第 49 卷 第 12 期 2000 年 12 月
1000-3290/2000/49(12)/2399-05
物 理 学 报
ACTA PHYSICA SINICA
Vol.49, No.12, December, 2000

基于激光等离子体的光子加速

赖国俊　季沛勇
(上海大学物理系,上海　201800)
(2000 年 4 月 13 日收到;2000 年 5 月 14 日收到修改稿)

利用一维动量方程、连续性方程和泊松方程,导出了由于短脉冲激光入射到稀薄等离子体中而引起的电子密度扰动,它与入射激光密切相关.而密度扰动的传播形成电子等离子体波(尾波场).利用光学度规的方法,研究了与驱动激光脉冲入射相距一定空间距离入射的尾随激光脉冲由于尾波场的作用引起的光子频率的增大.结果表明,在一定条件下,入射到尾波场中的光子可以从尾波场中获得能量,在光子总数不变时,光子频率会增大,光子获得加速.

关键词:电子密度扰动,光学度规,光子加速
PACC:5240D,4260H

1　引　　言

近来,激光等离子体相互作用的研究正引起人们的兴趣.1979 年 Tajima 和 Dawson[1] 提出基于激光等离子体相互作用的激光电子加速器,并对其机理进行了模拟.1989 年,Wilks 等[2] 通过这一相互作用对光子加速现象进行了模拟研究.由于激光技术的发展,这一机理的粒子加速[3,4] 和光子加速[5] 的理论和实验的研究取得极大的进展.这一机理是通过激光等离子体相互作用激发电子等离子体波(EPW)来对粒子或光子进行加速的.根据 EPW 的激发方式可以有不同的加速方法,如等离子体拍频加速(PBWA)、激光尾波场加速(LWFA)等.本文主要研究激光尾波场对光子的加速.

激光脉冲入射到等离子体中,引起等离子体电子密度的扰动.利用电子动量方程,结合泊松方程及连续性方程推导出电子密度的扰动量,把激光等离子体(与激光相互作用后的等离子体)看成一介电常量为 ε 的光学介质,计算出由密度扰动引起的介质光学度规[6] 的变化,这一变化将使得与驱动激光脉冲相隔一定距离的尾随激光脉冲频率的提高.

2　电子密度扰动

等离子体是一复杂的荷电粒子系统,含有大量的可以自由移动的电子、离子.当外界激光入射其中时,电子、离子将与电磁场发生相互作用,引起电子、离子分布的改变,电子密度将发生变化.考虑稀薄($\omega_p^2/\omega^2 \ll 1$, ω_p, ω 分别是等离子体频率和激光频率)的未磁化的冷等离子体模型,作以下近似:忽略热压力及碰撞现象,把离子当作分布均匀的正电荷背景,主要考虑电子的行为.一激光脉冲沿 z 方向入射其中,电子的动量方程为

$$m\frac{\partial}{\partial t}\boldsymbol{u} + m\boldsymbol{u}\cdot\nabla\boldsymbol{u} = -e\boldsymbol{E} - \frac{e}{c}\boldsymbol{u}\times\boldsymbol{B}, \quad (1)$$

m, e, $\boldsymbol{u}$ 分别为电子的质量、电荷、平均速度;c 为光速;$\boldsymbol{E}$, $\boldsymbol{B}$ 为电场和磁场.对(1)式,我们采用微扰的办法.当只考虑零级项时,此时描述的是电子的横向运动为

$$m\frac{\partial}{\partial t}\boldsymbol{u}_\perp = -e\boldsymbol{E}_\perp,$$

“$\perp$”表示横向分量,$\boldsymbol{E}_\perp$ 即为入射激光的电场.因为激光场为横向场,有

$$\boldsymbol{E}_\perp = -\frac{1}{c}\frac{\partial \boldsymbol{A}}{\partial t} - \nabla\phi = -\frac{1}{c}\frac{\partial \boldsymbol{A}}{\partial t},$$

$\boldsymbol{A}$, ϕ 为激光场的矢势、标势.所以有

$$\boldsymbol{u}_\perp = \frac{e}{mc}\boldsymbol{A} \qquad \text{(即电子的横向速度)}.$$

若在(1)式中考虑由于有质动力的作用引起的一级扰动量,可以得出电子在纵向(激光传播方向)上的速度分量(扰动量),由

$$m\frac{\partial}{\partial t}\boldsymbol{u}_\parallel + m\boldsymbol{u}\cdot\nabla\boldsymbol{u} = -e\boldsymbol{E}_\parallel - \frac{e}{c}\boldsymbol{u}\times\boldsymbol{B}, \quad (2)$$

