

# 高能质子束在激光等离子体中传输的粒子模拟

阿不都热苏力

新疆大学物理科学与技术学院, 新疆 乌鲁木齐 830046

**摘要** 用二维相对论粒子模拟程序(2D-PIC)对强激光与高密度等离子体相互作用中产生的高能质子束及其传播特性进行数值模拟。数值模拟结果表明:密度梯度标长对质子能谱的影响至关重要,增大密度梯度标长厚度,靶后静电场增强,质子的最大能量显著增大;密度梯度标长对从薄靶出射的高能质子束有一定的约束作用,高能质子的加速、准直和发散强烈地依赖于强激光与等离子体之间的空间耦合。

**关键词** 激光光学;强激光与等离子体;高能质子束;密度梯度标长;粒子模拟方法;发散角

**中图分类号** O531; O434

**文献标识码** A

**doi:** 10.3788/LOP52.071405

## Particle Simulation of Energetic Proton Beam Propagating in Laser Plasma Interaction

A. Abuduresuli

*School of Physics and Technology, Xinjiang University, Urumqi, Xinjiang 830046, China*

**Abstract** The generation of high energetic proton beams and propagation characteristics in laser-plasma interaction is simulated by two-dimensional relativistic electromagnetic particle-in-cell simulation code (2D-PIC). The results show that the density gradient scale length thickness is crucial to the proton energy spectrum. The quasi-static electric field becomes stronger as increasing the density gradient scale length, which results in the enhancement of the maximum proton energy. Density gradient scale length affects high-energy proton beam emitted from thin target by certain constraints. The collimation and the beam divergence of the accelerated protons are expected to strongly depend on the spatial coupling between the laser pulse and the target plasma.

**Key words** laser optics; ultra-intense laser and plasma; energetic proton; density gradient scale length; particle-in cell simulation; divergence angles

**OCIS codes** 140.3295; 320.7090

### 1 引言

近几年来,随着激光核聚变研究和激光超短脉冲技术的不断发展,利用超强激光与等离子体相互作用产生高能质子束的研究取得了令人满意的进展。实验和数值模拟已得到几十兆电子伏或更近的高亮度、小尺寸、方向性好的高能质子束。由于高能质子束的低能量扩散和低发散角在许多应用领域,如粒子物理、医学治疗、超快成像、受控热核聚变等科学和工程等方面,发挥着至关重要的作用,吸引了人们的广泛关注。Pukhov<sup>[1]</sup>认为超强激光与等离子体相互作用中产生的高能质子束在薄靶前表面的角分布较大,离子能量较低,定向性不好;Wilks等<sup>[2]</sup>认为在薄靶后表面所产生的高能质子,角分布较小,质子能量较高,定向性很好。Sentoku等<sup>[3]</sup>对超强超短脉冲激光与固体靶相互作用中高能离子的产生进行了粒子模拟研究,论证了上述现象的准确性,但得到的质子束是很难用于实际的应用<sup>[3-4]</sup>。因此控制质子束的发散角,提高质子束的通量和流强,以及提高激光-质子能量转换效率成为了激光质子束加速研究领域的一个热点方向<sup>[5-7]</sup>。本文采用二维相对论粒子模拟法对高强激光与高密度等离子体相互作用中产生的高能质子束及其传播行为进行数值模拟。

收稿日期: 2015-01-03; 收到修改稿日期: 2015-02-25; 网络出版日期: 2015-06-27

基金项目: 国家自然科学基金(11465019,11164030)

