

文章编号: 1001-3806(2011)01-0043-04

## 相对论性激光等离子体中调制不稳定性

刘勇<sup>1,2</sup>, 刘三秋<sup>1\*</sup>

(1. 南昌大学 材料科学与工程学院, 南昌 330047; 2. 南通大学 理学院, 南通 226019)

**摘要:** 为了研究相对论性强激光与等离子体相互作用时自生磁场的调制不稳定性, 从一组考虑了横等离激元波-波、波-粒相互作用和电子相对论效应的非线性动力学控制方程出发, 通过线性分析得到了横扰动的色散方程。结果表明, 自生磁场由于调制不稳定性, 将会坍塌形成小尺度的局域结构。选取适当的参量, 计算得到的自生磁场的特征尺度与已有理论模型的结果一致。

**关键词:** 激光物理; 横等离激元; 调制不稳定性; 自生磁场

**中图分类号:** O534 **文献标识码:** A **doi:** 10.3969/j.issn.1001-3806.2011.01.013

## Modulation instability in relativistic laser plasmas

LIU Yong<sup>1,2</sup>, LIU San-qiu<sup>1</sup>

(1. College of Materials Science and Engineering, Nanchang University, Nanchang 330031, China; 2. School of Sciences, Nantong University, Nantong 226019, China)

**Abstract:** The modulation instability of self-generated magnetic field in the super strong relativistic laser-plasma interactions was investigated from a set of nonlinear kinetic governing equations taking into account of the wave-wave, wave-particle interactions and the relativistic effect of electrons. On the basis of the nonlinear kinetic governing equations, the dispersion equation of transverse perturbation was obtained through linear analysis. Theoretical analysis and numerical calculation indicate the spontaneous magnetic field will collapse and form a localized structure. Choosing appropriate parameters, the characteristic scale of magnetic field obtained from numerical calculation is consistent with the existing theoretical model.

**Key words:** laser physics; transverse plasmon; modulation instability; self-generated magnetic field

### 引言

随着短脉冲高强度激光技术的迅速发展, 相对论性激光( $I > 10^{18}$  W/cm<sup>2</sup>)与等离子体相互作用引起了人们的关注。在相对论性激光等离子体中会出现许多非线性物理现象, 自生磁场是其中最重要的问题之一。这是因为自生磁场会显著影响激光等离子体的动力学行为以及其中的许多物理过程<sup>[1]</sup>, 其对粒子加速<sup>[2]</sup>和惯性核聚变的快点火<sup>[3]</sup>起着重要作用。人们通过实验、理论分析和数值模拟广泛研究了相对论性激光与等离子体相互作用中所产生的磁场<sup>[4,6]</sup>。目前有关自生磁场的产生机制有非平行的等离子体密度梯度和温

度梯度<sup>[7]</sup>、逆法拉第效应<sup>[8]</sup>、有质动力产生磁场机制<sup>[9]</sup>、Weibel不稳定性<sup>[10]</sup>等。其中横等离激元(电磁波)的非线性耦合以及横等离激元与等离子体粒子的非线性相互作用被认为是自生磁场产生的有效途径之一<sup>[11-12]</sup>。

理论和实验表明, 激光等离子体中最强的磁场产生于临界面附近<sup>[13]</sup>, 所谓临界面就是指激光频率与等离子体频率相等的等离子体区域。众所周知, 在临界面附近高频横等离激元将被反射, 入射高频横等离激元和反射高频横等离激元的相互作用以及高频横等离激元和粒子的相互作用会产生低频非线性流从而产生低频磁场。由于高频横等离激元的群速度非常小, 在临界面附近的波-波、波-粒相互作用非常强。波-波、波-粒相互作用会激发各种不稳定性, 其中尤其是调制不稳定性能够得到充分的发展<sup>[14]</sup>。临界面附近由于等离子体的密度大且电子的温度非常高, 因此冷等离子体模型不适用。此外, 电子的平均自由程远大于所研究问题的尺度, 在这种情况下粒子间的碰撞可以忽略, 流体力学近似不再适用, 必须用动力学理论来研究自生磁场的演化<sup>[15]</sup>。Vlasov-Maxwell方程能够很好地描

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(10963002); 科技部国际科技合作基金资助项目(2009DFA02320); 江西省国际科技合作基金资助项目; 江西省创新团队和南昌大学创新团队基金资助项目; 南通大学自然科学基金资助项目(06Z016)

