

激光核聚变中自生磁场与热运输的粒子模拟

帕尔哈提·吐尼亚孜 阿不都热苏力·阿不都热西提 帕力哈提·米吉提

(新疆大学物理科学与技术学院, 新疆 乌鲁木齐 830046)

摘要 利用相对论电磁粒子模拟程序研究了超强激光与等离子体相互作用过程中产生的自生磁场和电子热运输特性。讨论了自生磁场产生机制和非线性饱和过程。给出了自生磁场的线性增长率和各向异性参数之间的函数关系,用 Spitzer-Harm 理论分析了电子热传导中能量的运输情况,观察到由激光的非等方加热引起的电子纵向加热现象。细致研究这些过程对更好的理解快点火物理中自生磁场的产生、超热电子热运输等过程有重要意义。

关键词 激光光学;激光惯性约束聚变;快点火;超强激光脉冲;Weibel 不稳定性;粒子模拟法;饱和自生磁场

中图分类号 O524; O434

文献标识码 A

doi: 10.3788/LOP49.071402

Particle-in-Cell of Self-Generated Magnetic Fields and Thermal Transport in Laser Inertial Fusion

P. Tuniyazi A. Abudurexiti P. Mejid

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

Abstract Stimulated self-generated magnetic field and electron thermal transport properties in ultraintense laser-plasma interactions are studied by using electromagnetic relativistic particle-in-cell simulation program. The generation mechanism of spontaneous magnetic and nonlinear saturation process are discussed. Functional relation between linear growth rate of spontaneous magnetic and anisotropic parameters is provided. The state of transport of energy in the heat exchange with electron is analyzed by the Spitzer-Harm theory, and electron's vertical pyrogenation phenomenon resulting from anisotropic heating of laser is observed. The results may be important for understanding the spontaneous magnetic field generation and fast electron propagation in fast ignition physics.

Key words laser optics; inertially confined fusion; fast ignition; ultraintense laser pulses; Weibel instability; particle-in-cell method; saturated self-generated magnetic fields

OCIS codes 140.3295; 140.0140

1 引言

在偏离热力学平衡的等离子体中,电子温度或速度的各向异性分布会激发等离子体不稳定性(Weibel 不稳定性),产生自生磁场。这个自生磁场不仅使超热电子电流准直,而且将修正超热电子的射程,对超热电子的能量传输、能量沉积、等离子体尾流加速、能量吸收、热运输、电子及离子的动力学行为和等离子体膨胀等多方面都有很大的影响^[1~3]。自 1971 年 Stamper 利用线圈探测到激光等离子体相互作用过程中的自生磁场之后,李纪伟^[4]对其产生机制进行了理论、模拟和实验研究。Fuchs 等^[5]在研究超强激光产生的等离子体密度通道的形成和演化的实验过程中,通过法拉第旋转法测得了高达几千特斯拉的准静态磁场。Borghesi 等^[6]分别对超强激光在等离子体中传播时产生的环形磁场进行了测量,发现在等离子体通道中存在几千特斯拉的强磁场。Tatarakis 等^[7]发现,由于环形自生磁场的准直作用,超热电子在薄膜靶背面产生

收稿日期: 2012-02-08; 收到修改稿日期: 2012-03-15; 网络出版日期: 2012-05-16

基金项目: 国家自然科学基金(10965008, 11164030)和新疆大学博士科研启动基金(BS090115)资助课题。

作者简介: 帕尔哈提·吐尼亚孜(1986—),男,硕士研究生,主要从事强激光与等离子体相互作用等方面的研究。

E-mail: zulpikar16@163.com

导师简介: 阿不都热苏力·阿不都热西提(1961—),男,博士,副教授,主要从事等离子体物理方面的研究。

E-mail: abdrusul@sina.com

了等离子体。在超强脉冲激光与等离子体相互作用过程中产生的超热电子的运动与各种机制产生的自生磁场具有不可分割的关系,因此研究这两者之间的联系具有重要的意义。

本文采用数值方法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电子热输运特性。用 Spitzer-Harm 理论^[8]分析了电子热传导中能量的运输情况,讨论不稳定性激发的自生磁场对电子热流的抑制作用。

2 理论分析

2.1 自生磁场的线性增长率

在统计力学的框架下,等离子体中粒子分布函数 $f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)$ 满足玻尔兹曼(Boltzmann)方程

