

对超短脉冲激光与固体密度等离子体相互作用 动力学过程的研究^{*}

苍 宇¹⁾ 王 薇¹⁾²⁾ 张 杰¹⁾

¹⁾ (中国科学院物理研究所光物理实验室, 北京 100080)

²⁾ (首都师范大学物理系, 北京 100037)

(2001 年 4 月 10 日收到)

结合 Saha 方程, 建立了一个超短脉冲激光与固体密度等离子体相互作用的动力学过程中电子温度和电子密度随时间变化的简单模型. 在降温过程中采用绝热膨胀模型, 讨论了等离子体在绝热膨胀过程中的特殊性质, 考虑了离子声速随温度的变化, 推算了状态演化过程, 得到了电离度随时间变化的演化规律.

关键词: 超短超强脉冲激光, 固体密度等离子体, 电离度

PACC: 5250J, 8240J

1 引 言

超短脉冲激光与固体靶相互作用能产生超热电子、X 射线以及自生磁场等, 这些产物的性质与电子温度和密度随时间的变化密切相关^[1-3]. 因此, 如果能通过已知的入射激光的性质、靶材料的性质对电子温度密度随时间的变化作出较准确的估算, 就能对激光等离子体的许多动力学性质和物理过程有深入的了解. 在这方面前人已完成的工作中的典型代表主要有 Rosen^[4] 的飞秒脉冲-等离子体相互作用的定标率, 大型的计算程序 LASNEX, MEDUSA, 以及对相互作用过程各种参数的演变提出的简单模型^[5-8]. 本文研究了电子温度随时间的变化规律, 用绝热膨胀模型研究了超短脉冲激光等离子体的降温过程. 同时通过求解 Saha 方程得到了电离度与电子温度的关系, 从而可以得到电离过程和复合过程中的有关电子温度和电离度随时间变化的规律.

2 电子温度的初步估算

飞秒激光脉冲与固体靶相互作用的特点是, 加热过程中形成的等离子体来不及膨胀, 激光的能量全部沉积在趋肤深度内, 被加热了的电子通过电子热传导将能量传入固体靶内部进而离化较冷的原

子, 形成近固体密度的等离子体. 关于这种相互作用, Rosen 给出的定标律给出了高温高密等离子体的电子温度和标尺长度与入射激光的性质、靶的性质之间的关系. 其中, 电子温度随时间的变化规律为

$$T_e = T_{e0} (t/t_0)^{2/9}, t \leq t_0, \quad (1a)$$

$$T_e = T_{e0} (t/t_0)^{-2/9}, t \geq t_0, \quad (1b)$$

其中

$$T_{e0} = C_1 E^{4/9} t_0^{-2/9}, \quad (2)$$

C_1 是不依赖 E, t 的常数. E 是入射激光的能量, t_0 为脉冲宽度.

我们实验中使用的入射激光能量为 2.4mJ, 脉冲宽度为 150fs, 激光波长为 0.8 μ m, 靶材料为 Al 靶, 焦斑直径为 16 μ m, 对应强度为 8×10^{15} W/cm², 约 30% 的吸收率对应约 360J/cm² 的能量吸收. 为了对初始条件有个较精确的判断, 我们运用了一维拉格朗日流体动力学数值模拟程序 MEDUSA^[8] 对激光加热结束时的峰值温度进行计算, 作为初始条件. 得到激光加热结束时的峰值温度 $T_{e0} = T_{\text{epeak}} = 1094.5$ eV, 对应电子密度为 6.98×10^{23} /cm³. 在这个初始状态下, 已经实现了近乎完全电离, 主电离态为 +13. 将 T_{e0} 代入 (1a), (1b) 式就得到了电子温度随时间的演化规律 (图 1 曲线 a).