其中 $\boldsymbol{u} = \boldsymbol{u}_\perp + \boldsymbol{u}_\parallel$;“$\parallel$”表示纵向,$\boldsymbol{u}_\parallel$ 相对于 $\boldsymbol{u}_\perp$ 在

数值上是小量,对(2)式考虑一级扰动项,所以有

$$m\frac{\partial}{\partial t}\boldsymbol{u}_{\parallel}=-e\boldsymbol{E}_{\parallel}-\frac{e}{c}\boldsymbol{u}_{\perp}\times\boldsymbol{B}-m\boldsymbol{u}_{\perp}\cdot\nabla\boldsymbol{u}_{\perp},\tag{3}$$

$\boldsymbol{E}_{\parallel}$ 为由于电子的纵向运动引起的纵向电场扰动,且 $\boldsymbol{E}=\boldsymbol{E}_{\perp}+\boldsymbol{E}_{\parallel}$. 事实上,$\boldsymbol{B}$ 只为入射激光的磁场分量. 把 $\boldsymbol{u}_{\perp}$ 的表达式代入(3)式得到

$$m\frac{\partial}{\partial t}\boldsymbol{u}_{\parallel}=-e\boldsymbol{E}_{\parallel}-\frac{e^2}{mc^2}\boldsymbol{A}\times(\nabla\times\boldsymbol{A})-\frac{e^2}{mc^2}\boldsymbol{A}\cdot\nabla\boldsymbol{A},$$

即

$$m\frac{\partial}{\partial t}\boldsymbol{u}_{\parallel}=-e\boldsymbol{E}_{\parallel}-\frac{e^2}{2mc^2}\nabla\boldsymbol{A}^2,\tag{4}$$

其中已利用了 $\boldsymbol{B}=\nabla\times\boldsymbol{A}$,上式中等号右端第二项即为有质动力. 由连续性方程

$$\frac{\partial n_{\mathrm{e}}}{\partial t}+\nabla\cdot(n_{\mathrm{e}}\boldsymbol{u})=0,\tag{5}$$

n_{e} 为电子的数密度,$n_{\mathrm{e}}=n_0+\tilde{n}$,$n_0$ 为激光入射前的电子初始数密度,$\tilde{n}$ 为激光入射引起的电子数密度扰动,考虑一级扰动项,(5)式写为

$$\frac{\partial\tilde{n}}{\partial t}+n_0\nabla\cdot\boldsymbol{u}_{\parallel}=0,\tag{6}$$

而泊松方程

$$\nabla\cdot\boldsymbol{E}_{\parallel}=-4\pi e\tilde{n}.\tag{7}$$

对(6)式等号左边乘 $m\frac{\partial}{\partial t}$ 及(4)式等号左边乘 $n_0\nabla$ 得到

$$m\frac{\partial^2\tilde{n}}{\partial t^2}+mn_0\frac{\partial}{\partial t}\nabla\cdot\boldsymbol{u}_{\parallel}=0,$$

$$mn_0\frac{\partial}{\partial t}\nabla\cdot\boldsymbol{u}_{\parallel}=-en_0\nabla\cdot\boldsymbol{E}_{\parallel}-\frac{n_0e^2}{2mc^2}\nabla^2\boldsymbol{A}^2.$$

消去 $\frac{\partial}{\partial t}\nabla\cdot\boldsymbol{u}_{\parallel}$ 并用(7)式代入上式得到

$$m\frac{\partial^2\tilde{n}}{\partial t^2}=-4\pi e^2n_0\tilde{n}+\frac{n_0e^2}{2mc^2}\nabla^2\boldsymbol{A}^2,$$

整理为

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2}+\omega_{\mathrm{pe}}^2\right)\tilde{n}=\frac{n_0e^2}{2m^2c^2}\nabla^2\boldsymbol{A}^2,\tag{8}$$

其中

$$\omega_{\mathrm{pe}}^2=\frac{4\pi e^2}{m}n_0.$$

对于方程(8),为方便起见,考虑一维情况,这时必须满足激光辐射的斑点半径 r_{s} 远大于等离子体波波长 λ_{p},即 $r_{\mathrm{s}}\gg\lambda_{\mathrm{p}}=2\pi/k_{\mathrm{p}}$,并采用活动坐标系,取 $\xi=z-v_{\mathrm{g}}t$,$\tau=t$,v_{g} 为激光束的群速,矢势 $\boldsymbol{A}=A(\xi)\exp(\mathrm{i}k\xi)\boldsymbol{e}_x$,$\boldsymbol{e}_x$ 表示沿 x 方向的单位矢量,$A(\xi)=A_0\exp(-\xi^2/2L^2)\sin(k\xi)$,$L$ 为激光脉冲的宽度,入射到等离子体中前激光脉冲的角频率为 $\omega=kc$,解方程(8)得到

$$\tilde{n}(\xi,\tau)=\frac{n_0e^2}{2m^2c^2}\frac{1}{2\omega_{\mathrm{pe}}^2}\nabla^2A^2(\xi)\left(2-\mathrm{e}^{\mathrm{i}\omega_{\mathrm{pe}}\tau}-\mathrm{e}^{-\mathrm{i}\omega_{\mathrm{pe}}\tau}\right).\tag{9}$$