作者简介: 阿不都热苏力(1961—),男,博士,教授,主要从事强激光等离子体方面的研究。E-mail: abdrusul@sina.com

## 2 加速机制和密度标长

虽然质子加速领域存在着几种加速机制,如鞘层场加速、空泡加速、辐射压加速和稳相加速等,且这些加速机制中都存在着最大质子能量低、单能性差、加速所得质子能量转化效率低、对激光参数的要求极高以至于难以在实验室实现等问题<sup>[8]</sup>,但是实际应用方面各有一定的应用价值。其中的靶背鞘层加速机制(TNSA)是一个目前被普遍认可的描述激光照射固体靶产生高能质子的加速机制,是一种基本加速机制广泛应用于激光等离子体中的质子加速。据报道,利用TNSA加速机制获得100 MeV量级的高性能质子束<sup>[8-9]</sup>,TNSA加速机制是由Hatchett等<sup>[10]</sup>提出的,即在超短超强激光与物质相互作用过程中,靶前生成的高能超热电子在经过靶后时(如图1所示, $\lambda_{D,front}$ 和 $\lambda_{D,rear}$ 为靶前后表面的加速范围,叫Debye长度),超热电子在靶与真空的交界面的鞘层中形成一个很高的电荷分离静电场<sup>[8,11]</sup>,这个静电场在非常短的时间内使被电离的质子加速,加速的质子沿着靶背法线以一定的立体角发射出去。因此,采用TNSA加速机制研究质子能量和发散角还是一个重要的课题。本文对靶背鞘层电场和最佳密度梯度标长进行数值模拟,并在这个基础上推导高能质子的发散角公式,最后给出最佳高能质子能谱。

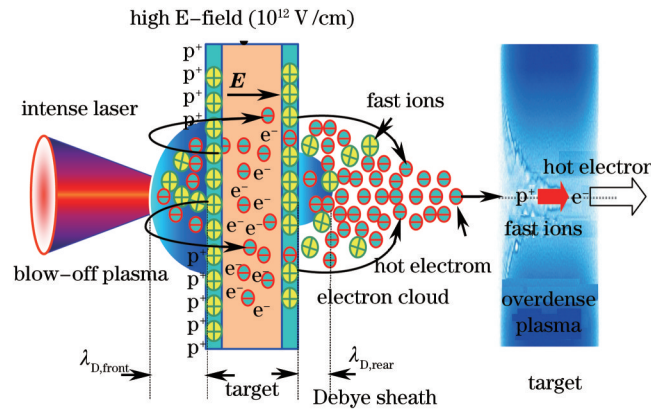


图1 超热电子或高能质子在等离子体靶中的传播特性

Fig.1 Propagation characteristics of hot electron and energetic proton beam in plasma target direction

在TNSA加速机制中,由于超热电子在靶背向建立一个动态的Debye鞘层,这个鞘层中的静电场加速质子。利用Poisson方程和电子的Boltzmann方程估算出加速质子的电场强度为<sup>[11-12]</sup>

$$E_p \approx \frac{k_B T_{hot}}{e \lambda_D} (\text{MeV}/\mu\text{m}), \quad (1)$$

式中 $T_{hot}$ 为靶背超热电子的温度, $e$ 为电子电荷, $k_B$ 为Boltzmann常数, $\lambda_D$ 为Debye长度,表示靶前后表面的加速范围。在不同密度标长 $L_g$ 的情形下,为表征该鞘层电场的具体形状,采用入射等离子体的激光场所引起的有质动力,得到如图2所示的数值模拟图。 $\lambda_L=1.06 \mu\text{m}$ ,为激光波长, $\omega_L=1.78 \times 10^{15} \text{ rad/s}$ ,为激光频率, $t$ 为时间。

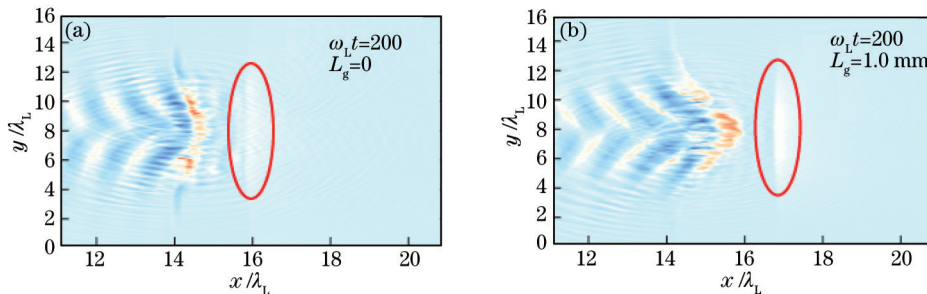


图2 鞘层电场的示意图

Fig.2 Schematic of sheath electric field

质子被靶背鞘层电场加速,被加速的质子束的空间分布则主要由超热电子在鞘层中产生的电场的空间分布决定。由图2所示的电场分布可以看出,由于密度梯度平缓的等离子体对激光能量的吸收较强,靶表面上产生的静电场和加速能量也比没设计预等离子体薄靶要高,从而使质子获得更高的加速能量。这主要是由于吸收使等离子体产生的高能电子数增加,从而使高能电子靶表面上所产生分离静电场的场强增强,并正比于等

