

等离子体通道中的自生磁场

曾贵华 余 玮 沈百飞 徐至展

(中国科学院上海光学精密机械研究所, 上海 201800)

(1996 年 9 月 16 日收到; 1996 年 11 月 11 日收到修改稿)

研究了超短脉冲强激光在等离子体通道中传播时产生的自生磁场. 利用相对论动量方程和泊松方程及安培定律得出自生磁场的一个基本公式, 在此基础上解析并数值研究了通道中产生的自生磁场的特性和结构, 初步探讨了超短脉冲强激光在等离子体中传播时形成的排空效应对自生磁场的影响, 并分析了产生自生磁场的机制.

PACC: 5240D; 5260

1 引 言

由于脉冲宽度压缩技术的进展, 最近几年激光的强度提高了好几个数量级, 目前用于实验的聚焦光强已达到 $I\lambda^2 \sim 10^{19} \text{ W}\mu\text{m}^2/\text{cm}^2$ (I 为激光光强以 W/cm^2 为单位, λ 为激光波长以 μm 为单位), 并可望在近期内提高到 $10^{21} \text{ W}\mu\text{m}^2/\text{cm}^2$ 数量级. 当 $I\lambda^2$ 为 $10^{18} \text{ W}\mu\text{m}^2/\text{cm}^2$ 数量级时, 归一化矢势 $a = eA/mc^2 \approx 1$, 其中 A 为激光场的矢势, 这时光场驱动下的等离子体中的电子运动具有很强的相对论性; 同时超短脉冲强激光施加于电子上的有质动力对电子运动有着重要的影响. 相对论和有质动力效应使得电子的运动具有很强的非线性, 这种非线性诱发许多新的现象^[1].

最近 Wilks 等^[2]的 PIC 模拟实验结果表明, 超短脉冲强激光辐射到固体靶表面时, $2.50 \times 10^4 \text{ T}$ 的超强自生磁场能在相互作用区内生成, Sudan^[3]的理论计算结果证实了这一结论, 这一磁场是由有质动力的时空不均匀性引起的. 当超短脉冲强激光在等离子体中传播时, 逆法拉第效应^[4]及有质动力产生的电子漂移运动亦能形成自生磁场. 自生磁场在激光惯性约束核聚变^[5]、等离子体尾场加速器^[6]等领域中起着重要的作用. 研究表明, 自生磁场影响激光的传播特性^[7]、改变等离子体的密度分布^[8].

由利佛莫尔实验室提出的快点火概念为激光核聚变提供了一条新的途径^[9]. 在这一方案中激光在冕区与欠稠密 (underdense) 等离子体的相互作用是一个重要的组成部分, 实验发现^[10], 超短脉冲强激光在欠稠密等离子体中传播时能形成等离子体通道. 本文借助于等离子体通道, 研究超短脉冲强激光在预形成等离子体通道中传播时产生的自生磁场及其有关特性.

2 模型和机制

最近, Durfee 等^[10]实验发现, 让一束试探强激光 ($I\lambda^2 \approx 10^{14} \text{ W}\mu\text{m}^2/\text{cm}^2$) 入射到气体

中,在气体中传播时,形成等离子体通道.然后选择一定的推迟时间,让第二束超短脉冲强激光 ($I\lambda^2 > 10^{17} \text{ W}\mu\text{m}^2/\text{cm}^2$) 沿着通道传输,能形成波导,其传播长度可达 2.2 cm,远大于瑞利长度.

在本文的物理模型中,假定等离子体通道已经形成.由于在实验上一般超短脉冲强激光的脉冲宽度 $\tau \ll \omega_{\text{pi}}^{-1}$, ω_{pi} 为离子等离子体波的频率,离子可视为不动.为计算方便,采用常用的冷等离子体模型^[11].在这种模型中,电子的热运动被忽略,这在以下条件成立时是合理的:1) 电子的热运动速度远小于其颤动速度,2) 电子不能被等离子体波俘获.

