

文章编号: 1001-3806(2013)01-0134-05

## 激光功率密度对自生磁场和电子热传导的影响

阿不都热苏力·阿不都热西提, 艾尔肯·扎克尔, 帕尔哈提·吐尼亚孜

(新疆大学物理科学与技术学院, 乌鲁木齐 830046)

**摘要:** 为了理解超强激光与等离子体相互作用中产生的自生磁场形成机制和电子热传导特性, 采用相对论电磁粒子模拟程序, 估算了不同激光功率密度下, 在等离子体表面所形成的电磁不稳定性产生的自生磁场大小和空间分布, 得到了超热电子和经典 Spitzer-Harm 理论描述的电子热流随激光功率密度的演化情形。结果表明, 非 Maxwell 速度分布的等离子体, 由于电子初始时刻的无规则热运动, 在等离子体上激发电磁不稳定性, 而不稳定性激发的强电磁场使电子束在非常短的距离内沉积能量, 同时对在激光有质动力推开电子时形成的超热电子能量输运产生抑制作用。这一研究结果对更好理解惯性约束核聚变“快点火”过程中自生磁场的产生、电子热传导等方面有帮助的。

**关键词:** 激光物理; 超强激光与等离子体相互作用; 激光功率密度; 电子热传导; 数值模拟; 抑制

**中图分类号:** O53 **文献标识码:** A **doi:** 10.7510/jgjs.issn.1001-3806.2013.01.033

## Effect of laser power density on self-generated magnetic field and electron thermal conduction

ABUDUREXITI Abudurusulii, ZAKIR Arkin, TUNIYAZI Parhat

(School of Physics, Xinjiang University, Urumqi 830046, China)

**Abstract:** In order to understand the generation mechanism of self-generated magnetic field and electron thermal conduction characteristics in the process of the interaction between ultra-intense laser and plasma, the strength and spatial distribution of the self-generated magnetic field under different laser power density were estimated by means of electromagnetic relativistic particle-in-cell program simulation. The electron-thermal evolution phenomenon was observed as described by the Spitzer-Harm theory. It is shown that different from previous models, the initial non-Maxwell distributed plasma stimulates the electromagnetic instability in the plasma because of the random thermal motion of electrons. It is not the strong magnetic field excited by instability makes the electron beam deposit the energy within very short distance. Meanwhile, it restrains the electron thermo current to be formed when the laser ponderomotive force bursts through the electron. This result is helpful to the self-magnetic field generation and electron thermal conduction in “fast ignition” of inertial confinement fusion.

**Key words:** laser physics; interaction of ultra-intense laser pulse with plasmas; laser power density; electron thermal conduction; numerical simulation; restrain

### 引 言

随着超短脉冲强激光技术的不断发展, 超强激光与等离子体相互作用可以产生能量高达 MeV 的超热电子, 形成高能强电流。这些高能强电流向等离子体内部输运, 可以激发几千特斯拉量级的自生磁场<sup>[1-4]</sup>。理论分析和实验研究表明, 在激光与等离子体的相互作用中, 由于在等离子体临界密度面附近存在各种反

常吸收机制, 如共振吸收、受激喇曼散射等, 一部分激光能量将转化为电子等离子体波。而波与粒子相互作用过程又将电子等离子体波能量转化为电子能量, 从而产生能量极高的超热电子<sup>[3-8]</sup>。由于超热电子具有较长的射程, 因而可以穿透烧蚀面和冲击波前, 把其大部分能量沉积在临界密度面以内的区域。所以, 快点火的关键是超短脉冲激光打孔要尽量地将临界密度面推向主燃料区的芯部, 以便让产生的超热电子的大部分能量能沉积在中心点火区。这一使临界密度面推进的过程, 亦即钻孔过程, 可以通过激光光压直接驱动或激光能量交给等离子体后, 超热电子从能量吸收区到烧蚀区的能量输运来实现<sup>[5-8]</sup>。因此, 人们对于超热电子在高密度等离子体中的传输和能量输运问题产生了浓厚的兴趣。对于超热电子在等离子体中的能量