离子体密度标长。但预等离子体的密度梯度标长较大时,反而等离子体内出现各种不稳定性造成电子在向等离子体输运过程中的能量损失,因此,密度梯度标长的合理设计取决于等离子体中获得的加速能量大小。

再考虑激光的脉冲为理想的高斯型分布,其峰值功率密度  $I_{18}$  跟高能电子能量  $\varepsilon_{\text{ch}}$  的关系由下式给出<sup>[13]</sup>:

$$\varepsilon_{\text{ch}} = \left( \sqrt{1 + \eta(\hat{L}_g) I_{18}} - 1 \right) m c^2, \quad (2)$$

$$\eta(\hat{L}_g) = 0.05 + \frac{(0.1 + 0.01 \hat{L}_g) I_{18}}{(15 + I_{18})^{0.8}}, \quad (3)$$

式中  $I_{18} = I \times 10^{-18} \text{ W/cm}^2$ , 是以  $10^{-18} \text{ W/cm}^2$  为单位的激光强度,  $I$  为强度峰值,  $\eta(\hat{L}_g)$  为吸收率,  $m$  为电子质量,  $c$  为光速,  $\hat{L}_g = L_g \omega_l / c$  为归一化密度梯度标长。对(2)式,选取的模拟参数如下:激光波长  $\lambda_l = 1.06 \mu\text{m}$ , 激光束的直径为  $3 \mu\text{m}$ , 等离子体密度标长  $L_r = 2 \mu\text{m}$  和密度梯度标长  $L_g = 0.0, 0.6, 1.0 \mu\text{m}$ , 强度峰值  $I = 10^{20} \text{ W/cm}^2$ , 激光脉宽为  $40 \text{ fs}$  等参数,由以上参数,可得到如图3所示的质子能量和密度梯度标长之间的变化关系。

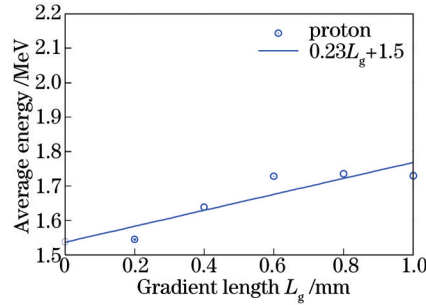


图3 高能质子能量与密度梯度标长的变化关系 ( $\omega_l t = 100$ )

Fig.3 Energetic proton energy versus plasma gradient length ( $\omega_l t = 100$ )

从图3可知,使质子获得更高的加能量,密度梯度标长的存在是不可缺少的。密度梯度标长的合理设计越有利于加速质子。如果靶的厚度较小或密度梯度标长越短靶背的预热比较强导致等离子体的密度梯度变小从而破坏了靶背鞘层电场的建立,靶背中心区域的质子无法被有效的加速,而在靶的外围预脉冲的影响没有中心区域这么强,质子还是可以被鞘层电场加速,最终形成质子的空洞结构。

### 3 质子束发散角

因为质子沿着靶背法线以一定的立体角发射出去,因此为求解其发散角,先考虑从麦克斯韦方程推导的高能电子方程:

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = \frac{en_{\text{ch}}}{\varepsilon_0}, \quad (4)$$

式中  $n_{\text{ch}}$  为高能电子的密度,  $\varepsilon_0$  为介电常数。将(4)式在  $x$  和  $y$  方向分解可得

$$E_x \approx \frac{en_{\text{ch}}}{\varepsilon_0} h, \quad E_y \approx \frac{en_{\text{ch}}}{\varepsilon_0} R, \quad (5)$$

