

文章编号: 1001-3806(2017)02-0302-05

## 强激光驱动的运动电场加速质子的研究

买买提艾力·巴克, 艾米尔丁·艾米都拉  
(新疆大学 物理科学与技术学院, 乌鲁木齐 830046)

**摘要:** 为了研究激光辐射压驱动的运动电场中加速质子的相关问题, 对强激光与等离子体相互作用过程进行了理论分析, 并采用2维粒子模拟方法, 对理论分析结果进行了数值模拟验证。结果表明, 当超短超强激光脉冲与处在背景等离子体前方的薄固体平靶相互作用时, 在固体靶后部形成一个由电子层-离子层组成的双层结构, 在激光辐射压的不断推进下, 双层结构在背景等离子体里以一定速度传播形成一个运动电场; 在背景等离子体中的质子被这个运动电场捕获并能加速到很高的能量, 质子的最大能量达到20GeV。理论分析结果与2维粒子模拟结果符合得很好。

**关键词:** 激光技术; 质子加速; 辐射压加速; 粒子模拟方法; 高能质子束

**中图分类号:** O539 **文献标志码:** A **doi:** 10.7510/jgjs.issn.1001-3806.2017.02.031

## Proton acceleration of moving electric field driven by ultraintense laser pulse

BAKE Muhammadali, AIMIDULA Aimierding

(School of Physics Science and Technology, Xinjiang University, Urumqi 830046, China)

**Abstract:** In order to study the proton acceleration of the moving electric field driven by laser radiation pressure, the interaction process between high power laser and laser plasma was analyzed theoretically. 2-D particle-in-cell simulations was used to verify the theoretical analysis result. The results show that when the interaction between ultra-short ultra-intense laser pulse and thin solid flat target in front of the background plasma, a bilayer structure consisted by electron layer and ion layer was generated at the back of the solid target. Under the constant advancement of laser radiation pressure, the double layer structure in the background plasma spreaded at a certain speed and formed a moving electric field. Protons in background plasma were captured by this moving electric field and accelerated to a very high energy. The maximum proton energy reached 20GeV. The results of theoretical analysis are in good agreement with the simulation results of 2-D particle.

**Key words:** laser technique; proton acceleration; radiation pressure acceleration; particle-in-cell simulation scheme; high-energy proton beam

## 引言

在超短超强激光与等离子体相互作用物理中, 激光技术的发展开辟了许多新的研究方向。近年来, 强激光与等离子体相互作用中加速离子(质子)的研究吸引了大批研究组和研究工作者的兴趣, 已经成为强场物理的研究热点, 许多关于高能离子产生的实验、理论和数值模拟相关的结果进一步激发了人们对这一领域的广泛关注。这主要是由于超短超强激光与等离子体相互作用产生的高能离子在很多方面有着重要的应用前景, 例如肿瘤治疗<sup>[1]</sup>、质子束成像<sup>[2]</sup>、惯性约束聚

变中的快点火<sup>[3]</sup>、实验室天体物理<sup>[4]</sup>、台面式粒子加速器研究<sup>[5-6]</sup>、高能密度物理<sup>[7]</sup>等。通常, 这些潜在的应用都要求离子束具有高的能量、低的能散度和高的准直性。

目前, 超强圆偏振激光与超薄固体靶相互作用中的辐射压加速(radiation pressure acceleration, RPA)机制<sup>[8-12]</sup>被认为是产生这些高品质离子束非常有效的离子加速机制之一。在RPA机制中, 激光有质动力作用下电子和离子的分离使薄膜靶中产生了强的电荷分离场, 而离子则在此电荷分离场中被加速, 最后在薄膜靶后侧形成了压缩电子层和被加速离子层的准电中性结构, 这一阶段被称为钻孔阶段<sup>[9-12]</sup>。如果靶足够薄, 则电子层和离子层构成的准电中性结构将脱离靶, 并可看成一个相对论等离子体镜, 其作为一个整体随激光一起运动, 不断地反射激光并被激光的光压所加速, 这一阶段被称为光帆阶段<sup>[9-12]</sup>。在RPA机制中, 由于离子和电子一起随激光运动, 而且离子质量比电

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(11547121; 11575150); 新疆大学博士启动基金资助项目(BS150216; BS150217)