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(10965008; 11164030); 新疆大学校院联合基金资助项目(XY110106)

作者简介: 阿不都热苏力·阿不都热西提(1961-)男, 工学博士, 从事超强激光与等离子体相互作用研究。

E-mail: abdrusul@sina.com

收稿日期: 2012-04-20; 收到修改稿日期: 2012-07-27

损失过程,人们已经做了大量的理论和数值模拟研究。在以前的理论研究中,主要考虑单个电子在通过物质时的能耗机制,认为超热电子在等离子体中主要通过韧致辐射、碰撞、加速快离子而损失能量<sup>[6]</sup>。然而,近年来的研究表明,由于电流密度很高,仅仅考虑单个电子的能耗机制是不够的,必须考虑超热电子的电磁作用和集体效应<sup>[7]</sup>。这些集体作用包括由于电子速度分布各向异性而产生的等离子体不稳定性、电流产生的磁场和电流之间的非线性相互作用、电流的成丝和聚合等等。

作者在前期工作中利用电磁数值模拟程序,研究了电子速度各向异性所激发的电磁不稳定性 and 自生磁场对超热电子热传导的抑制作用,获得了较为理想的结果。与前期工作的研究方法不同,本文中从激光等离子体相互作用中自生磁场产生机制出发,提出了由等离子体密度来确定的等离子体表面磁场的估计模型,分析了超热电子的有效温度。利用 3 维粒子模拟对不同入射激光参量下,超热电子在等离子体靶中向前传输的能量输运过程及其传输特性进行模拟,并和理论模型结果对比。

## 1 自生磁场及其产生机制

超强短脉冲激光辐照在高密度等离子体上时,电子在强激光有质动力的作用下,被推向高密度等离子体内部,形成一个电子密度坑。由于电子密度及相对论因子在密度坑附近的趋肤层内具有很大的空间不均匀性,将导致电子速度分布各向异性的形成,从而产生很大的超强自生磁场(最大可达几百兆高斯)<sup>[8]</sup>。自生磁场的存在会对等离子体中的能量吸收、能量输运、电子和离子的动力学行为及等离子体中的尾波加速等许多物理过程产生很大影响<sup>[1-9]</sup>。比如,在惯性约束核聚变研究的激光等离子体中,激光能量从等离子体的吸收区到烧蚀区的主要输运机制是电子热传导,当激光等离子体中的自生磁场很强时,这个磁场将会极大地限制电子热传导,出现阻热效应。超强激光与等离子体靶相互作用时,在临界面附近将产生大量的超热电子并向靶内输运,同时,在这个区域内会产生电磁不稳定性。在电磁不稳定性激发的强自生磁场作用下,电子在在磁场中的回旋频率  $\omega_B$  和自生磁场的线性增长率  $\gamma_l$  变得相等时,电磁不稳定性达到饱和<sup>[10-13]</sup>,这时自生磁场的线性增长率满足以下关系:

$$\gamma_l \cong \omega_B \cong \sqrt{\frac{ek_z u_x B_{y,z}}{\gamma^2 mc}} \quad (1)$$

式中  $\mu_x = \sqrt{k_B T_x / m}$  为热速度的大小,  $k_B$  为玻尔兹曼

常数,  $T_x$  为  $x$  轴的温度,  $e$  为电子电荷,  $k_z$  为  $z$  方向的波矢,  $m$  为电子质量,  $B_{y,z}$  为自生磁场,  $c$  为光速,  $\gamma = (1 + \lambda_1^2 I_1 / 1.37)^{1/2}$  为相对论因子,  $I_1$  是以  $10^{18} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$  为单位的激光功率密度,  $\lambda_1$  是以  $\mu\text{m}$  为单位的激光波长。利用参考文献 [14] 中的结果,由 (1) 式可得到自生磁场的最大饱和值,即:

$$B_{y,\max,z} \cong 3.48 \times 10^{-2} I_1 \sqrt{\frac{n_e}{n_c}} B_0 \quad (2)$$