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \frac{\partial f}{\partial \mathbf{r}} + \frac{\mathbf{F}}{m} \cdot \frac{\partial f}{\partial \mathbf{v}} = \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_c, \quad (1)$$

式中 \mathbf{F} 为 Lorentz 力, \mathbf{v} 为电子的速度矢量, \mathbf{r} 为电子的位置坐标, m 为电子的质量。这是一种简化的表达式,它将粒子之间(运动)的关联都归纳于方程右边的碰撞项。碰撞项是此方程的关键项,对不同的体系或不同的研究内容,可以对碰撞项作不同的假设,形成各种有用的简化模型。比如伏拉索夫(Vlasov)模型直接令右边的碰撞项为零,伏拉索夫模型适合于高温、无磁化和无碰撞等离子体。因此,在此情况下有

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \frac{\partial f}{\partial \mathbf{r}} + \frac{\mathbf{F}}{m} \cdot \frac{\partial f}{\partial \mathbf{v}} = 0. \quad (2)$$

对(2)式采用柱坐标可得到电磁波在 e_z 方向上传播的非相对论性色散关系^[9],即

$$\omega^2 - c^2 k_z^2 - \omega_{pe}^2 + \pi \omega_{pe}^2 \frac{k_z}{m} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dp_{\parallel}}{\omega - k_{\parallel} v_{\parallel}} \int_0^{\infty} p_{\perp}^3 \frac{\partial f_0}{\partial p_{\parallel}} dp_{\perp} = 0. \quad (3)$$

在非相对论情况下,等离子体动量空间麦克斯韦(Maxwell)分布函数 $f_0(p)$ 代入(3)式,可得以下色散方程:

$$\omega^2 - c^2 k_z^2 - \omega_{pe}^2 + \frac{2}{m^5 \sqrt{\pi}} \frac{\omega_{pe}^2}{\theta_{\perp}^2 \theta_{\parallel}^3} \frac{k_z}{m} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{p_{\parallel}}{\omega - k_z v_{\parallel}} \int_0^{\infty} p_{\perp}^3 \exp\left[-\frac{1}{m^2} \left(\frac{p_{\parallel}^2}{\theta_{\parallel}^2} + \frac{p_{\perp}^2}{\theta_{\perp}^2} \right)\right] dp_{\perp} = 0, \quad (4)$$

式中脚标“ \perp ”和“ \parallel ”分别代表垂直和平行方向, $\theta_{\parallel, \perp}^2 = (T_{\parallel, \perp}/m)$ 为电子的垂直和平行热速度, T_{\parallel} 和 T_{\perp} 分别表示电子的平行和垂直温度, ω 为复数频率, $\omega = \omega_k + i\gamma_k$, k_z 为波矢量在 z 方向的分量, c 为光速, p 为电子动量, ω_{pe} 为电子等离子体频率。

(4)式的右边积分项可简化为

$$\int_0^{\infty} p_{\perp}^3 \exp\left[-\frac{1}{m^2} \left(\frac{p_{\parallel}^2}{\theta_{\parallel}^2} + \frac{p_{\perp}^2}{\theta_{\perp}^2} \right)\right] dp_{\perp} = \frac{m^4 \theta_{\perp}^4}{2} \exp\left(-\frac{p_{\parallel}^2}{m^2 \theta_{\parallel}^2}\right), \quad (5)$$

将(5)式代入到(4)式可得以下色散关系:

$$\omega^2 - c^2 k_z^2 - \omega_{pe}^2 + \frac{1}{\sqrt{\pi}} \frac{\omega_{pe}^2 \theta_{\perp}^2}{\theta_{\parallel}^3} \left(\frac{k_z}{m} \right) \int_{-\infty}^{\infty} \frac{p_{\parallel}}{m(\omega - k_z v_{\parallel})} \exp\left(-\frac{p_{\parallel}^2}{m^2 \theta_{\parallel}^2}\right) dp_{\parallel} = 0. \quad (6)$$

这里定义两个参数 $x = p_{\parallel} / m\theta_{\parallel}$ 和 $\xi = \omega / k_z \theta_{\parallel}$, (6)式改为

$$\omega^2 - c^2 k_z^2 - \omega_{pe}^2 + \omega_{pe}^2 \left(\frac{T_{\perp}}{T_{\parallel}} \right) + \frac{\omega_{pe}^2}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{T_{\perp}}{T_{\parallel}} \right) \xi \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp(-x^2)}{x - \xi} dx = 0, \quad (7)$$