作者简介: 买买提艾力·巴克(1982-), 男, 博士, 讲师, 现主要从事激光等离子体相互作用的研究。

E-mail: aili@mail.bnu.edu.cn

收稿日期: 2016-01-03; 收到修改稿日期: 2016-01-23

子大,因此离子在加速过程中获得了比电子大得多的动能。同时,RPA机制中产生的高能离子束具有很好的单能性和准直性。然而,由于高维效应的影响以及各种不稳定性的增长等,2维情形下圆偏振激光与薄膜靶相互作用的RPA机制并不稳定<sup>[13]</sup>。这样,RPA机制的稳定结构被破坏,加速离子束的品质也大大降低。

最近,利用RPA预加速的质子进行外部注入,并利用空泡前部正电场将其进一步加速得到单能性较好的高能质子束的研究也得到了关注<sup>[14]</sup>。然而,空泡的加速电场不能捕获背景等离子体中的静止的质子。有些研究者提出了一种辐射压和背景等离子体相结合的联合质子加速方法<sup>[15-16]</sup>,结果表明,可以得到能量为几十个吉电子伏特的高能质子束。

作者研究了激光辐射压驱动的运动电场中的质子加速问题。当超短超强激光脉冲与处在背景等离子体前方的薄固体靶相互作用的钻孔过程中,激光有质动力将固体靶内的电子压缩到靶背部的一个薄层内,从而产生了一个电子-离子双层结构。在激光的不断推进下,双层结构在背景等离子体里以一定速度传播,在背景等离子体中呈现为运动电场。这样,在背景等离子体中的静止质子被这个运动电场捕获并能加速到很高的能量。只要激光在等离子体中能够保持双层结构,质子就可以继续加速到几十个吉电子伏特能量。

## 1 理论模型

首先给出固体平靶和背景等离子体相结合的联合质子加速方案的简单理论模型。为了简单起见,将加速过程分两个阶段。第一阶段是钻孔阶段<sup>[9-12]</sup>,激光脉冲主要与固体平靶相互作用,这时激光脉冲有质动力将靶内的电子压缩到靶后的薄层内,从而产生一个空间电荷分离场,靶内的离子由电荷分离场加速并进入到压缩电子层内,形成一个电子层和离子层一起运动的双层结构。第二阶段是光帆阶段<sup>[9-12]</sup>,由于固体平靶足够薄,钻孔阶段很快就结束,这时固体靶前沿的双层结构开始脱离固体靶的其余部分并向前运动进入到背景等离子体里面。由于双层结构继续受到激光有质动力的推动,因此整个双层在背景等离子体中传播,在背景等离子体中呈现为运动电场,此电场在背景等离子体中运动的初速度为钻孔过程的末速度。最后,背景等离子体中的质子被这一运动电场捕获并加速到高能。整个过程的物理图像如下:首先用活塞运动模型给出钻孔速度,与钻孔速度的表达式和守恒定律联合起来可得到运动电场的表达式,用钻孔速度和运动电场的表达式可以得到被加速质子速度和能量的表

达式。

现考虑一束圆偏振激光脉冲沿 $x$ 方向垂直入射到固体平靶上,固体靶厚度为<sup>[9]</sup>:

$$l \approx \frac{\lambda}{2\pi} \frac{n_{cr}}{n_e} a_0 \quad (1)$$

式中, $n_e$ 为固体靶初始电子密度; $\lambda$ 为激光波长; $n_{cr} = m_e \omega_0 / (4\pi e^2)$ ,为临界等离子体密度,其中 $\omega_0$ 为激光频率, $m_e$ 为电子质量, $-e$ 为电子电荷量; $a_0 = eA / (m_e c^2)$ , $a_0$ 为归一化的激光振幅, $c$ 为真空中的光速, $A$ 为激光矢势。

正如前面所讨论的那样,固体平靶在激光辐射压力作用下的运动可以通过钻孔和光帆模型来描述<sup>[11-12]</sup>。理想情况下,由电子层和离子层构成的双层结构可以看成随激光一起运动的相对论等离子体镜,其不断地反射激光并在激光的光压作用下运动在等离子体中。在以钻孔速度 $v = c\beta$ 运动在运动坐标系上,活塞运动方程为<sup>[12-13]</sup>:

$$\frac{d(\gamma\beta)}{dt} = \frac{2I}{n_e l m_i c^2} \frac{1-\beta}{1+\beta} \quad (2)$$