在方程(1)中,若考虑热压力,则(1)式变为

$$m\frac{\partial}{\partial t}\boldsymbol{u}+m\boldsymbol{u}\cdot\nabla\boldsymbol{u}=-e\boldsymbol{E}-\frac{e}{c}\boldsymbol{u}\times\boldsymbol{B}-\frac{\nabla p}{n_{\mathrm{e}}},\tag{10}$$

p 表示热压力,假定等离子体为绝热系统,∇p 只作用于电子的纵向运动,$\nabla p=3T_{\mathrm{e}}\nabla n_{\mathrm{e}}$,$T_{\mathrm{e}}$ 为电子的热温度,通过与上面类似的方法考虑,可得到

$$m\frac{\partial^2\tilde{n}}{\partial t^2}=-4\pi e^2n_0\tilde{n}+\frac{n_0e^2}{2mc^2}\nabla^2\boldsymbol{A}^2+3T_{\mathrm{e}}\nabla^2\tilde{n},$$

即

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2}+\omega_{\mathrm{pe}}^2-3v_{\mathrm{e}}^2\nabla^2\right)\tilde{n}=\frac{n_0e^2}{2m^2c^2}\nabla^2\boldsymbol{A}^2,\tag{11}$$

$v_{\mathrm{e}}^2=T_{\mathrm{e}}/m$ 为电子的热速度. 用与解方程(8)类似的方法解方程(11),其解为

$$\tilde{n}(\xi,\tau)=\frac{n_0e^2}{2m^2c^2}\frac{1}{2\sqrt{3}v_{\mathrm{e}}}\int_{\xi-\sqrt{3}v_{\mathrm{e}}\tau}^{\xi+\sqrt{3}v_{\mathrm{e}}\tau}J_0\left[\omega_{\mathrm{pe}}\sqrt{\tau^2-\frac{(\xi'-\xi)^2}{3v_{\mathrm{e}}^2}}\right]\nabla^2A^2(\xi')\mathrm{d}\xi',\tag{12}$$

其中 $J_0\left[\omega_{\mathrm{pe}}\sqrt{\tau^2-\frac{(\xi'-\xi)^2}{3v_{\mathrm{e}}^2}}\right]$ 为贝塞耳函数.

(9)和(12)式密度扰动的解实际上就是激光束产生等离子体波(尾波场)(EPW). 尾波场对入射其中的粒子或光子产生影响,且在一定的条件下对其实现加速. 以下讨论由于密度扰动引起的光子加速.

3 光子加速

由于电子数密度发生扰动,此时等离子体不再是一均匀的介质,而是高度非线性,其折射率或介电常量将与密度扰动有关,尾波场的存在会与入射其中的光子相互作用而产生新的现象.

让与驱动激光束相同的尾随激光束沿 z 方向入射到等离子体中,这样,光子可能从尾波场中吸收能量,在光子总数不变的情况下,而使频率增大,我们称光子获得'加速". 设激光入射前均匀等离子体的频率为 ω_{pe}(即方程(8)中所示).

激光入射形成等离子体波后,其频率为

$$\omega_{\rm p}^2 = \frac{4\pi e^2}{m}n_{\rm e} = \frac{4\pi e^2}{m}(n_0 + \widetilde{n})$$
$$= \frac{4\pi e^2}{m}n_0 + \frac{4\pi e^2}{m}\widetilde{n} = \omega_{\rm pe}^2 + \widetilde{\omega}_{\rm p}^2.$$

显然 $\widetilde{\omega}_{\rm p}^2 = \frac{4\pi e^2}{m}\widetilde{n}$ 为由于密度扰动引起的频率附加项. 而激光等离子体介质的介电常量可写为

$$\varepsilon = 1 - \frac{\omega_{\rm p}^2}{\omega^2} = 1 - \frac{\omega_{\rm pe}^2}{\omega^2} - \frac{\widetilde{\omega}_{\rm p}^2}{\omega^2} = \varepsilon_0 + \widetilde{\varepsilon}, \tag{13}$$