超短脉冲强激光在预等离子体通道中传播时产生自生磁场的机制可理解为:由于有质动力的作用,等离子体中电子获得一个漂移速度,这一漂移运动形成一有旋的准静态电流,于是形成的电流产生自生磁场.

3 理论计算

考虑一线偏振的激光束

$$a = a(r, z, t) e^{i(\omega t - kz)} + \text{c.c.}$$

式中 $a = \frac{eA}{mc^2}$, A 为激光的矢势, $a(r, z, t)$ 为具有某一横向分布的慢变振幅, ω, k 分别为激光的频率和波数.当激光束在预等离子体通道中传播时,其作用于等离子体的有质动力除激发等离子体的密度波外,还将迫使电子形成沿轴向的漂移速度.电子沿轴向的漂移速度可由相对论动量定理求出.采用独立坐标 $\xi = z - v_{\text{ph}} t$, $\tau \equiv t$, 则

$$\frac{\partial P}{\partial \tau} - v_{\text{ph}} \frac{\partial P}{\partial \xi} = \frac{1}{2} F_p + F_e, \quad (1)$$

式中 F_p 为激光作用于电子上的有质动力, $F_p = mc^2 \nabla(\gamma - 1)$, γ 为相对论因子, F_e 为电荷分离对电子产生的力,一般 $F_e \ll F_p$, P 为相对论动量, v_{ph} 为脉冲的相速度.对(1)式应用拉普拉斯变换,得到

$$V_z = \frac{1}{m\gamma} L^{-1} \left\{ \int d\xi' \frac{1}{v_{\text{ph}}} L \left\{ \frac{1}{2} F_p \right\} e^{\frac{-s}{v_{\text{ph}}}(\xi - \xi')} \right\}, \quad (2)$$

式中 L, L^{-1} 分别表示拉普拉斯变换和拉普拉斯反演变换.若有质动力与 τ 无关,由上式得到

$$V_z = \frac{c^2}{2 v_{\text{ph}}} \frac{\gamma - 1}{\gamma} = v_g \frac{\gamma - 1}{2\gamma}, \quad (2')$$

v_g 为脉冲的群速度.

对于初始密度为 $n_0(r)$ 的等离子体,激光有质动力作用的结果将使密度改变,同时自生磁场对密度产生影响,可由电子流体的动量方程及泊松方程得出

$$\frac{\partial p}{\partial t} + c \nabla \gamma = c \nabla \varphi + \frac{\partial a}{\partial t} - \frac{e}{mc^2} \mathbf{V} \times \mathbf{B}_\varphi, \quad (3)$$

$$\nabla^2 \varphi = k_p^2 (n - f(r)), \quad (4)$$

式中归一化动量 $p = P/mc$, 标势 $\varphi = e\Phi/mc^2$.由(3), (4)式得到

$$\frac{n}{n_0} = \theta(n) \left(f(r) + k_p^{-2} \left(\nabla^2 \gamma - \frac{e}{mc^3} \mathbf{V} \cdot (\nabla \times \mathbf{B}_\varphi) \right) \right), \quad (5)$$

式中 $k_p = \frac{\omega_p}{c}$, ω_p 为等离子体波的频率, $f(r)$ 为等离子体通道密度的横向初始分布, $\theta(n)$ 为阶跃函数

$$\theta(n) = \begin{cases} 1 & n > 0, \\ 0 & n < 0. \end{cases}$$

利用安培定律

$$\nabla \times \mathbf{B} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{J}, \quad (6)$$

设激光包络不依赖于 τ , 得到

$$\left(1 - \frac{1}{2} \frac{V_z^2}{c^2} \right) \frac{1}{r} \frac{\partial r B_\varphi}{\partial r} = -B_0 \left(f(r) + \frac{1}{k_p^2} \nabla^2 \gamma \right) \frac{\gamma - 1}{\gamma}, \quad (7)$$