式中, $I$ 是在实验室坐标系中的激光强度, $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$ 是相对论因子, $\beta = v/c$ 是归一化的钻孔速度, $m_i$ 是离子质量。利用关系 $I = cE_1^2 / (4\pi)$ 和 $a_0 = E_1 e / (m_e \omega_0 c)$ ,把(2)式可改写为:

$$\frac{d(\gamma\beta)}{dt} = \frac{E_1^2}{2\pi n_e l m_i c} \frac{1-\beta}{1+\beta} = \frac{2n_{cr} m_e c a_0^2}{n_e l m_i} \frac{1-\beta}{1+\beta} \quad (3)$$

式中, $E_1$ 为激光的电场。

运动电场的振幅可用能量守恒定律来得到,由激光辐射压力和静电场能量流的关系可以得到最大电场:

$$E_{x,m}^2 = 8\pi n_{cr} m_e c^2 a_0^2 \frac{1-\beta}{1+\beta} \quad (4)$$

式中, $E_{x,m}$ 是运动坐标系中的电场强度。由于纵向方向的电场是Lorentz不变量,因此 $E_{x,m} = E_x$ ,其中 $E_x$ 是电场在实验室坐标系中的电场强度。通过利用关系式 $(1-\beta)/(1+\beta) \approx 1/(4\gamma^2)$ ,由(4)式有:

$$E_x = \frac{m_e \omega_0 c}{e} a_0 \sqrt{\frac{2(1-\beta)}{1+\beta}} \approx \frac{m_e \omega_0 c}{e} \frac{\sqrt{2}}{2\gamma} a_0 \quad (5)$$

从(5)式可以看出,在本方案中,电场按 $\propto 1/(2\gamma)$ 变化,而在没有背景等离子体情况下的简单辐射压加速中,电场按 $\propto 1/(4\gamma^2)$ 变化<sup>[13]</sup>。

双层结构在背景等离子体中传播过程中,在实验室参考系中静止的质子将在随激光活塞运动的参考系中以 $-\beta$ 的速度朝激光活塞运动(双层),并完全弹性地反射回去并被这一运动电场捕获和加速。因此被捕获质子的运动方程为:

$$\frac{d(\gamma_p \beta_p)}{dt} = \frac{e}{m_p c} E_x = \frac{m_e \omega_0}{m_p} a_0 \sqrt{\frac{2(1-\beta)}{1+\beta}} \quad (6)$$

式中,  $\beta_p = v_p/c$  是归一化质子速度,  $\gamma_p = 1/\sqrt{1-\beta_p^2}$  是质子的相对论因子。上式中的  $\beta$  可以用(3)式解出。最后被加速质子能量可以写为:

$$E_p = (\gamma_p - 1)m_p c^2 \quad (7)$$

作者用(2)式、(5)式和(7)式可以描述本方案中质子加速的动力学过程。另外,对这些方程进行了数值求解,所得到的结果如图 1 所示。从图 1a(实线)可以看出,活塞运动(双层)速度很快就达到相对论速度,然而质子速度为了达到相对论速度需要更长的时间(虚线)。这是因为背景等离子体中质子先被激光活塞(双层)反射回去,然后被运动电场捕获并加速一段时间以后才能达到相对论速度,如图 1a(实线)所示。图 1b 中给出了质子能量随时间变化规律。