作者简介: 刘勇(1977-), 男, 博士研究生, 现主要从事等离子体物理的理论研究。

\* 通讯联系人。E-mail: sqlgroup@ncu.edu.cn

收稿日期: 2010-03-23; 收到修改稿日期: 2010-04-20

述无碰撞等离子体中非线性波-波和波-粒相互作用。LI 等人<sup>[14]</sup>考虑到电子的相对论性从 Vlasov-Maxwell 方程出发得到一组自洽的能够描述相对论性激光等离子体中自生磁场演化的非线性动力学控制方程。他们的数值计算表明,自生磁场由于调制不稳定性,将坍塌形成很强的小尺度磁流,但在数值计算过程中他们采用了特殊的初始湍动场。为了弄清自生磁场是否稳定,有必要研究非线性动力学控制方程在李雅普洛夫(Lyapunov)意义上的有限调制振幅单色抽运波的稳定性。

作者从相对论性激光等离子体中自生磁场的非线性控制方程出发,通过线性分析得到了横扰动的色散关系。理论分析和数值计算表明,初始均匀的单色抽运波场具有调制不稳定性,这种不稳定性将使自生磁场坍塌形成小尺度的局域强场。选取适当的参量,数值计算结果与已有理论模型的结果一致。

## 1 自生磁场非线性控制方程

当强激光入射到等离子体中时,电子和离子由于受到电磁力的作用以与激光相同的频率振荡。在单粒子模型中,荷电粒子的洛仑兹因子为<sup>[14]</sup>:

$$\gamma_j^2 = 1 + 7.2 \times 10^{-19} \left( \frac{m_e}{m_j} \right)^2 I \lambda^2, (j = e, p) \quad (1)$$

式中,下标 e 和 p 分别表示电子和质子; $I$  和  $\lambda$  分别是激光强度(单位  $\text{W}/\text{cm}^2$ )和激光波长(单位  $\mu\text{m}$ ); $m_e$  和  $m_p$  分别表示电子和质子质量。当激光强度  $I > 10^8 \text{W}/\text{cm}^2$  时,电子的相对论效应就非常明显。而即使激光强度  $I = 10^{24} \text{W}/\text{cm}^2$ ——该强度大于目前激光技术所能达到的最大强度——背景等离子体中的质子仍然是非相对论性的。因此,在相对论性激光等离子体中只需要考虑电子的相对论效应。在相对论性激光等离子体中,高频横等离激元的色散关系为<sup>[16]</sup>:  $\omega^2 \approx \omega_p^2 + \frac{6}{5} k^2 c^2$ ,  $\omega_p = \sqrt{\alpha} \omega_{pe}$  是相对论修正的电子等离子体频率,  $\omega_{pe}$  是电子等离子体频率,  $k$  为波数,  $c$  为真空中光速。在临界面附近  $\alpha = (3\tilde{\gamma}_e)^{-1} \ll 1$ ,  $\tilde{\gamma}_e$  是临界面附近电子的平均洛仑兹因子。临界面处相对论修正的电子临界密度<sup>[14]</sup>  $n_{re} = 10^{21} \alpha^{-1} \lambda^{-2} (\text{cm}^{-3})$ 。

相对论性激光与等离子体相互作用时,在临界面附近高频横等离激元的波-波、波-粒相互作用产生的低频非线性流激发的准静态磁场可用以从 Vlasov-Maxwell 方程组出发,考虑了电子相对论效应的非线性方程组来描述<sup>[14]</sup>:

$$\left( \frac{\partial^2}{\partial \tau^2} - \nabla^2 \right) n(\xi, \tau) = \nabla^2 |E(\xi, \tau)|^2 \quad (2)$$

$$i \frac{\partial E(\xi, \tau)}{\partial \tau} - \alpha \nabla \times \nabla \times E(\xi, \tau) - n(\xi, \tau) E(\xi, \tau) - i E(\xi, \tau) \times B(\xi, \tau) = 0 \quad (3)$$

$$\frac{\partial B(\xi, \tau)}{\partial \tau} = i \frac{2\beta}{3} \nabla \times \nabla \times [E(\xi, \tau) \times E^*(\xi, \tau)] \quad (4)$$