或

$$\omega^2 - c^2 k_z^2 - \omega_{pe}^2 + \omega_{pe}^2 \left(\frac{T_{\perp}}{T_{\parallel}} \right) + \omega_{pe}^2 \left(\frac{T_{\perp}}{T_{\parallel}} \right) \xi Z(\xi) = 0, \quad (8)$$

式中 $Z(\xi)$ 表示为等离子体函数

$$Z(\xi) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp(-x^2)}{x - \xi} dx. \quad (9)$$

由于 $Z(\xi)$ 没有解析性的解法,所以当 $t \rightarrow 0$ 时的高次项 ω^2 可以忽略,在 $Z(\xi)$ 的极限条件前提下,即当 $\xi \rightarrow 0$ 时,可以得 $i\sqrt{\pi}k_z / |k_z|$ 。将这些结论代入(8)式后,再求最大值可得到无碰撞等离子体中激发的自生磁场的

最大增长率 γ_{\max} , 即

$$\gamma_{\max} = \sqrt{\frac{8}{27\pi}} \sqrt{\frac{T_{\perp}}{mc^2}} \frac{A^{3/2}}{A+1} \omega_{pe}, \quad (10)$$

式中 A 为各向异性参数, 其大小 $A = T_{\perp}/T_{\parallel} - 1$ (仅当 $T_{\perp} > T_{\parallel}$ 时才有不稳定性) 来决定。(10)式是表示自生磁场的线性增长率和各向异性参数之间的函数关系。用此式可求出非相对论条件下的最大增长率。

2.2 饱和自生磁场

假设电子在磁场中的回旋频率和自生磁场的线性增长率变得相等时, 不稳定性达到饱和为^[10~12]

$$\gamma_{\max} \approx \omega_B \equiv \sqrt{\frac{ek_z \theta_{\perp} B_y^T}{mc}}, \quad (11)$$

式中 ω_B 为循环频率, B_y^T 为 y 方向的饱和自生磁场, e 为电子电荷。把(10)式代入到(11)式, 且对 k_z 取最大波数, 即 $k_z = \sqrt{\frac{A}{3}} \frac{\omega_{pe}}{c}$ (ω_{pe} 为等离子体频率), 可得以下的自生磁场表达式

$$\frac{e}{m\omega_{pe}c} B_y^T = \frac{8\sqrt{3}}{27\pi} \frac{\theta_{\perp}}{c} \frac{A^{5/2}}{(A+1)^3}. \quad (12)$$

这里假设各向异性参数 $A \gg 1$, 近似得

$$\frac{e}{m\omega_{pe}c} B_y^T \sim \frac{8\sqrt{3}}{27\pi} \frac{\theta_{\perp}}{c}. \quad (13)$$

利用 $\omega_{pe} = \sqrt{n_{ec}} \omega_L$ (n_{ec} 为等离子体的临界密度) 关系, 将(13)式可写为

$$\frac{B_y^T}{B_0} \sim \frac{8\sqrt{3}n_{ec}}{27\pi} \frac{\theta_{\perp}}{c}, \quad (14)$$

式中 $B_0 = m\omega_L c/e = 101 \text{ MG}$ 为归一化磁场强度, $n_{ec} = 9.96 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ 为临界密度。

(14)式是计算饱和磁场的理论公式, 与它理论计算的结果来比较模拟计算结果。

2.3 热输运模型

在激光产生的等离子体中, 由于电子的热速度通常都大于离子的热速度, 所以电子的热传导占据着主要地位, 能量输运的主要机制是电子的扩散热传导。因此, 这里仅仅讨论电子热流的计算。

通常, 电子热流的描述是按照经典的 Spitzer-Harm 热传导理论模型理论(SH 理论模型)^[8] 给出的, 即

$$\mathbf{Q} = -4n_e \theta_{el} k_B \nabla T_e, \quad (15)$$

式中 n_e 为电子密度, k_B 波尔兹曼常数, T_e 为电子温度, l_{el} 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_{el} 可表示

$$l_{el} = \sqrt{\frac{32}{\pi^3}} \frac{(k_B T_e)^2}{n_i z^2 e^4 \ln \Lambda}, \quad (16)$$

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

由(15)式和(16)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。这时电子热流正比于 $T_e^{5/2}$, 并热流迅速增大。