式中  $n_c = 9.96 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$  为等离子体临界密度,  $n_e$  为等离子体电子平均密度,  $B_0 = m\omega_1 c / e = 1.01 \times 10^4 \text{ T}$  为入射激光磁场强度,  $\omega_1$  为激光频率。(2) 式是计算饱和自生磁场的理论公式,由此可以看出,自生磁场与等离子体临界密度由激光功率密度来确定。

## 2 电子热传导模型

电子热传导机制是激光与等离子体相互作用过程中与能量输运直接有关的关键问题之一。目前,对于激光等离子体中电子热传导机制的研究而言,特别是对于人们在实验中发现的热流电子,热流远远小于经典 Spitzer-Harm 热传导近似给出的理论预计,因此,为了拟合数值模拟实验数据,引入唯象的限流因子  $F$ ,使得计算极限热流时取为  $FQ_l$  ( $Q_l$  为不受限热流)。限流因子  $F$  的数值通常在 0.03 ~ 0.10 之间。在本文计算中,用  $Q_{S-H} / (FQ_l)$  比值来评估热流。

在经典 Spitzer-Harm 热传导理论模型<sup>[15]</sup> (简称 S-H 理论模型) 中热流描述为:

$$Q_{S-H} = -4n_e u_{th} l_{e,j} k_B \nabla T_e \quad (3)$$

式中  $u_{th}$  为电子热速度,  $T_e$  为电子温度,  $l_{e,j}$  为电子和离子相互碰撞的平均自由路程,对完全电离的等离子体,平均自由路程  $l_{e,j}$  可表示为:

$$l_{e,j} = \frac{32 (k_B T_e)^2}{\pi^3 n_i Z^2 e^4 \ln \Lambda} \quad (4)$$

式中  $n_i$  为离子密度,  $Z$  为电荷数,  $\ln \Lambda$  为碰撞参量,  $\Lambda$  定义为  $\Lambda = \lambda_D / r_0$ ,  $\lambda_D$  表示 Debye 长度,  $r_0$  表示粒子间的距离。

从 (3) 式、(4) 式可以看出,高强度的激光能量被电子吸收后,电子被强烈地加速。这时电子热流成正比于  $T_e^{5/2}$ ,且热流迅速增大。

由电子热传导引起的电子热流不受限而自由流动,则这个不受限的热流用“自由热流  $Q_l$ ”来表示,其定义为<sup>[10-16]</sup>:

$$Q_l = n_e k_B T_e \sqrt{\frac{k_B T_e}{m}} = mn_e u_{th}^3 \quad (5)$$

### 3 模拟模型

作者用3维超粒子 ZOHARPIC 编码程序对超短超强脉冲度激光与等离子体薄靶的相互作用进行了模拟。在模拟计算中系统参量的空间格距和时间步长分别取为  $0.3c/\omega_1$  和  $0.1/\omega_1$ , 实长为  $4\mu\text{m} \times 4\mu\text{m}$  (如图1所示), 等离子体密度标长为  $6\mu\text{m}$ , 系统两侧的空间格距分别为  $2\mu\text{m}$ 。离子电荷为1, 系统含有的粒子数为  $2 \times 10^6$ , 计算系统共  $10 \times 4 \times 4(x \times y \times z)$  网络。假设一束线极化的超强激光从真空垂直入射到等离子体靶上, 在  $y-z$  入射平面内, 激光电场矢量平行于  $x$  方向, 激光脉宽为 20fs, 波长  $\lambda_1 = 1.06\mu\text{m}$ , 频率  $\omega_1 = 1.78 \times 10^{15} \text{ rad/s}$ , 激光束的直径为  $1.0\mu\text{m}$ , 峰值功率密度  $I_1 = 10^{19} \text{ W/cm}^2 \sim 10^{20} \text{ W/cm}^2$ , 激光脉冲在  $y-z$  面上是高斯性分布。等离子体密度在各方向为均匀分布, 最高电子密度分布为  $n_e = 1.0n_c$ , 其中  $n_c = 9.935 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$  为与激光波长相对应的等离子体临界密度。初始时刻电子和质子速度分布均为 Maxwell 热分布, 等离子体温度对电子为 1keV, 对质子为 0.8keV, 电子和离子的质量比为 1:1836。电磁场在  $x$  方向为吸收边界, 在  $y-z$  面上为周期边界。