由图 1 可见, Rosen 模型中电子温度先是很快速升高, 然后变得比较平缓, 在 $t = t_0$ 时达到最大值. 然

^{*} 国家自然科学基金 (批准号: 19825110, 10004015)、国家高功率激光高技术项目和国家重点基础研究专项 (批准号: G199075200) 资助的课题.

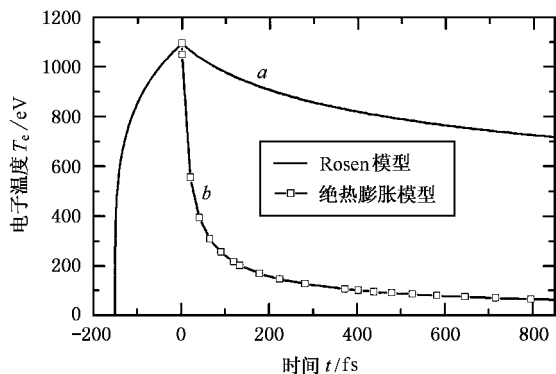


图1 电子温度随时间的演化关系

后缓慢降温.

但是,通过与实验进行比较,我们发现由 Rosen 的公式得到的降温速度过慢.因此,对超短脉冲激光与固体靶相互作用中的加热过程,我们采用 Rosen 的定律律,即方程(1),而对脉冲过后的降温过程,采用文献[7]给出的绝热膨胀模型,即假设脉冲过后,等离子体的膨胀为绝热膨胀.

现在我们用 MEDUSA 程序对以上实验条件所作的模拟结果,峰值温度为 1094.5eV,对应的电子密度为 $6.98 \times 10^{23}/\text{cm}^3$,求得离子声速为 $C_s = (\gamma Z_0 T_{e0}/M_i)^{1/2} = 2.798 \times 10^7 \text{ cm/s}$,自由膨胀速度 $v = 3 C_s = 8.395 \times 10^7 \text{ cm/s}$.与文献[7]的靶不同,我们的激光聚焦于平面靶得到的初始体积为 $\pi(d/2)^2 L_s$,其中 d 为焦斑直径, L_s 为趋肤深度.同时,在我们现在的模型里,加热过程不考虑流体动力学膨胀,所以,加热结束时的温度 $T_{e0} = 1094.5\text{eV}$, $V_0 = \pi\left(\frac{d}{2}\right)^2 L_s$,之后的绝热膨胀过程中的体积为 $V = \pi\left(\frac{d}{2}\right)^2 (L_s + vt)$,这里 v 是自由膨胀速度,此模型假设绝热膨胀方向只沿垂直于靶面的方向.

等离子体的绝热膨胀过程满足关系式 $T_e/N_e^{\gamma-1}$ = 常数,所以有 $T_e = T_{e0} (N_e/N_{e0})^{\gamma-1}$,膨胀过程中假设电子数守恒,即 $N_e = N_{e0} V_0/V$.则有 $T_e = T_{e0} (V_0/V)^{\gamma-1}$,代入 V 的表达式,得到绝热膨胀过程中 $T_e = T_{e0} (L_s/L_s + vt)^{\gamma-1}$.这里 $\gamma = 5/3$.得到的电子温度随时间的变化曲线就是图1的曲线 b.其中 $d = 16\mu\text{m}$, $L_s = 9.65\text{nm}$.

可见,采用绝热膨胀模型得到的电子温度随时间的变化远比 Rosen 的方程快得多.

利用以上电子温度和电子密度随时间的演化规

律,通过求解 Saha 方程(电离度与电子温度和电子密度的关系式),就可以得到电离度随时间的变化规律.

