV + \frac{\tau_\xi}{\gamma-1} \xi \frac{d(PV)}{d\xi} + \tau_\xi \xi P \frac{dV}{d\xi} = \frac{d}{d\xi} \left[(PV)^\lambda V^{\mu+1} \frac{d(PV)}{d\xi} \right] \quad (31)$$

边界条件为:

$$V|_{\xi=0} = +\infty, P|_{\xi=0} = 0, (PV)|_{\xi=0} = 1$$

$$U|_{\xi=\xi_a} = V|_{\xi=\xi_a} = 0, P|_{\xi=\xi_a} = P_a$$

若靶材为金靶, 则通过对上述常微分方程组在给定边界下求解, 可得 $\xi_a = 0.65, P_a = 0.76, I(\xi_a) = 1.68$ 。所用各参数分别为^[1]: $\gamma = \delta = 3/2, \nu = 5, \mu = 2, \lambda = 3, a = 5.7 \times 10^{-35} s^5 g^3 cm^{-13}, K = 7.4 \times 10^3 cm^2 s^{-2} K^{-3/2}, k_0 = 16 \text{ \AA} l/3, A l = 8.6 \times 10^{-16} g^2 cm^{-5} K^{-2}$ 。由此可得等离子体烧蚀压 P_a , 烧蚀质量 m_a , 质量烧蚀速率 \dot{m}_a , 辐射热通量 I_s 和等离子体特征密度分别为:

$$P_a = P_a (a W_v^{\lambda+\mu} / t)^{1/(\mu+1)} = 8.22 \times 10^{-7} T^{5/2} t^{-1/3} \quad [\text{Pa}] \quad (32)$$

$$m_a = \xi_a (a W_v^{\lambda+(\mu-1)/2} t^\mu)^{1/(\mu+1)} = 8.17 \times 10^{-8} T^{7/4} t^{2/3} \quad [g/cm^2] \quad (33)$$

$$\dot{m}_a = \xi_{\mu} [\mu / (\mu + 1)] J (a W_V^{\lambda t (\mu - 1)/2} / t)^{1/(\mu + 1)} = 5.4 \times 10^{-8} T^{7/4} t^{-1} \quad [\text{g/cm}^2 \cdot \text{s}] \quad (34)$$

$$I_s = I(\zeta_V) (a W_V^{\lambda t (3\mu + 1)/2})^{1/(\mu + 1)} = 1.56 \times 10^{-10} T^{13/4} t^{-1/3} \quad [\text{W/cm}^2] \quad (35)$$

$$\rho_1 = (a W_V^{\lambda - 1} / t)^{1/(\mu + 1)} = 1.46 \times 10^{-10} T t^{-1/3} \quad [\text{g/cm}^3] \quad (36)$$

这里, T 和 t 的单位分别为 [K], [s]。再发射区的温度可由 $T = (I/\sigma)^{1/4} = 6.46 \times 10^2 I^{1/4}$ 给出, 其中 I 的单位为 $[\text{W/cm}^2]$, 在 $t \rightarrow \infty$ 极限可认为是入射激光强度 I_{L_0} 的一半。由此可得出当入射激光强度为 $10^{13} \sim 10^{14} \text{W/cm}^2$ 时, 该区的等离子体温度为 10^6K 。

2.2 转换层

转换层基本上是一个辐射加热波, 其能量输运机制主要是激光的吸收, 电子热传导和热辐射的发射。假定在 $t = 0$ 时激光入射到靶材表面, 且入射激光强度 I_L 与时间无关。激光在转换层内被吸收且部分地转换成热 X 射线, 该层温度大约在 10^7K , 所以它的密度很低, 且对 X 光是光学薄的。在此, 我们认为它和再发射区的边界具有以下特征: 即再发射区的密度远大于转换层的密度, 因而我们把这个边界考虑作对转换层具有无限大密度。另外, 由于激光的渗透深度随着波长减小而增加, 而如果考虑的是紫外激光和靶材的相互作用, 那么就可以认为在转换层中激光的吸收起决定作用而不考虑电子热传导, 这样就可以在 $t \rightarrow \infty$ 的极限情况下通过量纲分析得到该区域的自相似解和定标关系。在此极限情况下, 被吸收的激光几乎全部转化成热辐射再发射出去。如果在等离子体达到临界密度之前激光就被吸收, 则该区域沉积的激光能量为:

$$\partial I_L / \partial m = -k_L I_L \quad (37)$$

式中, k_L 为质量吸收系数。利用状态方程 (5) 式, 可以将等离子体的吸收系数写作:

$$k_L = \frac{16\pi Z_i^3 e^6 \ln \Lambda}{2c^3 m_i^2 (2\pi m_e k_B)^{3/2} v^{-1} (pv)^{-3/2\delta} K^{3/2\delta}} \left[1 - \left(\frac{\omega_p}{\omega} \right)^2 \right]^{-1/2} \quad (38)$$