式中 $B_0 = 2\pi en_0 v_g / c$. 由(7)式容易得出

$$B_\varphi = -B_0 R(r, \xi, \tau) \theta(n), \quad (8)$$

式中

$$R(r, \xi, \tau) = \frac{1}{r} \int_0^r dr \left\{ r \left(f(r) + k_p^{-2} \nabla^2 \gamma \right) \frac{(\gamma - 1)\gamma}{\gamma^2 - \frac{1}{8} \beta_g^2 (\gamma - 1)^2} \right\}, \quad (9)$$

其中 $\beta_g = v_g / c$. (8)式示出, 自生磁场与强激光在等离子体中传播的群速度有关, 并依赖激光强度. 在电子被排空的地方自生磁场消失, 可见, 排空效应对自生磁场是不利的. 因此, 空心通道(hollow channel)中不会有自生磁场产生.

4 结果与讨论

为作进一步的分析, 让激光的慢变振幅取为

$$a = a_0 A(\xi) e^{-\frac{r^2}{r_0^2}}, \quad (10)$$

其中 $A(\xi) = \sin\left(\frac{2\pi}{L}\xi\right)$, 等离子体的初始横向分布为

$$f(r) = 1 + \frac{\Delta n r^2}{n_0 r_0^2}, \quad (11)$$

式中 $\Delta n = n(r_0) - n_0$. 满足(11)式的等离子体通道, 其轴上的初始密度分布为 n_0 . 研究表明, 当横向的密度深度为 $\Delta n_c = \frac{1}{\pi r_e r_0^2}$, $r_e = \frac{e^2}{mc^2}$ 为电子经典半径, r_0 为激光的初始光斑半径时, 强激光在其中传播时能形成波导^[11]. 以下的分析中, 假设激光在等离子体通道中已经形成波导. 图1描述了上述光场和密度的分布.

4.1 解析计算

当光强小于 $10^{17} \text{ W}\mu\text{m}^2/\text{cm}^2$ 时, $a \ll 1$, 这时可认为相对论效应很弱, 即弱相对论情况

$\left(\frac{V_z}{c} \ll 1\right)$. 将 $\gamma = \sqrt{1 + \frac{1}{2} a^2}$ 展开得到 $\gamma \approx 1 + \frac{1}{4} a^2$, 由(9)式得

$$R = \frac{1}{4r} \int_0^r dr \left\{ r \left(f(r) + \frac{1}{4} k_p^{-2} \nabla^2 a^2 \right) a^2 \right\}. \quad (12)$$

将(10)式代入得到

$$B_\varphi = -2\pi e n_0 \beta_g a_0^2 R_w \theta(n), \quad (13)$$

式中

$$R_w = A(\xi)^2 \frac{r_0^2}{16r} \left\{ \frac{\Delta n}{2n_0} - \left(\frac{1}{2} + \frac{r^2}{r_0^2} \right) \frac{\Delta n}{n_0} e^{-\frac{2r^2}{r_0^2}} + \left(1 - e^{-\frac{2r^2}{r_0^2}} \right) \right\}. \quad (14)$$

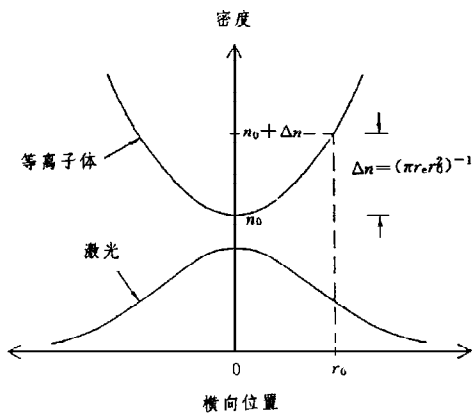


图1 等离子体通道密度的初始分布及激光的径向分布

(13)式的推导中, $o(a_0^4)$ 项被略去. 从(13)式可以看出, 弱相对论短脉冲强激光在预等离子体通道中产生的自生磁场受到激光有效光斑半径、等离子体初始密度、光强等因素的影响, 在纵向(激光传播方向)与 $A^2(\xi)$ 的变化相同. 容易发现, 自生磁场的持续时间与激光脉冲宽度(τ)相同.