式中,  $E(\xi, \tau)$ ,  $n(\xi, \tau)$  和  $B(\xi, \tau)$  分别是高频电场的包络、粒子扰动密度和缓变磁场; $\xi$  和  $\tau$  为无量纲的位矢和时间;常数  $\beta = \frac{4}{\sqrt{6\pi}} \sqrt{\frac{\mu}{\alpha}}$ ,  $\mu = \frac{m_e}{m_p}$ ; \* 表示复共轭。

有量纲的位矢  $r$ , 时间  $t$ , 高频电场的包络  $E(r, t)$ , 粒子扰动密度  $n'(r, t)$  和缓变磁场  $B(r, t)$  与相应的无量纲量的关系为:  $\xi = \frac{2}{3} \sqrt{\alpha \mu} \frac{r}{d_e}$ ,  $\tau = \frac{2}{3} \mu \omega_p \sqrt{\alpha} t$ ,  $E(\xi, \tau) = \frac{\mu}{\alpha} \frac{\sqrt{3} E(r, t)}{4 \sqrt{\mu n_0 k_B T_0}}$ ,  $n = \frac{3}{4 \alpha} \frac{n'(r, t)}{n_0}$ ,  $B(\xi, \tau) = \frac{3}{4} \frac{e}{m_p c \omega_p} \frac{1}{\alpha} \times B(r, t)$ , 其中,  $k_B$ ,  $d_e$ ,  $n_0$ ,  $T_0$ ,  $e$  和  $c$  分别是玻尔兹曼常数、德拜尺度、未扰粒子密度、电子有效温度、电子电量和真空光速。

## 2 横扰动的线性分析

现在来研究自生磁场方程的稳定性问题。如果在方程的解上叠加一种小扰动,相对于这种小扰动线性化方程,当小扰动的振幅被放大,则不稳定性出现,这就是所谓李雅普洛夫意义上不稳定。可以验证,如下初始抽运波是自生磁场方程(2)式~(4)式的精确解:

$$E_I = E_0 \exp(i k_0 \cdot \xi - i \omega_0 \tau), (n_I = 0, B_I = 0) \quad (5)$$

式中,下标 I 表示初始时刻对应的场量; $\omega_0$  和  $k_0$  分别为单色抽运波的频率和波矢,  $\omega_0 = \alpha k_0^2$  ( $k_0$  为波矢  $k_0$  的波数),  $k_0 \cdot E_0 \propto k_0 \cdot e_0 = 0$ ;  $e_0 = E_0/E_0$ , 是单位基矢,  $e_0 \cdot e_0^* = 1$ ;  $E_0$  为抽运波场强,  $|E_0| = 2.9 \times 10^{-2} \times \sqrt{\bar{W}_0/\alpha}$ ; 抽运波场能量与等离子体热能之比  $\bar{W}_0 = |E_0|^2 / (4\pi n_0 k_B T_0)$ 。

如上方程组所表示的平面波形式的叠加在精确解上面的小扰动:

$$\begin{cases} \delta n = \frac{1}{2} n [e^{i k \cdot \xi - i \omega \tau} + e^{-i k \cdot \xi + i \omega \tau}] \\ \delta B = \frac{1}{2} B [e^{i k \cdot \xi - i \omega \tau} + e^{-i k \cdot \xi + i \omega \tau}] \\ \delta E = [E e^{i k \cdot \xi - i \omega \tau} + E^+ e^{-i k \cdot \xi + i \omega \tau}] e^{i k_0 \cdot \xi - i \omega_0 \tau} \end{cases} \quad (6)$$

式中,  $E, E^+$  是横扰动;  $E = E e_1$ ,  $E^+ = E^* e_2^+$ ,  $e_1 \perp (k + k_0)$ ,  $e_2^+ \perp (k - k_0)$ ,  $e_1$  和  $e_2^+$  是实单位矢。

把  $E = E_I + \delta E$ ,  $B = \delta B$  和  $n = \delta n$  代入(2)式~(4)式,并略去 2 阶以上的小扰动项,就可以得到线性

化的方程组:

$$\frac{\partial^2 \delta n}{\partial \tau^2} - \nabla^2 \delta n = \nabla^2 [E_1 \cdot \delta E^* + E_1^* \cdot \delta E] \quad (7)$$

$$i \frac{\partial \delta E}{\partial \tau} - \alpha \nabla \times \nabla \times \delta E = \delta n E_1 + i E_1 \times \delta B \quad (8)$$

$$\frac{\partial \delta B}{\partial \tau} = i \frac{2\beta}{3} \nabla \times \nabla \times [E_1 \times \delta E^* + \delta E \times E_1^*] \quad (9)$$