式中, $\omega_p = (4\pi e^2 n_e / m_e)^{1/2}$ 为等离子体频率, ω 为激光频率, c 为光速, n_e 和 e 分别为电子电荷与数密度, m_i , m_e 分别为离子与电子的质量, Z_i 为离子电荷数。当 $\omega_p \ll \omega$ 时, k_L 可写成 pv 和 v 的指数形式, 即 $k_L = k_{L_0} (pv)^\alpha v^\beta$, $\alpha = -3/(2\delta) = -1$, $\beta = -1$

$$k_{L_0} = \frac{16\pi Z_i^3 e^6 \ln \Lambda}{2c^3 m_i^2 (2\pi m_e k_B)^{3/2} \lambda^2 K^{3/2\delta}} = 2.28 \times 10^{20} \lambda^2 Z_i^3 \quad [\text{cm}^7 \text{g}^{-2} \text{s}^{-2}]$$

式中, λ_L 为激光波长, 其中 $\lambda_L = \lambda / (0.44 \mu\text{m})$, $Z_i = Z / 25$ 。类似地, 比发射 q 也可写为 $q = q_0 \times (pv)^\phi v^\varphi$, 其中 $\phi = 1/10$, $\varphi = -1$, 在非局域热平衡条件下利用电晕极限近似可得^[2] $q_0 = 6.35 \times 10^{24} \text{g}^{-4/5} \text{cm}^{9/5}$ 。这样, 在 $t \rightarrow \infty$ 的极限情况下能量平衡方程为: $q_0 (pv)^\phi v^\varphi = k_{L_0} (pv)^\alpha v^\beta I_L$ (39)

将(39)式得出的 I_L 代入(37)式, 就可以给出该区域流体动力学方程组中能量方程(3)式右端的表示式:

$$\partial [(pv)^\alpha v^\varphi] / \partial m = -k_{L_0} (pv)^\alpha v^\varphi \quad (40)$$

该式和(1)~(2)式一起构成描述该区域的完整的流体动力学方程组。根据前面的讨论可知, 转换层发射的 X 射线通量等于总的入射激光能量 I_{L_0} , 故

$$\int_0^m q_0 (pv)^\phi v^\varphi dm = I_{L_0} \quad (41)$$

观察(1), (2), (40)和(41)式, 可以看出4个量纲控制参数为 m , t , k_{L_0} , q_0 / I_{L_0} 。这样, 该问题就是自相似的。通过量纲分析并代入非局域热平衡时相应的 ϕ 与 φ 值可以得到:

$$\rho_1 = k_{L_0}^{3/11} (q_0 / I_{L_0})^{-5/22} t^{-1/2} = 1.2 \times 10^{-2} Z_i^{9/11} \lambda^{-6/11} I_{L_0}^{5/22} t^{-1/2} \quad [\text{g/cm}^3] \quad (42)$$

$$m_a = k_{L_0}^{2/11} (q_0 / I_{L_0})^{-15/22} t^{1/2} = 4.1 \times 10^{-4} Z_i^{4/11} \lambda^{4/11} I_{L_0}^{15/22} t^{1/2} \quad [\text{g/cm}^2] \quad (43)$$

$$T |_{m=0} = K_e^{-2/3} k_{L_0}^{20/33} (q_0/I_{L_0})^{-20/33} = 3.0 \times 10^7 Z_i^{20/11} \lambda^{40/33} I_{L_0}^{20/33} \quad [\text{K}] \quad (44)$$

$$\dot{m}_a = 2.05 \times 10^5 Z_i^{6/11} \lambda^{4/11} I_{L_0}^{15/22} t^{-1/2} \quad [\text{g/cm}^2 \cdot \text{s}] \quad (45)$$