4.2 数值结果

为了更全面地了解等离子体通道中的自生磁场及其特性, 我们对(7)式进行了数值计算. 计算中我们让脉冲宽度为 **100 fs**, 能量为 **0.15 J**, 波长为 **0.8 μm** 的强激光在预等离子体通道中传播, 激光的有效光斑半径为

10 μm , $k_p L = 10$; 等离子体通道的轴上初始密度为 $2.83 \times 10^{19} \text{cm}^{-3}$. 由这些参数得到激光传输的群速度为 $v_g = 0.9c$, c 为光速. 下面是我们的计算结果.

图2是弱相对论下($a_0 = 0.4$)自生磁场随径向变化的理论和数值结果. 从图中可以看出, 理论和数值结果的曲线轮廓基本相同但不完全吻合, 其差异是理论计算中所作的近似造成的. 图2说明, (13)式能较好地描述弱相对论下的自生磁场.

在传播轴上自生磁场等于零, 随横向距离 $R \left(\equiv \frac{r}{r_0} \right)$ 的增加, 自生磁场亦增加, 在 R_0 处出现最大值, 然后减小. 当光强变化时其轮廓基本不变, 但其相应的值发生变化. 图3示出不同光强的激光在等离子体通道中传播时的自生磁场随 R 的变化, 在远离激光光斑有效半径的地方仍有自生磁场.

在纵向的变化中, 其宽度与激光的脉冲宽度相同, 这与理论结果一致(这里没有计及尾场的影响). 由于激光在等离子体通道中传播时能形成波导, 随激光脉冲的传播, 自生磁场在纵向将随激光脉冲以同样的群速度运动. 图4是在一个激光脉冲的时间内的自生磁场随 $k_p \xi$ 的变化关系, 计算中取 $a_0 = 4.0$.

图5是短脉冲强激光在等离子体通道中产生的自生磁场随抽运激光强度的变化关

系.从图可知,激光强度愈强愈有利于自生磁场.