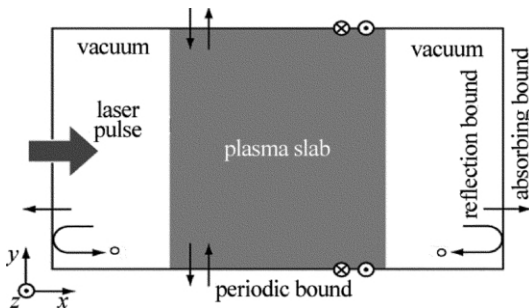


Fig. 1 Simulation model of plasma

### 4 模拟结果及分析

图2中给出了不同入射激光脉冲与等离子体靶相互作用后磁场能量随时间的演化情况。从(2)式和图2可以看出, 自生磁场  $B_y$  和激光功率密度  $I_1$  有密切关系。在激光与等离子体相互作用后,  $\omega_1 t = 120$  (即  $t = 67\text{s}$ ) 的时间内, 等离子体表面的电子由于反常表面吸收机制而被强烈加速, 形成向等离子体内部传输的电

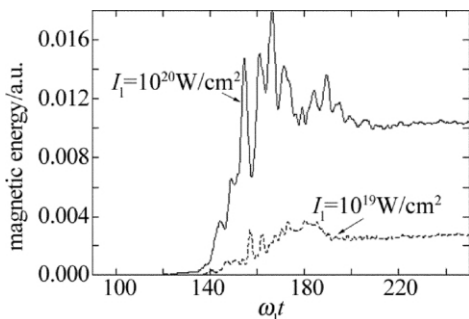


Fig. 2 Temporal profile of the magnetic energy

流。在等离子体表面处, 由于入射电流的存在, 电子的动量分布呈各向异性, 激光 Weibel 不稳定性, 产生自生磁场。被激发的自生磁场随着入射激光功率密度的不同而不同, 激光功率密度  $I_1$  越大, 自生磁场和磁场能量也就越大。这将严重影响超热电子的输运和能量沉积效率, 使得快点火涉及到的超热电子输运和能量沉积的物理过程变得异常复杂。

图3a和图3b中给出了不同入射激光功率密度下自生磁场随空间的演化过程。由于自生磁场  $B_y$  和激光功率密度  $I_1$  有密切关系, 随着激光功率密度的增加, 所激发的自生磁场增长率也随着它非常快地发展起来。在自生磁场空间分布的整个时间演化过程中, 磁场强度的最大模拟值为  $B_{y, \text{max } s} = 1.1B_0 = 1.11 \times 10^4 \text{ T}$  (当  $I_1 = 10^{19} \text{ W/cm}^2$ ),  $B_{y, \text{max } s} = 2.8B_0 = 2.83 \times 10^4 \text{ T}$  (当  $I_1 = 10^{20} \text{ W/cm}^2$  时), 这个结果与从理论计算公式(2)式得到的最大磁场强度值  $B_{y, \text{max } t} = 0.35B_0 = 0.35 \times 10^4 \text{ T}$  以及  $B_{y, \text{max } t} = 3.5B_0 = 3.53 \times 10^4 \text{ T}$  大致相同。这个结果与以往的实验和理论已经观察并预言到的自生磁场强度值  $10^4 \text{ T}$  符合得很好<sup>[17-22]</sup>。从图3可以看出, 自生磁场的演化基本上可分为两个阶段: 一是线性增长阶段, 此时自生磁场随时间指数增长; 另一阶段非线性过饱和阶段。是系统经过线性增长阶段后, 进入非线性过饱和阶段。此时自生磁场处于饱和状态。同时也注意到, 对于不同的入射激光, 自生磁场最终能达到的饱和值并不相同。饱和磁场值将随着激光强度增加而增加。