式中  $h$  和  $R$  分别表示高能电子从等离子体靶背面发射出去的纵向和横向距离,将  $h$  用高能电子的平均能量  $\varepsilon_{\text{ch}}$  来表示,可得

$$h \approx \sqrt{\frac{\varepsilon_0 \varepsilon_{\text{ch}}}{e^2 n_{\text{ch}}}}, \quad (6)$$

$$\varepsilon_{\text{ch}} = \left( \sqrt{1 + I_{18} \lambda_l / 2.74} - 1 \right) m c^2. \quad (7)$$

参数  $R$  的选取一般取决于激光束的直径,本研究中其值为  $1.5 \mu\text{m}$ 。以上的高能电子方程用于质子,可得质子在  $x$  和  $y$  方向的速度分量满足

$$M \frac{dv_{px}}{dt} = eE_x \approx \frac{e^2 n_{\text{ch}}}{\varepsilon_0} h, \quad (8)$$

$$M \frac{dv_{py}}{dt} = eE_y \approx \frac{e^2 n_{\text{ch}}}{\varepsilon_0} R, \quad (9)$$

式中  $M$  为质子质量, 如果忽略从质子从靶背面发射出去时的磁场作用, 由(8)式和(9)式可得质子速度在  $x$  和  $y$  方向的分量为

$$v_{px} = \frac{e^2 n_{ch} h^2}{M \varepsilon_0 v_p}, \quad (10)$$

$$v_{py} = \frac{e^2 n_{ch} h R}{M \varepsilon_0 v_p}, \quad (11)$$

其中,  $v_p$  为质子速度。将(10)式和(11)式代入  $v_p^2 = v_{px}^2 + v_{py}^2$  中, 可得

$$v_p^2 = \frac{e^4 n_{ch}^2 h^2}{2M \varepsilon_0^2 \varepsilon_p} (h^2 + R^2), \quad (12)$$

式中  $\varepsilon_p = Mv_p^2/2$ , 为质子能量。由(9)式和(12)式可得

$$\frac{v_{py}}{v_p} = \frac{\varepsilon_p}{mc^2} \frac{\lambda_L R}{(h^2 + R^2)} \sqrt{\frac{n_c}{n_{ch}}} \frac{mc^2}{e_{ch}}, \quad (13)$$

式中  $n_c$  为与激光波长相对应的等离子体临界数密度。Andreev<sup>[13-14]</sup>提出的从两极性电场中获得能量的质子能量  $\varepsilon_i$  和高能电子能量  $\varepsilon_{ch}$  之间成立以下关系:

$$\varepsilon_p = \varepsilon_{ch} \frac{n_{ch}}{2n_c} \frac{m}{M} (\omega_L t)^2. \quad (14)$$

考虑电子从靶背面出射的初始时刻密度  $n_{ch} \approx 0.1n_c$  和能量  $\varepsilon_{ch} = 2.80 \text{ MeV}$ , 这时相应的质子能量  $\varepsilon_p = 0.38 \text{ MeV}$ , 速度比值  $v_{py}/v_p \approx 0.14$ 。与它有关的质子发散角为

$$\theta = \arcsin \left| \frac{v_{py}}{v_p} \right| \approx 7.82^\circ, \quad (15)$$

这表示发散角的理论计算公式。

## 4 等离子体模型

等离子体模型如图4所示, 一束线极化的超强激光沿  $x$  方向从左侧正入射, 通过一段真空区域作用到等离子体靶上, 整个模拟系统参量: 空间格距和时间步长分别  $0.2\lambda_L/2\pi$  和  $0.1/\omega_L$ , 激光频率  $\omega_L = 1.78 \times 10^{15} \text{ rad/s}$ 。整个等离子体密度标长为  $3 \mu\text{m}$ , 其中密度梯度标长为  $1.0 \mu\text{m}$ , 系统两侧的空间格距分别为  $118 \mu\text{m}$ 。等离子体密度在各方向为均匀分布, 最高电子密度分布为  $n_e = 4.0 n_c$ , 其中  $n_c = 1.0 \times 10^{27} \text{ m}^{-3}$ 。初始时刻电子和质子速度均为 Maxwell 热分布, 等离子体温度对电子为  $1 \text{ keV}$ , 对质子为  $0.8 \text{ keV}$ , 电子和离子的质量比为  $1:1836$ , 离子电荷为  $1$ 。每个细胞含有的粒子数为  $60$ , 计算系统共  $3500 \times 500$  网络。电磁场在  $x$  方向为吸收边界, 在  $y$  和  $z$  方向上为周期边界。