式中, $t = (t/ns)$, $I_{L_0} = (I_{L_0}/10^{14} \text{W} \cdot \text{cm}^{-2})$ 。

3 结果与讨论

Phipps 等人 1988 年在绝热膨胀的假定下得到的等离子体定标关系为^[7]:

$$P_a = 0.395 M^{7/16} I^{3/4} / (Z+1)^{3/16} Z^{3/8} \lambda^{1/4} t^{1/8} \quad [\text{Pa}]$$

$$T_e = 2.96 \times 10^4 M^{1/8} I^{1/2} \lambda^{1/2} Z^{3/4} t^{1/4} / (Z+1)^{5/8} \quad [\text{K}]$$

$$\rho_c = 6.01 \times 10^{-13} M^{21/16} I^{1/4} / (Z+1)^{9/16} Z^{9/8} \lambda^{3/4} t^{3/8} \quad [\text{g/cm}^3]$$

式中, I , λ , t 的单位分别为 $[\text{W/cm}^2]$, $[\text{cm}]$, $[\text{s}]$, M 为物质的原子量, 在此取为 197。Fabbro 等人在 1982 年分别测量了波长为 1.06 μm , 0.53 μm , 0.26 μm 时的质量迁移率, 根据实验结果

得到的质量迁移率的定标关系为^[8]: $\dot{m} = 1.10 \times 10^5 \left[\frac{I(\text{W/cm}^2)}{10^{14}} \right]^{1/3} \lambda_m^{4/3} \quad [\text{g/cm}^2 \cdot \text{s}]$

以下对激光强度在 $10^{13} \sim 10^{14} \text{W/cm}^2$ 时由量纲分析和文献给出的结果进行讨论。此时由量纲分析可得再发射区与转换层的特征温度分别为 10^6K 与 10^7K , 即转换层的特征温度比再发射区约大一个量级, 文献[7]给出典型条件下的等离子体特征温度约为 10^7K ; 由量纲分析得出的转换层与再发射区的等离子体特征密度分别为 $1.2 \times 10^{-2} \text{g/cm}^3$ 与 $1.5 \times 10^{-1} \text{g/cm}^3$, 而文献[7]给出的等离子体临界密度约为 $2 \sim 3.6 \times 10^{-2} \text{g/cm}^3$, 介于以上二值之间, 由于激光在到达临界密度之前就被等离子体所吸收, 这说明激光在转换层被吸收的假设是合理的, 且再发射区的等离子体密度比转换层的等离子体密度约大一个量级, 这和本文中前面的假设是一致的, 说明在处理再发射区/转换层边界时, 相对于转换层可以把再发射区看成是具有无限大密度的刚性墙; 文献[8]给出的典型条件下的质量迁移速率为 $10^5 \text{g/cm}^2 \cdot \text{s}$, 与转换层在相应条件下的质量迁移速率为同一量级; 转换层与再发射区的烧蚀质量分别为 0.41mg/cm^2 与 3.5mg/cm^2 , 即转换层的烧蚀质量较再发射区小约一个量级。

由于我们所用的物理模型只考虑了各区域主要机制, 所以, 得出的结果只反映该区域等离子体的主要特点, 从以上结果可以看出, 我们所给出的结果与有关文献及实验测量结果较为接近, 它为激光等离子体参数的快速理论估算提供一定的理论依据。

参 考 文 献

- 1 Pakula R A, Sigel R. Phys Fluids, 1985; 28(1): 232
- 2 Sigel R, Eidmann K, Lavarenne F *et al.* Phys Fluids, 1990; B2(1): 199
- 3 泽尔道维奇 \square . 激波与高温流体动力学现象物理学. 北京: 科学出版社, 1980: 147
- 4 Pakula R A. Phys Fluids, 1991; B3(1): 176
- 5 Buckingham E. Phys Rev, 1960; 4: 345
- 6 Barenblatt G I. Similarity, Self similarity, and Intermediate Asymptotics. New York: Consultants Bureau, 1979
- 7 Meyer-Ter Vehn J. Phys Lett, 1984; 104(8): 410
- 8 Phipps C R. Appl Phys, 1988; 64: 1083
- 9 Fabbro R. Phys Rev, 1982; A26: 2289

* * *

作者简介: 强希文, 男, 1967 年出生。助理研究员。现从事激光技术领域激光与物质相互作用方面的理论研究工作。