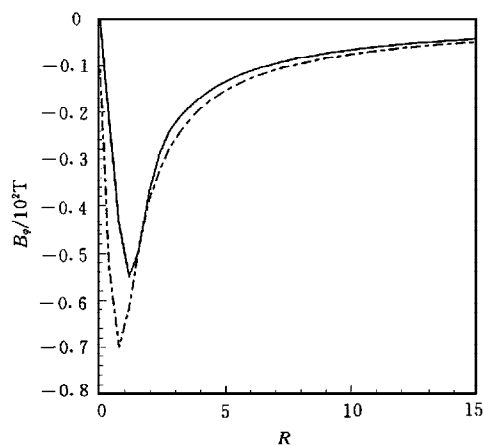


图2 弱相对论下自生磁场随 $R \left(= \frac{r_0}{r} \right)$ 变化的理论(虚线)与数值(实线)结果比较

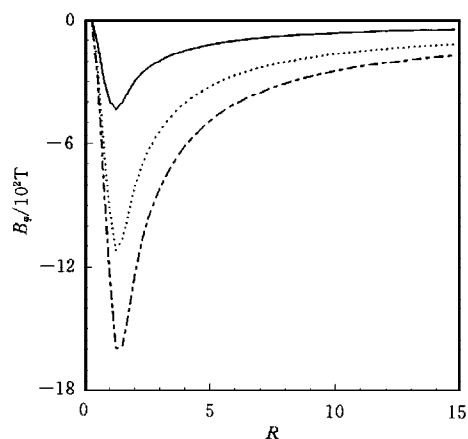


图3 相对论强激光在等离子体通道中产生的自生磁场对径向的依赖关系 —— $a_0 = 1.2$, $a_0 = 2.8$, — · — $a_0 = 4.0$

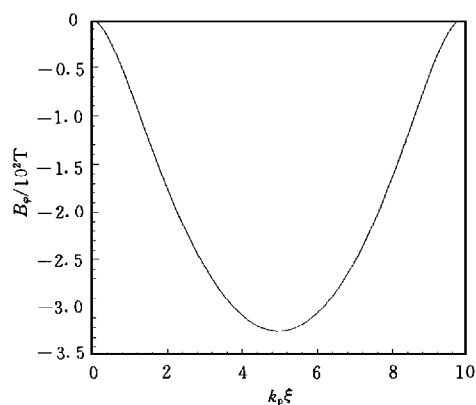


图4 相对论强激光在等离子体通道中产生的自生磁场对纵向的依赖关系

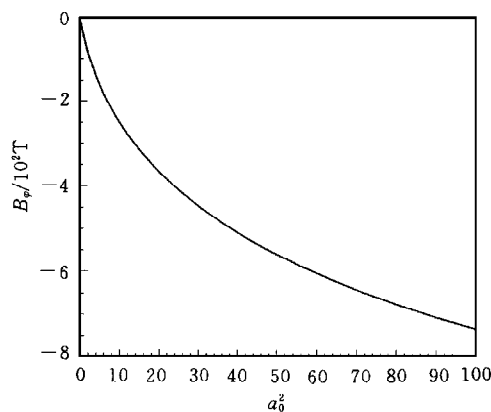


图5 相对论强激光在等离子体通道中产生的自生磁场对抽运光强的依赖关系

5 结 论

强激光在预等离子体通道中传播时,由于有质动力效应的作用,导致自生磁场的产生.本文由相对论动量定理和泊松方程及安培定律得到自生磁场的基本方程,在此基础上解析和数值研究了线偏振强激光在等离子体通道中产生的环绕轴向的自生磁场及其对径

向 r , 轴向 z 及抽运激光强度的依赖性. 本文的研究表明, 自生磁场随径向的变化中有一最大值出现; 在纵向其有效宽度与激光脉冲宽度一致, 且随激光按相同群速度运动; 更强的激光有利于自生磁场, 但排空效应是不利于自生磁场的.

- [1] P. Sprangle and E. Esarey, *Phys. Fluids*, **B4**(1992), 2241.
- [2] S. C. Wilks, W. L. Kruer, M. Tabak *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **69**(1992), 1383.
- [3] R. N. Sudan, *Phys. Rev. Lett.*, **70**(1993), 3075.
- [4] A. V. Borovskii, V. V. Korobkin and A. M. Pukhov, *JETP*, **79**(1994), 81.
- [5] D. W. Forslund, J. U. Brackbiu, *Phys. Rev. Lett.*, **48**(1982), 1614.
- [6] L. Gorbunov, P. Mora and T. M. Antonsen, Jr., *Phys. Rev. Lett.*, **76**(1996), 2495.
- [7] G. A. Askar'yan, S. V. Bulanov *et al.*, *JETP Lett.*, **60**(1994), 251.
- [8] P. Vyas and M. P. Srivastava, *Phys. Plasmas*, **2**(1995), 2836.
- [9] M. Tabak *et al.*, *Phys. Plasmas*, **1**(1994), 1626.
- [10] C. G. Durfee, III, J. Lynch and H. M. Milchberg, *Phys. Rev.*, **E51**(1995), 2368.
- [11] P. Sprangle, E. Esarey and A. Ting, *Phys. Rev. Lett.*, **64**(1990), 2011.

SELF-GENERATED MAGNETIC FIELD PRODUCED IN PREPLASMA CHANNEL

ZENG GUI-HUA YU WEI SHEN BAI-FEI XU ZHI-ZHAN

(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica, Shanghai 201800)

(Received 16 September 1996; revised manuscript received 11 November 1996)

ABSTRACT

An equation for self-generated magnetic field is derived, and is used to investigate the self-generated magnetic field produced by an intense short laser pulse in preplasma channel. The results show that the magnetic field can be generated by the ponderomotive mechanism, and the cavitation influences the magnetic field. The structure of the magnetic field in a plasma channel is also demonstrated.

PACC: 5240D; 5260