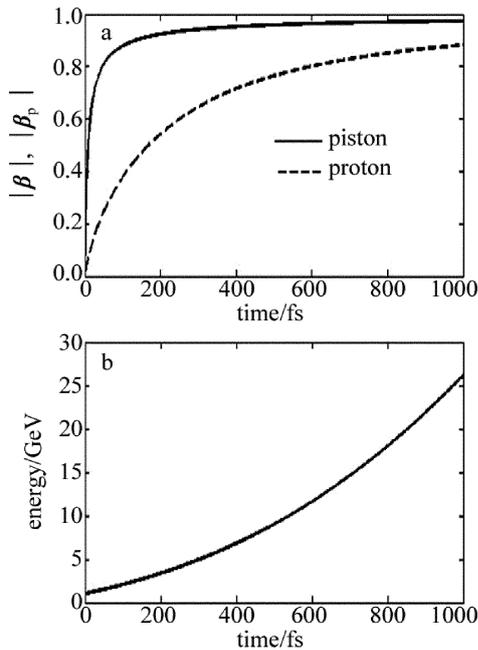


Fig. 1 Numerical solution of equations in the model

a—piston velocity and proton velocity vs. time b—proton energy vs. time

## 2 PIC 模拟与结果

作者通过 2 维粒子模拟 (particle-in-cell, PIC) 程序对圆偏振激光脉冲与处在背景等离子体前方的固体平靶的相互作用过程进行研究。PIC 方法是通过跟踪大量的带电粒子在它们的自洽场和外加电磁场(激光场)中的运动来研究等离子体集体性质的动力学模拟方法。其基本方程组由描述电磁场随时间和空间演化的 Maxwell 方程组和描述带电粒子在电磁场中运动变化的 Lorentz 方程构成,需数值联立求解这些方程。图 2 是 PIC 模拟的基本流程图。图中  $\mathbf{v}$  和  $\mathbf{r}$  是粒子的位移和速度;  $\rho$  和  $\mathbf{J}$  是粒子密度和电流密度;  $\mathbf{E}$ ,  $\mathbf{B}$  和  $\mathbf{F}$  分

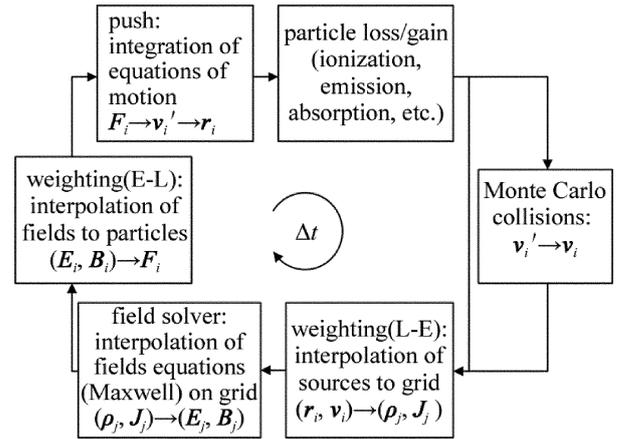


Fig. 2 Flow schematic of PIC simulation

别表示电场强度、磁感应强度和粒子受到的电磁力;  $\Delta t$  是时间间隔; 下标  $i$  和  $j$  分别表示粒子点和场点; E-L 表示欧拉法到拉格朗日法的变换; L-E 表示拉格朗日法到欧拉法的变换。

模拟空间纵向( $x$  方向)为  $64\mu\text{m}$ , 横向( $y$  方向)为  $144\mu\text{m}$ , 对应移动窗口内的模拟格子数为  $2000 \times 900$ 。假设背景等离子体为预电离, 固体靶被激光的预脉冲完全电离。固体平靶的电子密度为  $n_e = 80n_{cr}$ , 固体靶厚度  $l = 0.4\mu\text{m}$ , 宽度  $h = 144\mu\text{m}$ , 初始放置在  $15\mu\text{m} \leq x \leq 15.4\mu\text{m}$  和  $-72\mu\text{m} \leq x \leq 72\mu\text{m}$  的区域。这里, 对应激光波长  $\lambda_0 = 0.8\mu\text{m}$ , 临界密度为  $n_{cr} = 1.72 \times 10^{21} \text{cm}^{-3}$ 。设区域  $15.4\mu\text{m} \leq x \leq 800\mu\text{m}$  和  $-72\mu\text{m} \leq x \leq 72\mu\text{m}$  内为背景等离子体, 其初始密度为  $n_b = 0.1n_{cr}$ , 背景等离子体前留有  $15\mu\text{m}$  真空。模拟时用的激光脉冲为圆偏振, 取横向 4 次超高斯激光, 即  $\mathbf{a} = \mathbf{a}_0 \times \exp(-r^4/r_0^4) \sin\{2[\pi t/(2t_0)]\}$ , 其无量纲化激光矢势振幅为  $a_0 = eE_1/(m_e \omega_0 c) = 216/\sqrt{2}$ , 对应的激光强度为  $I = 2.4 \times 10^{23} \text{W} \cdot \text{cm}^{-2}$ , 其中  $r_0 = 20\lambda_0$ ,  $t_0 = 12.5T$ , 激光波长  $\lambda_0 = 0.8\mu\text{m}$ ,  $T$  为激光周期;  $t = 0$  时刻激光垂直入射模拟空间。为了避免辐射压加速中初始激光的斜入射和电子的额外加热, 激光脉冲从左侧垂直入射到固体平靶上。对电磁场和粒子, 横向均为周期边界条件, 而纵向均为吸收边界条件。