3 Saha 方程的求解

Saha 方程是在局部热动平衡近似下描述电离度的方程^[9]:

$$\frac{N(m+1)N_e}{N(m)} = 2 \frac{U_{z+1}}{U_z} \left(\frac{2\pi m_e kT}{h^2} \right)^{3/2} e^{-I(m+1)/kT}, \tag{3}$$

其中电子统计权重的比值 U_{z+1}/U_z 变化极不规律,但比值总接近 1,为了解析计算,可近似取 1.同时 $2\left(\frac{2\pi m_e kT}{h^2}\right)^{3/2} = 4.8 \times 10^{12}$,因此方程(3)可以大大简化.这里,数密度以 $1/\mu\text{m}^3$ 为单位,温度以 10^6 K 为单位, $I(m+1)$ 为 $m+1$ 次离化的离化势, $N(m+1)$ 为 $m+1$ 价离子的离子密度. m 的取值从 0 到 $Z-1$ (Z 为原子序数).

可见,通过求解 Saha 方程,能够得到对于一定的原子密度 N ,求得任意电子温度对应的电离度分布,也就是电子温度和电离度之间的关系曲线.具体的求解过程^[10]为引入 m 离子相对浓度 b_m 和电离度 b_e ,

$$b_m = \frac{N_m}{N} \quad (0 \leq b_m \leq 1, m = 0, 1, \dots, Z),$$
$$b_e = \frac{N_e}{N} \quad (0 \leq b_e \leq Z),$$

Z 为原子序数.

于是 Saha 方程变为

$$\frac{b_{m+1}b_e}{b_m} = 2 \frac{1}{N} \frac{U_{m+1}}{U_m} \left(\frac{2\pi m_e kT_e}{h^2} \right)^{3/2} e^{-i(m+1)/kT_e},$$
$$m = 0, 1, 2, \dots, Z-1. \tag{4}$$

可见, T_e 和 b_m 的关系与 N (总离子(包括中性原子)密度)有关.

在原子数守恒和电子数守恒的条件下, b_m 和 b_e 分别满足

$$\sum_0^Z b_m = 1, \tag{5}$$

$$b_e = \sum_0^Z m b_m. \tag{6}$$

由(6)式可见,对于 Al 靶, b_e 的取值范围在 0 到 13 之间.

取 $N = 10^{11}/\mu\text{m}^3$,将(5),(6)与(4)联立得到方程

组,求解它就得到了任意电子温度对应的电离度.先代入试探值 $\overline{b_e}$,得到一组 b_m 值,再将这组值代入(6)式,得到新的 b_e 值,比较它与 $\overline{b_e}$,当相差比较大时取 b_e 为 $\overline{b_e}$ 代入,再算一组 b_m 值,就这样迭代,直到 b_e 与 b_m 求得的 b_e 近似相等,得到的这组 b_m 与 b_e 值便是在这个温度下的电离度的情况.

由于温度与主电离度基本成正比关系,而 b_e 的取值范围就在0到13之间,所以,随着温度的变化,合理的变换 b_e 的初值进行迭代,很容易得到这个温度下的电离度分布情况,而不会出现发散.

针对 Al 元素,我们求解了 Saha 方程,得到对于高密度固体铝靶,原子密度 $N = 10^{23}/\text{cm}^3$ 时的 Saha 方程的解如图 2 曲线所示.

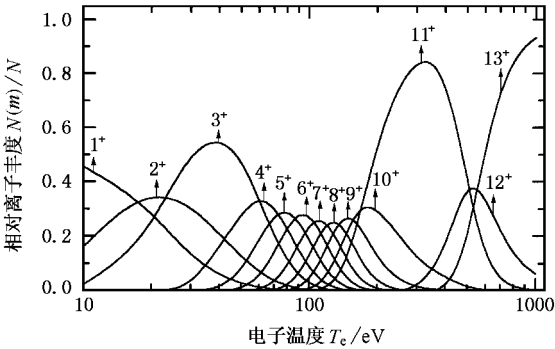


图 2 Saha 方程在固体密度($N = 10^{23}/\text{cm}^3$)的铝等离子体下的解

由图 2 可见,3⁺,11⁺和 13⁺ 离化度对应的温度范围最大,丰度也最大,这是因为这三个离化度分别为类氦和类氮的满壳层,13⁺ 为裸核,都是稳定结构.