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“自由流限界热流”来表示, 其定义为^[12]

$$Q_f = n_e k_B T_e \sqrt{\frac{k_B T_e}{m}} = m n_e \theta^3, \quad (17)$$

这个自由流就是电子热流的上限。为评估 Q 值, 一般用 Q/Q_f 比值的对数值。应注意的是电子分布远远偏离 Maxwell 分布, 获得 SH 电子热传导公式时所作的假设已不完全成立。

3 等离子体计算模型

粒子模拟是激光等离子体物理中一种非常重要和使用广泛的数值模拟方法。等离子体由大量带电粒子

组成,这些粒子的运动由 Maxwell 方程和相对论粒子运动方程等基本物理规律支配,如果能够数值跟踪大量在自洽场和外场作用下的粒子运动,就可以揭示等离子体的集体性质。本文用三维超粒子 ZOHARPIC 编码程序对超短脉冲超强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数的空间格距和时间步长分别 $0.3c/\omega_L$ 和 $0.1/\omega_L$,取为 $4\ \mu\text{m}\times 4\ \mu\text{m}$ (如图 1 所示),等离子体密度标长为 $10\ \mu\text{m}$,系统两侧的空间格距分别为 $2\ \mu\text{m}$ 。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 yz 入射平面内,激光电场矢量平行于 x 方向,波长 $\lambda_L = 1.06\ \mu\text{m}$,频率为 $\omega_L = 1.78\times 10^{15}\ \text{rad/s}$,激光束的直径为 $1.0\ \mu\text{m}$,强度峰值为 $I_L = 10^{19}\sim 10^{20}\ \text{W/cm}^2$ 。激光脉宽为 $20\ \text{fs}$,激光脉冲在 yz 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 ,系统含有的粒子数为 2×10^6 ,计算系统共 $1000\times 30\times 30$ 网络。电磁场在 x 方向为吸收边界,在 yz 面上为周期边界。

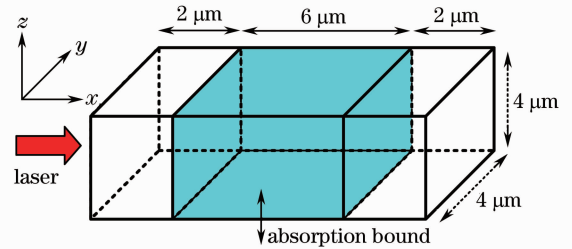


图 1 等离子体模拟模型

Fig. 1 Simulation model of plasma

4 模拟结果及分析

在激光与等离子体相互作用后几十秒的时间内,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,激发 Weibel 不稳定性,产生准静态饱和自生磁场。图 2 给出了不同激光强度下饱和自生磁场 B_y 随时间的变化情况。从图 2 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,系统在不同强度下,由线性增长阶段过渡到非线性过饱和阶段的时间是不同的。进入非线性饱和区后的自生磁场保持饱和状态。对 Weibel 不稳定性而言,线性增长时间非常快。在不同激光强度下,饱和自生磁场空间分布的整个时间演化过程中所得到的模拟和理论计算结果如表 1 所示。表 1 中的上标 T,S 分别代表理论和模拟计算, γ 表示磁场强度的线性增长率。从表 1 可以看出,用(10)式和(14)式计算的理论计算结果与模拟计算结果大致一致,并且与文献[12]中所给出的结果基本一致。

表 1 计算结果

Table 1 Calculation results

Laser intensity I	Numerical simulation γ^S	Theoretical calculation γ^T	Thermal velocity θ_{\perp}/c	Self-generated magnetic field B_y^T	Self-generated magnetic field B_y^S
$10^{18}\ \text{W/cm}^2$	$2.76\times 10^{-2}\ \omega_L$	$4.17\times 10^{-2}\ \omega_L$	0.021	1.1 MG	1.53MG
$10^{19}\ \text{W/cm}^2$	$11.4\times 10^{-2}\ \omega_L$	$11.6\times 10^{-2}\ \omega_L$	0.18	9.3 MG	9MG
$10^{20}\ \text{W/cm}^2$	$12.7\times 10^{-2}\ \omega_L$	$16.3\times 10^{-2}\ \omega_L$	0.445	23.1 MG	19 MG