图 3 是在  $t = 80\text{fs}$  时刻的纵向电场振幅波形  $E_x$  (线) 和质子相空间  $p_x$  (黑点) 的分布图。从图 3 可以看出, 在  $t = 80\text{fs}$  时刻, 固体平靶后部产生了非常强的具有冲击波特点电场, 其归一化强度大于 100。在这个电场后面又产生了一个电子-离子分离而生成的电荷分离场。由于固体平靶是足够薄的, 激光与固体靶相互作用过程很快就进入光帆过程, 即电子-离子双层在激光的推进下继续在背景等离子体中作光帆运动。由于电子-离子双层本身带着电荷分离电场, 最终呈现为在等离子体中传播的运动电场, 运动电场在背景等

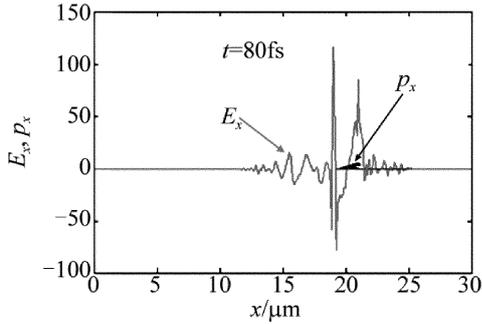


Fig. 3 2-D PIC simulation results of longitudinal electric field (line) and proton phase space (dots) at time  $t = 80\text{fs}$

离子体中传播过程中保持很高的峰值。这样,在跟着激光运动的参考系上看,背景等离子体中的质子往双层电场运动,冲击波电场对背景等离子体质子起着相对论活塞的作用,即质子被冲击波反射以后被电荷分离场捕获得到能量。如果背景等离子体中质子被靶后的冲击波反射以后一旦被运动电场捕获,能加速到很高的能量。这个结果与前一节中得到的理论结果一致。

图 4a 中,  $N_p$  表示质子数量。从图 4a 中可以看出,在  $t = 860\text{fs}$  时刻,质子最大能量可超过  $20\text{GeV}$ ,峰值能量为  $12.5\text{GeV}$ 。在仅有固体平靶情况下的 RPA 机制中,这样高能量质子束是无法得到的。图 4b 给出了质子能量随时间的变化规律。从图 4b 中可以看出,质子能量先随时间线性地增大,然后能量随时间变化更快,随着时间的推移,最终质子能量随时间变化很慢。这是因为随着时间过去,激光脉冲能量会慢慢耗尽,运动电场也随着时间减弱。另外,各种不稳定性也会迅速发展,这些原因某种程度上限制了质子能量的继续增大。可以发现,2-D PIC(星点)模拟结果很好地

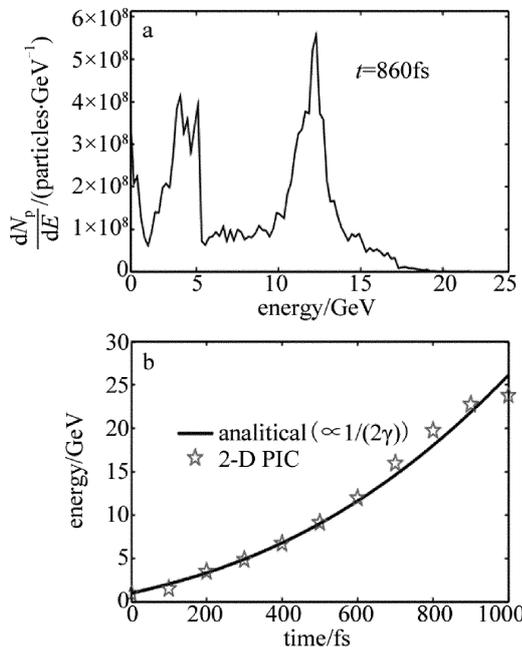


Fig. 4 a—energy spectrum vs. energy b—proton energy vs. time

和理论模型结果(实线)吻合。

最后,为了研究质子能量与激光归一化强度  $a_0$  之间的关系,对  $a_0$  取 50, 100, 150, 200, 223 和 250 的情况进行了 PIC 模拟,模拟结果如图 5 所示。发现质子最大能量按  $\propto a_0^2$  变化,当  $a_0 = 223$  时,质子能量可达  $20\text{GeV}$ 。2 维 PIC 模拟结果跟二次拟合的结果符合得很好,这一结果与辐射压加速机制中质子能量与成正比一致,说明本文中提出的理论模型是正确的并具有一定的研究意义。