把(6)式代入(7)式,可得:

$$\frac{n}{2} (\omega^2 - k^2) = k^2 [E(e_2^+ \cdot E_0) + E(e_1 \cdot E_0^*)] \quad (10)$$

类似的,从(8)式可得:

$$(\omega_+ - \alpha k_+^2) E e_1 = \frac{1}{2} n E_0 + \frac{1}{2} i E_0 \times B \quad (11)$$

$$(\omega_- + \alpha k_-^2) E e_2^+ = -\frac{1}{2} n E_0^* + \frac{1}{2} i E_0^* \times B \quad (12)$$

式中,  $\omega_{\pm} = \omega \pm \omega_0$ ,  $k_{\pm} = k \pm k_0$ 。利用(11)式、(12)式以及  $\omega_0 = \alpha k_0^2$ , (10)式可以改写为:

$$n \left[ (\omega^2 - k^2) - \frac{2\alpha k^4 |E_0|^2}{(\omega - 2\alpha k \cdot k_0)^2 - \alpha^2 k^4} \right] - i \frac{2\alpha k^4 B \cdot (E_0 \times E_0^*)}{(\omega - 2\alpha k \cdot k_0)^2 - \alpha^2 k^4} \quad (13)$$

用  $E_0$  点乘(12)式,同时联立方程(9)式和(13)式,可得如下色散关系:

$$\left[ (\omega^2 - k^2) - \frac{2\alpha k^4 |E_0|^2}{(\omega - 2\alpha k \cdot k_0)^2 - \alpha^2 k^4} \right] \times \left[ 2(\omega + \alpha k^2 - 2\alpha k \cdot k_0) e_2^+ \cdot e_0 - i \frac{4}{3} \frac{\beta k^2}{\omega} |E_0|^2 G \right] = i \frac{\alpha k^4 \frac{8}{3} \frac{\beta k^2}{\omega} |E_0|^4 G(\theta)}{(\omega - 2\alpha k \cdot k_0)^2 - \alpha^2 k^4} \quad (14)$$

式中,  $\theta$  是  $k$  和  $k_0$  之间的夹角,  $e_k = k/k$ ,  $G(\theta) = [(e_2^+ \cdot e_0) - (e_2^+ \cdot e_0^*)(e_0 \cdot e_0)] - \frac{E_0^*}{E_0} [(e_1 \cdot e_0)(e_0^* \cdot e_0^*) - (e_1 \cdot e_0^*)] + \frac{E_0^*}{E_0} [e_k \cdot (e_0 \times e_0^*)][e_k \cdot (e_1 \times e_0^*)] - [e_k \cdot (e_0 \times e_0^*)][e_k \cdot (e_2^+ \times e_0)]$ 。

色散方程(14)式在一般情况下可以化为一个高次代数方程,但解析地寻找它的根并不总是可能。因此研究一种特殊的、容易获得解析结果的情况。假定  $e_0$  为实矢,可得  $G(\theta) = 0$ 。此时,色散方程(14)式可以简化为:

$$\left[ (\omega - 2\alpha k k_0 \cos\theta)^2 - \alpha^2 k^4 \right] \times (\omega^2 - k^2) - 2\alpha k^4 |E_0|^2 = 0 \quad (15)$$

当  $\theta = \pi/2$ , (15)式有虚根,即出现不稳定性的条件为:

$$|E_0|^2 > \frac{\alpha}{2} k^2 \quad (16)$$

从以上分析可见,当条件(16)式成立时,相对论性激光等离子体中的自生磁场的确是不稳定的。

### 3 数值计算

就解析分析而言色散方程(14)式非常复杂,只有通过数值计算才能得到色散关系的一般图像。(14)式包含  $\omega$  的6次方,因此,对于一组参量,存在6个共轭复根  $\omega_b = \text{Re}(\omega_b) + i\text{Im}(\omega_b)$ , ( $b=1,2,\dots,6$ )。复根的虚部的绝对值表示调制不稳定性增长率  $\Gamma = |\text{Im}(\omega_b)|$ ,其中绝对值最大的虚部为自生磁场的特征增长率  $\Gamma_{\max} = |\text{Im}(\omega_b)|_{\max}$ 。最大增长率所对应的特征尺度  $x_c = 2\pi/k_{\max}$ ,  $k_{\max}$  是最大增长率所对应的波数。从无量纲化参量可得有量纲的特征增长率和尺度为:  $\Gamma_{\max}' = 3.6 \times 10^{-4} \Gamma_{\max} \omega_p$  ( $s^{-1}$ ),  $l_c = 39.6/(\sqrt{\alpha} k_{\max})$  ( $\mu\text{m}$ )。