4 修正的绝热膨胀模型

虽然对于降温过程,绝热膨胀模型比 Rosen 模型更快一些,但它仍存在一些问题.首先,它假设的是电子数守恒,这不如粒子数守恒来的合理,第二,离子声速实际是随温度的降低而减慢的, $C_s = (kT_e/M_i)^{1/2}$ [6],也就是说膨胀速度是减速的,而文献[7]中认为是匀速的,取的还是离子声速最大值,这必然导致膨胀速度过快,降温过程过快.现在我们通过讨论绝热膨胀的特点,建立一个更加准确的模型.

等离子体绝热膨胀满足

$$\frac{T_e}{N_e^{r-1}} = \text{常数}. \tag{7}$$

针对这个绝热膨胀过程,这里的常数等于 T_{e0}/N_{e0}^{r-1}

$= 0.0000127008$, (这里 N_e 取 Saha 方程里的数密度单位/ μm^3).首先 Saha 方程(4)可以简单表达成

$$b_m = S_m b_0,$$

则有

$$\frac{b_{m+1}}{b_m} = \frac{S_{m+1} b_0}{S_m b_0} = \frac{S_{m+1}}{S_m},$$

由 $\sum_{m=0}^{13} b_m = 1$ 得 $b_0 = 1/(1 + S_1 + S_2 + \cdots + S_{13})$.

将(3)式改写成 $b_e = (T_e/C)^{1/0.67}/N$ 代入 Saha 方程,得到的 b_0 和 S_m 都只与电子温度 T_e 有关,而与 N 无关,也就是说对一个特定的 $T_e/N_e^{\gamma-1} = C$ 绝热膨胀过程,即对于一个特定的常数 C ,电离度完全由 T_e 决定.所以,可以得到绝热膨胀过程中电离度和电子温度的关系曲线(图 3).

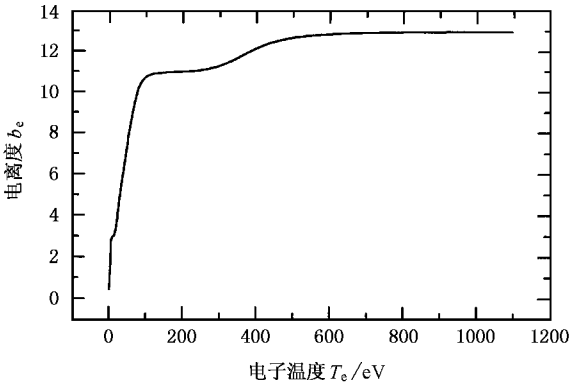


图 3 绝热膨胀过程中电离度和电子温度的关系曲线

这时由 $b_e = (T_e/C)^{1/0.67}/N = \sum_{m=1}^{13} m b_m$ 可得绝热膨胀过程中总离子密度与电子温度的关系(图 4).

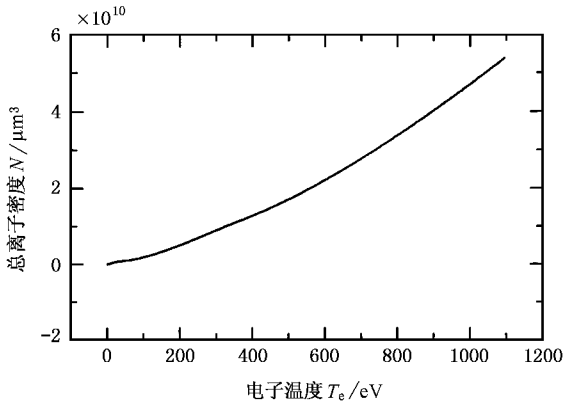


图 4 绝热膨胀过程的总离子密度(包括中性原子)与电子温度的关系曲线

于是得到了与时间无关的状态曲线.假设了总

离子数守恒 $NV = N_0 V_0$, 所以 $N = N_0 (V_0/V) = L_s/(L_s + L)$, 其中 L 即为垂直于靶面的膨胀距离, 它由自由膨胀速度决定, 而自由膨胀速度 $v = 3C_s$, 而 $C_s = (kT_e/M_i)^{1/2}$, 所以, 只要知道各个状态的 T_e 就可以得出各个状态对应的速度, 由 T_e 对应的 N 又可以知道该状态对应的体积, 对各个时间段求解下列方程组:

$$C_s(t) = C_s(t - \Delta t) - a\Delta t, \tag{8a}$$

$$\begin{aligned} 2(3a)(L(t) - L(t - \Delta t)) &= v(t)^2 - v(t - \Delta t)^2 \\ &= 9(C_s(t)^2 - C_s(t - \Delta t)^2), \end{aligned} \tag{8b}$$

因为 $v = 3C_s$, 所以 $v(t) = v(t - \Delta t) - 3a\Delta t$, 这样便可以得到各个物理量随时间的演化过程.

由上式得

$$a = 9(T_e(t) - T_e(t - \Delta t))(k/M_i)/6(L(t) - L(t - \Delta t)), \tag{9a}$$

$$\Delta t = (T_e(t)^{1/2} - T_e(t - \Delta t)^{1/2})(k/M_i)^{1/2}/a, \tag{9b}$$

其中 $L(t) = (N_0 L_s/N(t)) - L_s$.

这样得到了以趋肤深度为初始条件的绝热膨胀过程中电子温度和电子密度随时间的变化. 同时, 只要将 L_s 替换成传热深度 50nm, 就能得到以传热深度为初始条件的结果. 图 5 和图 6 给出了几种不同情况下的电子温度和电子密度随时间演化情况.

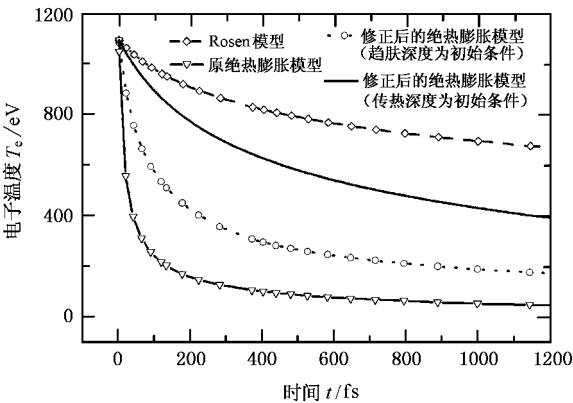


图 5 不同模型的电子温度随时间演化的比较

电离度随时间的演化如图 7。

以趋肤深度为初始条件的绝热膨胀模型得到的

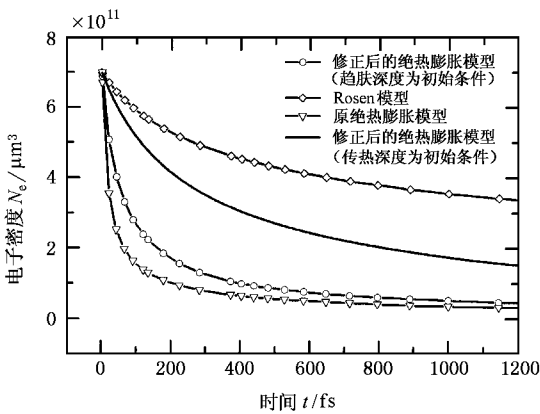


图 6 不同模型的电子密度随时间演化的比较

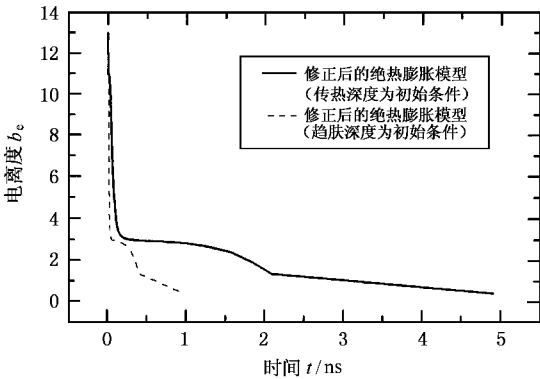


图 7 电离度随时间的演化关系

由近完全电离(电离度几乎就等于 + 13)至铝原子状态的复合时间约为 946ps. 而以传热深度为初始条件时, 得到的复合时间为 4.9ns.