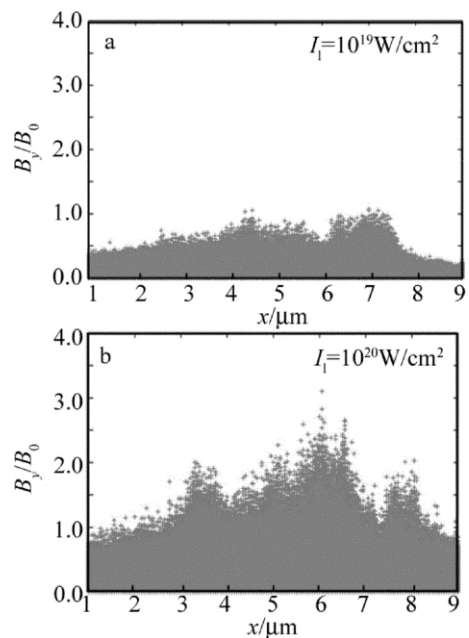


Fig. 3 Self magnetic fields with different  $I_1$  along  $x$

图4为峰值功率密度为  $10^{19} \text{ W/cm}^2 \sim 10^{20} \text{ W/cm}^2$  的激光产生热电子的能谱。由图4可以看出, 每个

电子能谱都类似于麦克斯韦-玻尔兹曼分布,可以用单个温度的麦克斯韦-玻尔兹曼方程进行拟合得到电子的温度。能谱的峰值出现在 3MeV(见图 4a)和 6MeV(见图 4b)附近,这表明激光与等离子体相互作用时,产生了呈准 Maxwell 分布的超热电子。当激光功率密度  $I_1 = 10^{19} \text{ W/cm}^2$  时,拟合曲线在能谱曲线在 3MeV ~ 13MeV 范围内迅速衰减;而在  $I_1 = 10^{20} \text{ W/cm}^2$  时,能谱曲线在 10MeV ~ 23MeV 范围内迅速衰减。但是随着等离子体吸收能量的增大,能谱曲线的衰减程度也是明显增大;在 5MeV(见图 4a)和 12MeV(见图 4b)以上,采用 Maxwell 分布拟合。获得超热电子的有效温度  $T_{\text{eff}}$  分别约为 1.9MeV 和 4.1MeV。该模拟结果与参考文献 [20] 中的实验结果相符合。

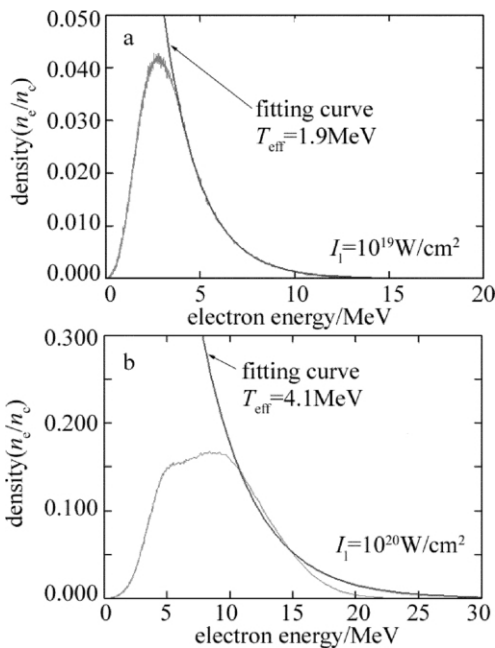


Fig. 4 Hot electron spectrum of under different incident intensity

图 5 中给出了不同激光强度下计算的热流和磁场在表面领域上的演化情形,从图 5 可以看出,不同强度的激光照射等离子体后,在等离子体临界面会对激光强烈吸收,此时由于热流在  $x$  方向上的延伸,出现速度分布各向异性情况。结果这种各向异性分布引起了自生磁场的产生,产生的自生磁场越大,对电子热传导的影响就越大,从而限制  $x$  方向热流的流动。激光入射初期阶段,随着时间的推移,热流也随激光脉冲一起向等离子体内部流动,但是流动开始不久,自生磁场逐渐限制热流的运输。因为电子被捕捉自生磁场,且等离子体表面附近的激光能量完全被衰减,电子的能量不会充分运输到等离子体内部。另一方面,随着激光强度的增加,产生的热流也相应地增加。其中的粗线表示自生磁场,细线表示热流。