根据上述结果来看,由于激光在沿 x 方向传播,有质动力在 x 方向上对等离子体有加速加热的作用。因此,激光与等离子体相互作用的初始阶段, x 方向的热速度 θ_{\perp} 大于 z 方向热速度 θ_{\parallel} ,且形成速度的各向异性分布($\theta_{\perp} > \theta_{\parallel}$)。根据这个原因,产生的 Weibel 不稳定性会激发自生磁场 B_y , (当然在 $\theta_{\parallel} < \theta_{\perp}$ 型速度各向异性分布的情况下,也同样激发自生磁场 B_z ,但与激光的磁场相互重叠,本研究把重点放在 B_y 上)。

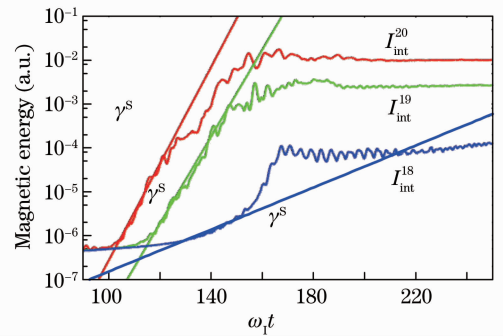


图 2 不同强度的饱和自生磁场增长率随时间的空间分布

Fig. 2 Space distribution of the growth rate of saturated self-generated magnetic field with different intensity changes over time

图 3(a),(b),(c)上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。从图可以看出,激光照射等离子体,经过时间 $\omega_L t = 150(84.3 \text{ fs})$ 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,这使得限制流动在 x 方向的热流。当然激光入射初期阶段,随着时间的推移,热流也是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。另一个方面随着激光强度的增加产生的热流也相应地增加,图 3(a)、(b)、(c)所示的最大热流分别为 $Q_{\max}^{18} = 44, Q_{\max}^{19} = 120, Q_{\max}^{20} = 310$ 。其中的上标表示激光强度,纵坐标表示为归一化热流和归一化磁场强度。

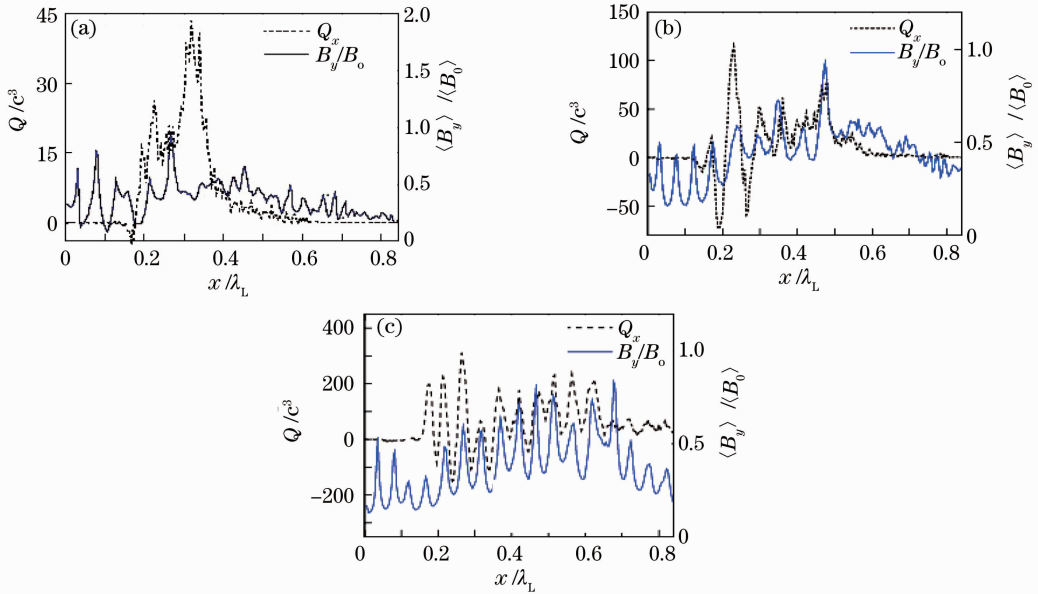


图 3 热流 Q 和磁场在表面领域上的演化图。(a) $I=10^{18} \text{ W/cm}^2$; (b) $I=10^{19} \text{ W/cm}^2$; (c) $I=10^{20} \text{ W/cm}^2$
 Fig. 3 Evolution graph of thermal flux Q and the total magnetic field B in the surface areas. (a) $I=10^{18} \text{ W/cm}^2$;
 (b) $I=10^{19} \text{ W/cm}^2$; (c) $I=10^{20} \text{ W/cm}^2$