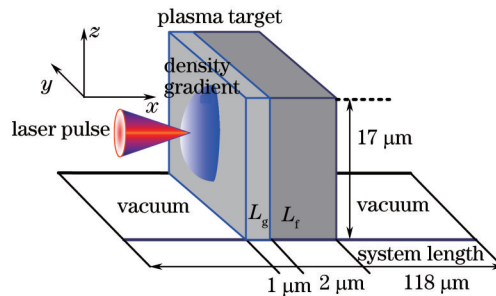


图4 等离子体模型

Fig.4 Model of plasma thin target

## 5 模拟结果及分析

图5(a)和图5(b)给出了平板和密度梯度平缓变化的等离子体靶中的质子密度在时刻  $\omega_L t = 350$  (196.6 fs) 的空间分布。图中的曲线对应于同一个等离子体密度和同一个时刻的不同密度梯度标长。从图中可以看出, 随着超热电子对质子传输的能量逐渐增大, 被加速的质子束数目逐渐增大。时间大约经过  $\omega_L t = 350$  时,

质子密度沿  $x$  方向呈周期性扰动, 随着时间的推移, 等离子体密度分布是不同的, 因为激光照射靶后, 靶中的质子被激光脉冲的横向有质动力挤开, 堆积在偏离轴的位置, 这使得在激光传播轴上靶的密度有所减小, 过一定时间后, 激光能量可以很好地耦合到靶中。

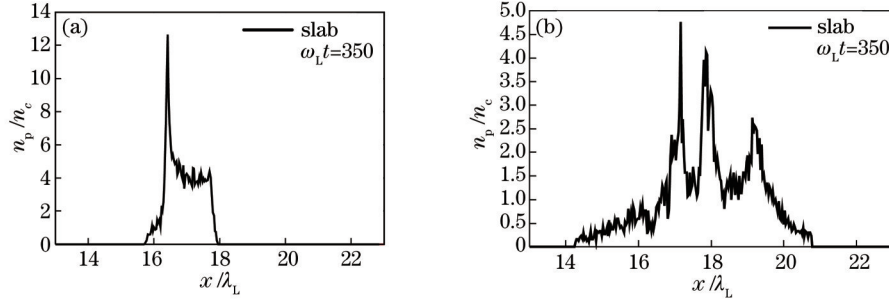


图5 同一时刻不同密度梯度标长质子密度的空间分布。(a)  $L_g=0$ ; (b)  $L_g=1.0 \mu\text{m}$

Fig.5 Spatial distributions of proton density at the same time and different density gradient lengths.

(a)  $L_g=0$ ; (b)  $L_g=1.0 \mu\text{m}$

由于在肿瘤治疗、超快成像、激光核聚变中的“快点火”等实际的操作中, 需要控制质子束的发散角在一个较小的角度内。如果激光等离子体相互作用中产生的质子束的发散角较大, 这样的质子束对于实际应用来说是比较困难的, 所以如何减小质子束的发散角成为了激光质子加速研究领域的一个重要问题。

图6(a)和图6(b)表示两种等离子体薄靶在时刻  $\omega_L t = 175$  (98 fs) 的质子发散角随质子速度的演化图, 由图可以看出, 激光垂直入射 ( $0^\circ$  入射) 时, 超热电子在靶后几乎成对称分布, 超热电子主要集中在靶法线方向附近区域发射。这一模拟实验估算结果与由前面提出的理论计算 (15) 式得出的结果较接近, 也符合文献 [13] 提出的理论。在超强激光入射到两种平板薄靶时, 由于密度梯度平缓变化的等离子体临界密度面会对激光强烈吸收, 激发电子等离子体波, 并在密度梯度方向对电子加速, 形成法线方向的电子流。此电子流在靶内运输时, 将被靶内自生磁场准直, 受它牵引而加速的质子束沿靠近法线方向定向发射。