色散方程(14)式的数值计算结果与  $G(\theta)$  和  $\theta$  的值有关,只要它们的取值连续变化,则得到的结果能够反映不稳定性的变化趋势,因此,在数值求解过程中做了如下简化。取  $e_0 = \frac{1}{\sqrt{2}} e_x + i \frac{1}{\sqrt{2}} e_y$ ,  $k_0 = k_0 e_z$  和  $e_k$  在  $x-z$  平面内。作者只对抽运波波长远大于扰动波长的调制不稳定性感兴趣,故可假定  $k \gg k_0$ , 此时近似有  $e_k \perp e_2^+$ ,  $e_k \perp e_1$ 。如果  $e_k, e_1$  和  $e_2^+$  相互垂直,则单位矢量  $e_k, e_1$  和  $e_2^+$  可表示为:  $e_k = \sin\theta e_x + \cos\theta e_z$ ,  $e_1 = -\cos\theta \sin\gamma e_x + \cos\gamma e_y + \sin\theta \sin\gamma e_z$ ,  $e_2^+ = -\cos\theta \cos\gamma e_x - \sin\gamma e_y + \sin\theta \cos\gamma e_z$ 。当  $E_0$  为实数时,  $G(\theta)$  值仅与  $\theta$  和  $\gamma$  相关。在计算过程中发现当  $\gamma$  和  $\theta$  变化时最大增长率以及相应的波数几乎不变,因此,以下只给出了  $\gamma$  和取一组值的结果。调制不稳定性  $\gamma$  与  $\theta$  和几乎无关说明其在空间上几乎各向同性,这种性质使之更容易在激光与等离子体相互作用过程中发生,更容易导致磁场坍塌。

为了与参考文献[14]中的数值计算结果相比较,取如下参量:激光强度  $I = 10^{21} \text{W}/\text{cm}^2$ , 波长  $\lambda \approx 1 \mu\text{m}$ ,  $\alpha = 1.5 \times 10^{-3}$  和临界面处的电子密度  $n_0 = n_{cr} = 7 \times 10^{23} \text{cm}^{-3}$ 。此外,  $k_0 = 0.1\pi$ ,  $\theta = \pi/2$ ,  $\gamma = \pi/4$ 。当  $\bar{W}_0 = 2 \times 10^{-3}$  时,增长率  $\Gamma$  与波数  $k$  之间的变化关系如图1所示,其中不同曲线代表不同根的虚部的绝对值随波数  $k$  的变化关系。从图1可见,自生磁场的最大增长率  $\Gamma_{\max} = 0.84$ , 相应的波数  $k_{\max} = 26.4$ 。对应于有量纲的增长率和特征尺度为  $\Gamma_{\max}' = 3 \times 10^{-4} \omega_p$ ,  $l_c = 38.7 \mu\text{m}$ 。得到的自生磁场特征尺度  $l_c$  与参考文献[14]中直接数值求解(2)式~(4)式的结果完全一致。

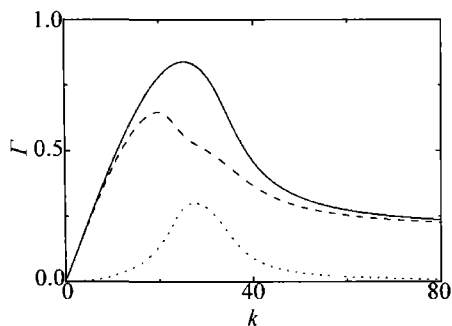


Fig. 1 The dependence of the growth rate  $\Gamma$  on the wave number  $k$

#### 4 结论

作者从相对论性非线性动力学控制方程(2)式~(4)出发,通过线性分析得到横扰动的色散关系(见(14)式)。理论分析表明,横扰动的确会引起磁场的的不稳定。数值计算的不稳定性出现在  $k \gg k_0$ , 即扰动波长远小于抽运波波长。也就是说,甚长波长之载波的振幅受到短波长磁场振荡的“调制”,因而可称这种不稳定性为磁调制不稳定性。其会导致相对论性激光等离子体中自生磁场坍塌形成小尺度的磁结构。磁场的特征尺度与临界面处等离子体的温度以及横等离激元的能量密度有关,通过选取适当的参量可得到特定条件下磁场尺度的具体值。