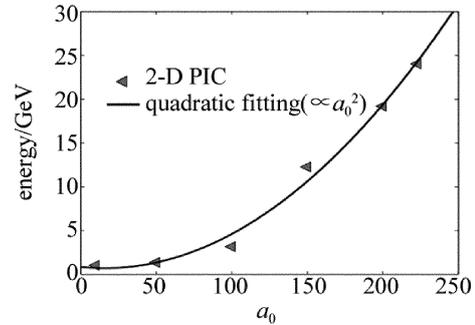


Fig. 5 Relationship between the normalized laser energy and proton energy

### 3 结 论

通过简单理论模型和 2 维 PIC 方法,证实了使用一个适当厚度的固体平靶和适当密度的低密度背景等离子体,与超短超强圆偏振激光相互作用以后,可以产生几十个吉电子伏特的准单能的质子束。研究结果表明,当靶和背景等离子体参量等于优化参量时,被加速质子的能谱保持了很好的单能峰,质子最大能量达到  $20\text{GeV}$ 。

### 参 考 文 献

- [1] BULANOV S V, ESIRKEPOV T Z, KHOROSHKOV V S, *et al.* Oncological hadrontherapy with laser ion accelerators [J]. *Physics Letters*, 2002, A299(2/3):240-247.
- [2] BORGHESI M, CAMPBELL D H, SCHIAVI A, *et al.* Electric field detection in laser-plasma interaction experiments via the proton imaging technique [J]. *Physics of Plasmas*, 2002, 9(5):2214-2220.
- [3] ROTH M, COWAN T E, KEY M H, *et al.* Fast ignition by intense laser-accelerated proton beams [J]. *Physical Review Letters*, 2001, 86(83):436-439.
- [4] REMINGTON B A, ARNETT D, DRAKE R P, *et al.* Modeling astrophysical phenomena in the laboratory with intense lasers [J]. *Science*, 1999, 284(5419):1488-1493.
- [5] SARRI G, SCHUMAKER W, PIAZZA A D, *et al.* Table-top laser-based source of femtosecond, collimated, ultrarelativistic positron beams [J]. *Physical Review Letters*, 2013, 110(25):255002.
- [6] ARKIN Z, ABUDOURESULI A. Simulation of positron acceleration in the wakefield of sine laser pulses [J]. *Laser Technology*, 2013, 37(1):130-133 (in Chinese).
- [7] BARTAL T, FOORD M E, BELLEI C, *et al.* Focusing of short-pulse high-intensity laser-accelerated proton beams [J]. *Nature Physics*, 2012, 8(2):139-142.

- [8] ESIRKEPOV T, BORGHESI M, BULANOV S V, *et al.* Highly efficient relativistic-ion generation in the laser-piston regime [J]. *Physical Review Letters*, 2004, 92(17):175003.
- [9] YAN X Q, LIN C, SHENG Z M, *et al.* Generating high-current monoenergetic proton beams by a circularly polarized laser pulse in the phase-stable acceleration regime [J]. *Physical Review Letters*, 2008, 100(13):135003.
- [10] CHEN M, PUKHOV A, YU T P, *et al.* Enhanced collimated GeV monoenergetic ion acceleration from a shaped foil target irradiated by a circularly polarized laser pulse [J]. *Physical Review Letters*, 2009, 103(2):02480.
- [11] MacCHI A, VEGHINI S, LISEYKINA T V, *et al.* Radiation pressure acceleration of ultrathin foils [J]. *New Journal of Physics*, 2010, 12(4):045013.
- [12] ROBINSON A P L, GIBBON P, ZEPF M, *et al.* Relativistically correct hole-boring and ion acceleration by circularly polarized laser pulses [J]. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 2009, 51(2):024004.
- [13] HONG X R, XIE B S, ZHANG S, *et al.* High quality ion acceleration from a double-layer target dominated by the radiation pressure of a transversely gaussian laser pulse [J]. *Physics of Plasmas*, 2010, 17(10):103107.
- [14] BAKE M A, ZHANG S, XIE B S, *et al.* Energy enhancement of proton acceleration in combinational radiation pressure and bubble by optimizing plasma density [J]. *Physics of Plasmas*, 2012, 19(8):083103.
- [15] ZHANG Z M, HE X T, SHENG Z M, *et al.* High-density highly collimated monoenergetic GeV ions from interaction of ultraintense short laser pulse with foil in plasma [J]. *Physics of Plasmas*, 2010, 17(4):043110.
- [16] ZHENG F L, WANG H Y, YAN X Q, *et al.* Sub-TeV proton beam generation by ultra-intense laser irradiation of foil-and-gas target [J]. *Physics of Plasmas*, 2012, 19(2):023111.