5 结 论

文对电子束在无碰撞等离子体中传播时引起的自生磁场和电子热输运特性从理论和计算机模拟方面进行了研究。讨论了自生磁场产生机制和非线性饱和过程。经过理论研究,确定了自生磁场的线性增长率和各向异性参数之间的函数关系,分析了电子热传导中能量的运输情况,观察到由激光的非等方加热引起的电子纵向加热现象。

从上述的理论和模拟结果可以看出,在理论上的磁场增长率 γ^T 与从数值模拟计算得到的增长率 γ^S 有较好地吻合。在有质动力的作用下,因电子在 x 和 z 方向加速情形的不同,导致 $\theta_{\perp} > \theta_{\parallel}$ 型的速度呈非等方性分布,且激发自生磁场。这个自生磁场抑制电子在 x 方向上正常加速。从数字模拟结果中可以看出,当自生磁场激发后,随着等离子体密度轮廓变陡,电子在 x 方向的加速被抑制,而 z 方向上的加速逐渐增加。在激光与等离子体相互作用的初始阶段,所产生的这种非等方性分布,促进自生磁场的产生。之后产生的自生磁场对等离子体内部也产生影响,也就是说自生磁场逐渐限制热流的运输。

参 考 文 献

- 1 Liu Zhanjun, Zhu Shaoping, Cao Lihua *et al.*. Study of laser plasma interactions using Vlasov and Maxwell equations [J]. *Acta Physica Sinica*, 2007, **56**(12): 7084~7089
 刘占军, 朱少平, 曹莉华 等. 利用一维 Vlasov 和 Maxwell 方程模拟激光等离子体相互作用[J]. *物理学报*, 2007, **56**(12):

7084~7089

- 2 Cai Dafeng, Wang Lijuan, Wang Jian *et al.*. Self-generation magnetic field in the ultrashort ultrahigh laser-produced plasma research [J]. *J. Atomic and Molecular Physics*, 2009, **26**(3): 65~69
蔡达锋, 王利娟, 王 剑 等. 超短超强激光-等离子体中自生磁场的研究[J]. 原子与分子物理学报, 2009, **26**(3): 65~69
- 3 Zheng Chunyang, Liu Zhanjun, Li Jiwei *et al.*. Spatio temporal evolution of electron beam instability in collisionless plasmas [J]. *Acta Physica Sinica*, 2005, **54**(5): 2138~2146
郑春阳, 刘占军, 李纪伟 等. 无碰撞等离子体中电子束流不稳定性的时空演化研究[J]. 物理学报, 2005, **54**(5): 2138~2146
- 4 Li Jiwei. The Study Two Electron Beam Electromagnetic Instability [D]. Mianyang: China Academy of Engineering Physics, 2005
李纪伟. 关于双束流 Weibel 不稳定性的研究[D]. 绵阳: 中国工程物理研究院, 2005
- 5 J. Fuchs, G. Malka, J. C. Adam *et al.*. Dynamics of subpicosecond relativistic laser pulse self-channeling in an underdense preformed plasma[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1998, **80**(8): 1658~1661
- 6 M. Borghesi, A. J. MacKinnon, R. Gaillard *et al.*. Quasistatic magnetic fields generated by a relativistically intense laser pulse propagating in a preformed plasma[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1998, **80**(23): 5137~5141
- 7 M. Tatarakis, A. Gopal, I. Watts *et al.*. Measurements of ultrastrong magnetic fields during relativistic laser-plasma interactions[J]. *Phys. Plasmas*, 2002, **9**(5): 2244~2250
- 8 L. Spitzer, R. Härm. Transport phenomena in a completely ionized gas[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1953, **89**(5): 977~981
- 9 S. Zheer, G. Murtaza. Weibel instability with non-Maxwellian distribution function[J]. *Phys. Plasmas*, 2007, **14**(2): 022108~022113
- 10 K. Satou, T. Okada. Three-dimensional PIC simulation study of intense laser-irradiated targets[J]. *Fusion Engineering and Design*, 1999, **44**(1-4): 245~248
- 11 T. Okada, K. Ogawa. Saturated magnetic field for Weibel instability in ultraintense laser-plasma interactions[J]. *J. Plasma Phys.*, 2007, **14**(7): 072702~072705
- 12 M. Sugie, K. Ogawa, T. Okada *et al.*. Weibel instability and thermal flux reduction by the instability in ultraintense laser-plasma interaction [J]. *Jpn. J. Appl. Phys.*, 2006, **45**(46-50): L1311~L1313