与许多线性分析理论一样,这里所研究的调制不稳定性只能给出磁场随指数增加的形式,即  $B \propto \exp(\Gamma t)$ , 而无法给出磁场强度的大小。但是一旦初始条件给定,从非线性方程(2)式~(4)式,通过数值计算可以得到场强的分布,这已经在参考文献[14]中给出。

感谢南京师范大学李晓卿教授给予的有益指导和无私帮助。

#### 参 考 文 献

[1] NILSON P M, WILLINGALE L, KALUZA M C, *et al.* Magnetic reconnection and plasma dynamics in two-beam laser-solid interactions [J]. *Physical Review Letters*, 2006, 97(25): 255001/1-255001/4.  
 [2] JHA P, KUMAR P, UPADHYAYA A K, *et al.* Electric and magnetic wakefields in a plasma channel[J]. *Physical Review Special*

*Topics-Accelerators and Beams*, 2005, 8(7): 071301.  
 [3] TABAK M, HAMMER J, GLINSKY M E, *et al.* Ignition and high gain with ultrapowerful lasers[J]. *Physics of Plasmas*, 1994, 1(5): 1626-1634.  
 [4] 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]. *Physical Review Letters*, 1993, 70(20): 3075-3078.  
 [5] TATARAKIS M, GOPAL A, WATTS I, *et al.* Measurements of ultrastrong magnetic fields during relativistic laser plasma interactions [J]. *Physics of Plasmas*, 2002, 9(5): 2244-2250.  
 [6] WAGNER U, TATARAKIS M, GOPAL A, *et al.* Laboratory measurements of 0.7 GG magnetic fields generated during high-intensity laser interactions with dense plasmas[J]. *Physical Review*. 2004, E70(2): 026401.  
 [7] CHAKRABORTY B, SARKAR S, DAS C, *et al.* Theory of resonant and stimulated excitation of magnetic-moment fields in wave-plasma interactions[J]. *Physical Review*, 1993, E47(4): 2736-2747.  
 [8] BYCHENKOV V Y, DEMIN V I, TIKHONCHUK V T. Electromagnetic field generation by an ultrashort laser pulse in a rarefied plasma [J]. *Journal of Experimental and Theoretical Physics*, 1994, 8(1): 62-67.  
 [9] KUMAR A. Ponderomotively-generated magnetic field in a relativistic gaussian amplitude modulated laser filament in an inhomogeneous plasma[J]. *Physica Scripta*, 2005, 71(2): 204-206.  
 [10] OKADA T, OGAWA K. Saturated magnetic fields of Weibel instabilities in ultraintense laser-plasma interactions[J]. *Physics of Plasmas*, 2007, 14(7): 072702.  
 [11] LI X Q, MA Y H. Self-generated magnetic field by transverse plasmons in celestial bodies[J]. *Astron Astrophys*, 1993, 270(1/2): 534-542.  
 [12] LIU S Q, LI X Q. Self-generated magnetic field by transverse plasmons in laser-produced plasma [J]. *Physics of Plasmas*, 2000, 7(8): 3405-3412.  
 [13] GOPAL A, TATARAKIS M, BEG F N, *et al.* Temporally and spatially resolved measurements of multi-megagauss magnetic fields in high intensity laser-produced plasmas [J]. *Physics of Plasmas*, 2008, 15(12): 122701.  
 [14] LI X Q, LIU S Q, TAO X Y. Kinetic modeling of self-generated magnetic fields by transverse plasmons in the relativistic regime[J]. *Contributions to Plasma Physics*, 2008, 48(4): 361-374.  
 [15] ESAREY E, SPRANGLE P, KRALL J, *et al.* Overview of plasma-based accelerator concepts [J]. *IEEE Transactions on Plasma Science*, 1996, 24(2): 252-288.  
 [16] MIKHAILOVSKII A B. Oscillations of an isotropic relativistic plasma [J]. *Physica of Plasmas*, 1980, 22(2): 133-149.