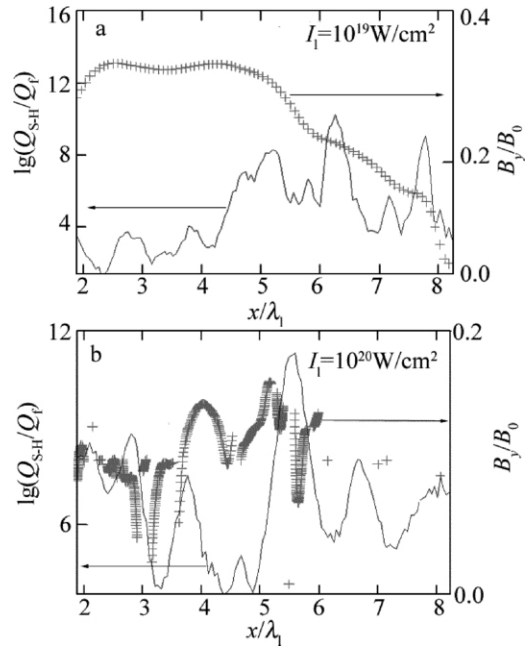


Fig. 5 The thermal flux  $Q$  (solid line) and the total magnetic field  $B$  (plus) in the specular direction, at  $\omega_1 t = 180$

### 5 结论

利用 3 维电磁粒子模拟程序研究了超强激光与等离子体相互作用中产生的自生磁场和超热电子能量运输。结果显示,随着激光功率密度的增加,在等离子体表面所激发的自生磁场增长率最初呈指数式的增长,最后达到非线性饱和状态,在  $10^{19} \text{ W/cm}^2$  和  $10^{20} \text{ W/cm}^2$  的激光功率密度下,利用粒子模拟法得到靶界面内超热电子的最大能量为 13MeV 和 23MeV,能谱结构呈双温 Maxwell 分布,能谱的峰值出现在 3MeV ~ 6MeV 附近,并且采用麦克斯韦分布拟合的超热电子温度约为 1.9MeV 和 4.1MeV。这个结果与超热电子有效温度定标律公式计算的结果完全一致,说明数值结果及理论结果吻合得很好。由此验证了模拟结果的正确性。模拟结果还表明,当然激光入射初期阶段,随着时间的推移,热流也是随激光脉冲一起向等离子体流动,但是流动开始不久,自生磁场逐渐限制热流的运输。因为电子被自生磁场所捕捉,且等离子体表面附近的激光能量完全被衰减,电子的能量不会充分运输到等离子体内部。另一方面,随着激光强度的增加产生的热流也相应地增加,但随着沿靶内距离的增加而迅速衰减。这些结果揭示了超热电子在高密度等离子体中传输的特性,以及所产生的磁场对其传输的影响。

### 参 考 文 献

[1] LI Y T, ZHANG J. Diagnostics of self-generated magnetic fields in laser-plasmas [J]. Acta Physica Sinica 2000 29(4): 211-215 (in Chinese).  
 [2] ZHOU S Y, LIU S Q, TAO X Y, et al. Simulation of density solitons and self-generated magnetic field in laser plasma [J]. Laser Technol-