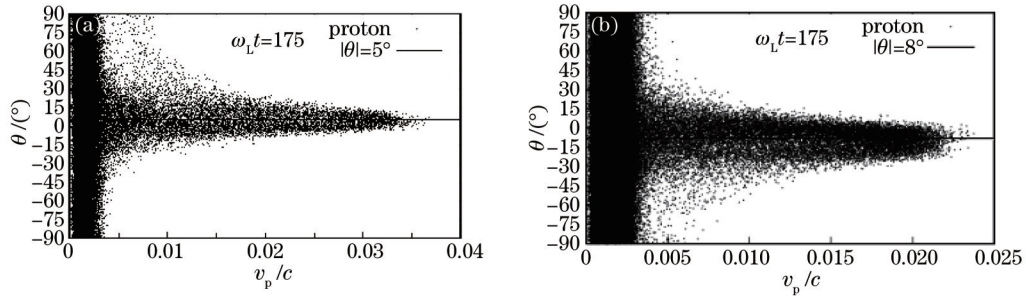


图6 质子密度的角分布。(a)  $L_g=0$ ; (b)  $L_g=1.0 \mu\text{m}$

Fig.6 Angular distributions of proton density. (a)  $L_g=0$ ; (b)  $L_g=1.0 \mu\text{m}$

如图7(a)和图7(b)为当  $\omega_L t = 800$  (449 fs) 时, 高能质子受超热电子牵引而加速后的能谱图。从实验结果得知, 相对于冷等离子体薄膜而言, 利用膨胀的高密度等离子体薄膜产生的质子能量会降低, 而且发散角会增大。这是因为在这种靶中, 等离子体梯度的 Debye 长度更大, 从而使加速质子的鞘层电场更低。因此提

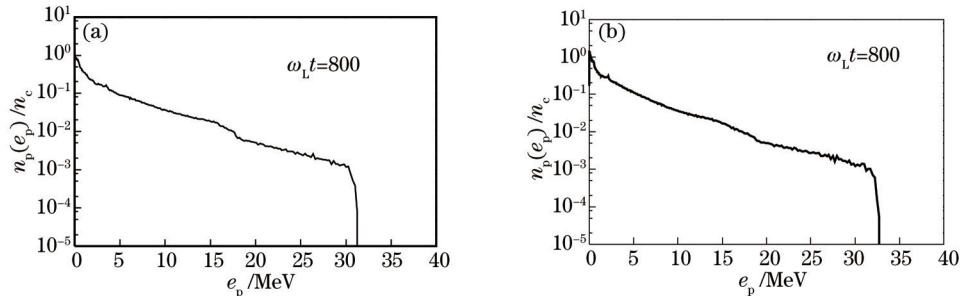


图7 当  $\omega_L t = 800$  时, 高能质子的能谱图。(a)  $L_g=0$ ; (b)  $L_g=1.0 \mu\text{m}$

Fig.7 Energy spectra of the protons at  $\omega_L t = 800$ . (a)  $L_g=0$ ; (b)  $L_g=1.0 \mu\text{m}$

高鞘层电场对质子的加速能力,需要高密度梯度平缓变化的高吸收等离子体薄膜,这样才会产生高能量,高性能的质子<sup>[15]</sup>。从能谱图 7(a)和图 7(b)可以看出,在相同的数值模拟参数下,密度梯度平缓变化的等离子体薄靶在时刻  $\omega_p t = 800$  (449 fs)的最大截止能量 33.4 MeV 与平面靶最大截止能量 32.7 MeV 相比相差不大,而平均而言密度梯度平缓变化的等离子体薄靶的能量相对平面靶而言要稍高。因为这两种模拟的参数都相同,在同样的 TNSA 加速机制下其加速的质子的能量不会出现显著的变化。

## 6 结 论

考虑薄靶前表面处的等离子体密度梯度标长对质子的能量和发散角的影响,通过对照模拟实验研究表明,相对平面靶,密度梯度平缓变化的等离子体薄靶中可产生更有效的激光吸收和更强的鞘层电场,并产生增强的超热电子发射,尤其是高能量、低损耗、低发散角的质子束。这种靶在产生高效率的质子束转换实现高能量的质子源以及提高医学治疗效率等方面具有应用价值。优化靶的结构(如密度梯度标长的长度,槽的深度或形状)可进一步提高强激光等离子体的耦合效率和能量的转换效率,并可能达到控制等离子体状态参量的时空分布。