5 结果的讨论

考虑了离子声速随温度变化的绝热膨胀过程实际上是加速度逐渐变小的变减速膨胀. 同时, 针对一个特定的绝热膨胀过程, 其电子温度唯一地决定电离度. 这样通过测量电子温度的变化就可以直接得出电离度的变化. 对于电子温度和电子密度以及电离度随时间的变化, 我们比较了几个不同的模型, 提出的修正模型的结果介于 Rosen 模型和文献 [7] 的绝热膨胀模型之间.

[1] L.M. Chen, J. Zhang T. J. Liang *et al.*, *Acta Physica Sinica*, **49** (2000), 592 (in Chinese) [陈黎明、张杰、梁天骄等, 物理学报, **49**(2000), 592].

[2] Z.L. Chen, J. Zhang, *Acta Physica Sinica*, **49** (2000), 2180 (in Chinese) [陈正林、张杰, 物理学报, **49**(2000), 2180].

[3] Y. T. Li, J. Zhang, L. M. Chan *et al.*, *Acta Physica Sinica*, **50**

(2001), 204(in Chinese) [李玉同、张 杰、陈黎明等,物理学报,50(2001), 204].

[4] M.D. Rosen, *SPIE*, **1229**(1990), 160.

[5] Y. Zhang, J. Zhang, S. H. Pan, Y. X. Nie, *J. Phys*, **D30**(1997), 655.

[6] Y. Zhang, J. Zhang, S.H. Pan, Y. X. Nie, *Optics Communication*, **126**(1996), 85.

[7] Y. Li, J. Zhang, *J. Phys. D : Appl. Phys.*, **27**(1994), 707.

[8] A. Djaoui, S.J. Rose, *J. Phys. B : At. Mol. Opt. Phys.*, **25**(1992), 2745.

[9] Tie-qiang Chang *et al.*, *Laser-Plasma Interactions and Laser Fusion* (Hunan Science and Technology Press, Changsha, 1991), p. 276, p.135(in Chinese) [常铁强等,激光等离子体相互作用与激光聚变(湖南科学技术出版社,长沙,1991),第 276 页 ;第 135 页].

[10] Shi-chang Li *et al.*, *Physics of High Temperature Radiation and Theory of Quantum Radiation* (National Defence Industrial Press, Beijing, 1992), p.30(in Chinese) [李世昌等,高温辐射物理与量子辐射理论(国防工业出版社,北京,1992)第 30 页].

DYNAMICS OF INTERACTION OF ULTRASHORT LASER PULSES
WITH SOLID TARGETS^{*}

CANG YU¹⁾ WANG WEI¹⁾²⁾ ZHANG JIE¹⁾

¹⁾ (*Laboratory of Optical Physics, Institute of Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080, China*)

²⁾ (*Department of Physics, Capital Normal University, Beijing 100037, China*)

(Received 10 April 2001)

ABSTRACT

Using Saha equation, a simple model is proposed for the dynamics of interaction between ultrashort laser pulses and solid targets. An adiabatic expansion model is adopted to study the expansion phase after the heating phase. Temporal evolvment of the dynamics of the interaction is obtained, from which the electron temperature, density, ionization balances can be determined.

Keywords : ultrashort laser pulses, solid density plasmas, ionization balance

PACC : 5250J, 8240J

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos.19825110,10004015).