- ogy, 2007, 31(1): 8-11( in Chinese).
- [3] LIU Zh, ZHU Sh, CAO L H, *et al.* Study of laser plasma interactions using Vlasov and Maxwell equations[J]. Acta Physica Sinica 2007, 56(12): 7084-7089( in Chinese).
- [4] CAI D F, WANG L J, WANG J, *et al.* Self-generation magnetic field in the ultrashort ultrahigh laser-produced plasma research[J]. Journal of Atomic and Molecular Physics, 2009, 26(3): 65-69( in Chinese).
- [5] ZAKIR A, ABUDOUREXITI A, BAKE M, *et al.* Positron acceleration in the wakefield of symmetric and asymmetric laser pulses[J]. Laser Technology, 2011, 35(1): 137-140( in Chinese).
- [6] ZHENG Ch Y, LIU Zh J, LI J W, *et al.* Spatio temporal evolution of electron beam instability in collisionless plasmas[J]. Acta Physica Sinica 2005 54(5): 2138-2146( in Chinese).
- [7] WANG W M, ZHENG Ch Y, *et al.* Self-focusing of ultra-intense short laser pulses in plasmas with various density distributions[J]. Acta Physica Sinica 2006 55(1): 310-320( in Chinese).
- [8] YIN Y. Particle simulation research on the interaction of ultra short ultra intense laser pulses and overdense plasmas[D]. Changsha: National University of Defense Technology 2003: 38-44( in Chinese).
- [9] LI B, ZHENG Ch Y, ZHU Sh P, *et al.* Study on the spatial localized structure in short and intense laser pulse with underdense plasma[J]. High Power Laser and Particle Beams, 2003, 15(5): 450-454( in Chinese).
- [10] ABUDOUREXITI A, TUNIYAZI P, WANG Q, *et al.* Self-generated magnetic fields and energy transport by ultra-intense laser-plasma interaction[J]. High Power Laser and Particle Beams, 2011, 23(12): 3223-3228( in Chinese).
- [11] TARAKIS M, GOPAL A, WATT I, *et al.* Measurements of ultrashort magnetic fields during relativistic laser plasma interactions[J]. Physics of Plasmas, 2002, 9(4): 2244-2250.
- [12] ABUDOUREXITI A, TUNIYAZI P, WANG Q, *et al.* Weibel instabilities in ultra-intense laser-plasma interaction[J]. High Power Laser and Particle Beams, 2012, 24(1): 116-120( in Chinese).
- [13] OKADA T, OGAWA K. Magnetic field for weibel instability in ultraintense laser-plasma interactions[J]. Journal of Plasma Physics, 2007, 14(7): 072702.
- [14] ABUDOUREXITI A, TUNIYAZI P. Electromagnetic instability and energy transport in the interaction of ultraintense laser pulse with plasma[J]. Acta Photonica Sinica, 2011, 40(1): 15-19( in Chinese).
- [15] SPITZER L, HARM R. Transport phenomena in a completely ionized gas[J]. Physics Review Letter, 1953, 89(2): 977-981.
- [16] OKADA T, TAKASHI Y, KEISHIRO N, *et al.* Thermal flux reduction by electromagnetic instabilities[J]. Journal of Plasma Physics, 1978, 20(3): 405-417.
- [17] WILKS S C, KRUEER W L, TABAK M, *et al.* Absorption of ultra-intense laser pulse[J]. Physics Review Letter, 1992, 69(9): 1383-1387.
- [18] SUDAN R N. Mechanism for the generation of  $10^9$ G magnetic fields in the interaction of ultraintense short laser pulse with an overdense plasma target[J]. Physics Review Letter, 1993, 70(20): 3075-3078.
- [19] BORGHESI M, MACKINNON A J, GAILLARD R, *et al.* Quasistatic magnetic fields generated by a relativistically intense laser pulse propagating in a preformed plasma[J]. Physics Review Letter, 1998, 80(23): 5137-5141.
- [20] MASON R J, TABAK M. Magnetic field generation in high-intensity-laser-matter interactions[J]. Physics Review Letter, 1998, 80(3): 524-527.
- [21] FUCHS J, MALKA G, ADAM J C, *et al.* Dynamics of subpicosecond relativistic laser pulse self-channeling in an underdense preformed plasma[J]. Physics Review Letter, 1998, 80(8): 1658-1661.
- [22] CLARK E L, KRUSHELNIC K, DAVIES J R, *et al.* Measurements of energetic proton transport through magnetized plasma from intense laser interactions with solids[J]. Physics Review Letter, 2000, 84(4): 670-673.