## 参 考 文 献

- 1 A Pukhov. Three-dimensional simulations of ion acceleration from a foil irradiated by a short-pulse laser[J]. *Phys Rev Lett*, 2001, 86(16): 3562-3565.
- 2 S C Wilks, A B Langdon, T E Cowan, *et al.*. Energetic proton in ultra-intense laser-solid interactions[J]. *Phys Plasmas*, 2001, 8(5): 542-546.
- 3 Y Sentoku, T E Cowan, A Kemp, *et al.*. High energy proton acceleration in interaction of short laser pulse with dense plasma target[J]. *Phys Plasmas*, 2003, 10(5): 2009-2015.
- 4 Shen Baifei, Zhang Xiaomei. Latest progress and prospect of laser induced particle acceleration under high energy density conditions[J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2010, 47(9): 093201.  
沈百飞, 张晓梅. 高能量密度下激光粒子加速等研究的最新进展和展望[J]. *激光与光电子学进展*, 2010, 47(9): 093201.
- 5 A A Andreev, K Yu Platonov, T Okada, *et al.*. Nonlinear absorption of short intense laser pulse in a nonuniform plasma[J]. *Phys Plasmas*, 2003, 10(1): 220-226.
- 6 A Abuduresuli, M Mejid. Self-generated magnetic field and hot electron energy transport in the interaction of ultraintense laser pulse with plasmas[J]. *Chinese J Lasers*, 2012, 39(s1): s102011.  
阿不都热苏力, 帕尔哈提. 激光等离子体相互作用中的自生磁场和超热电子热运输[J]. *中国激光*, 2012, 39(s1): s102011.
- 7 Zheng Zhiyuan, Zhang Jie. Generation and collimation of hot electrons[J]. *Physics*, 2004, 33(6): 424-429.  
郑志远, 张杰. 超热电子的产生与定向发射[J]. *物理*, 2004, 33(6): 424-429.
- 8 Liu Jinlu. The Theoretical and Numerical Simulation Research for Ultra-Intense Laser-Driven Ion Acceleration[D]. Shanghai: Shanghai Jiao Tong University, 2013: 5.  
刘晋陆. 超强激光驱动离子加速的理论和数值模拟研究[D]. 上海: 上海交通大学, 2013: 5.
- 9 A A Andreev, T Okada, K Yu Platonov, *et al.*. Parameters of a fast ion jet generated by an intense ultrashort laser pulse on an inhomogeneous plasma foil[J]. *Laser and Particle Beams*, 2004, 22(4): 431-438.
- 10 S P Hatchett, C G Brown, T E Cowan, *et al.*. Electron, photon, and ion beams from the relativistic interaction of petawatt laser pulses with solid targets[J]. *Phys Plasmas*, 2000, 7(5): 2076-2082.
- 11 A A Andreev, K Yu Platonov, T Okada, *et al.*. Nonlinear absorption of short intense laser pulse in a nonuniform plasma[J]. *Phys Plasmas*, 2003, 10(1): 220-226.
- 12 T Okada, Y Mikado, T Kitada, *et al.*. Fast ion bunch generation laser pulse on plasma foil target[J]. *Jpn J Appl Phys*, 2005, 44(3): 1431-1435.
- 13 A A Andreev. Hard X-ray generation and particle production via the relativistic-intensity laser pulse interaction with a solid target[J]. *Laser and Particle Beams*, 2000, 18(1): 81-86.
- 14 A A Andreev, P V Nickles, K Yu Platonov. Generation and transport of energetic electrons in nanowire targets irradiated by relativistic intense laser pulses[J]. *Plasma Phys Control Fusion*, 2014, 56(7): 084005.
- 15 P Antici, J Fuchs, E d'Humières, *et al.*. Laser acceleration of high-energy protons in variable density plasmas[J]. *New J Phys*, 2009, 11(2): 023038.