其中 $\varepsilon_0 = 1 - \omega_{\rm pe}^2/\omega^2$, $\widetilde{\varepsilon} = -\widetilde{\omega}_{\rm p}^2/\omega^2$, ω 为激光频率, 从(13)式中可看出,密度扰动导致等离子体介电常量也会有一扰动量,等离子体介质不再是均匀的介质,这种不均匀的介质对入射其中的激光产生影响. 我们借助于光学度规的概念来描写这一介质. 激光等离子体体系的光学度规[7]为

$$\overline{g}_{\alpha\beta} = \eta_{\alpha\beta} + \left(1 - \frac{1}{\varepsilon\mu}\right)u_\alpha u_\beta. \tag{14}$$

对于未磁化的等离子体 $\mu = 1$, 且 $u_\alpha u^\alpha = -1$, $\overline{g}_{\alpha\beta}\overline{g}^{\alpha\beta} = 1$, u^α 为四维速度, $\eta_{\alpha\beta}$ 为介质不存在时的引力度规系数, $\overline{g}_{\alpha\beta}$ 为与介质有关的光学度规系数. 结合(13)和(14)式,则

$$\overline{g}_{\alpha\beta} = \eta_{\alpha\beta} + \left(1 - \frac{1}{\varepsilon}\right)u_\alpha u_\beta$$
$$= \eta_{\alpha\beta} + \left(1 - \frac{1}{\varepsilon_0}\right)u_\alpha u_\beta + \frac{\widetilde{\varepsilon}}{\varepsilon\varepsilon_0}u_\alpha u_\beta$$
$$= g_{\alpha\beta} + h_{\alpha\beta}, \tag{15}$$

其中 $g_{\alpha\beta} = \eta_{\alpha\beta} + (1 - 1/\varepsilon_0)u_\alpha u_\beta$, $h_{\alpha\beta} = \frac{\widetilde{\varepsilon}}{\varepsilon\varepsilon_0}u_\alpha u_\beta$, $h_{\alpha\beta}$ 即为由于密度扰动导致的光学度规系数的扰动量.

假定激光沿 z 方向传播,则四维速度为

$$u^0 = (1 - \beta^2)^{-1/2},\ u^1 = \beta u^0,$$
$$u^2 = u^3 = 0,\ \beta = v/c,$$

v 为等离子体波的相速,由于等离子体波由激光场激发的,它的相速相当于激光能量的传播速度,即激光的群速 $v = v_{\rm g}$. 从而得到

$$\overline{g}_{00} = -1/\varepsilon,\ g_{00} = -1/\varepsilon_0,\ h_{00} = \widetilde{\varepsilon}/\varepsilon\varepsilon_0,$$
$$\overline{g}_{01} = -(1 - 1/\varepsilon)\beta,\ g_{01} = -(1 - 1/\varepsilon_0)\beta,$$
$$h_{01} = -\beta h_{00},\ \overline{g}_{11} = \overline{g}_{22} = \overline{g}_{33} = 1,$$
$$g_{11} \cong g_{22} = g_{33} = 1,\ h_{11} = \beta^2 h_{00},$$
$$h_{22} = h_{33} = 0, \tag{16}$$

其余分量均为零.

现入射另一频率为 ω' 的激光脉冲至等离子体中,两束激光入射方向相同,两者之间相距一定的距离. 考虑沿 z 方向运动的光子,激光等离子体中的光子的测地线方程[8]为

$$\frac{{\rm d}k^\lambda}{{\rm d}q} + \Gamma^\lambda_{\alpha\beta}k^\alpha k^\beta = 0, \tag{17}$$

k^λ 为四维波矢量, q 为某一参数, $\Gamma^\lambda_{\alpha\beta}$ 为激光等离子体体系的仿射联络参数,由下式给出:

$$\Gamma^\lambda_{\alpha\beta} = \frac{1}{2}\overline{g}^{\lambda\sigma}(\overline{g}_{\alpha\sigma,\beta} + \overline{g}_{\sigma\beta,\alpha} - \overline{g}_{\alpha\beta,\sigma}), \tag{18}$$

其中 $\overline{g}_{\alpha\sigma,\beta}$ 为 $\overline{g}_{\alpha\sigma}$ 对分量 β 的普通微商. 把(16)式代入(18)式,可得到非零分量

$$\Gamma^0_{00} = -\frac{1}{2}\overline{g}^{01}h_{00,1} + \frac{1}{2}\overline{g}^{00}h_{00,0} + \overline{g}^{01}h_{01,0},$$
$$\Gamma^0_{11} = \overline{g}^{00}h_{01,1} + \frac{1}{2}\overline{g}^{01}h_{11,1} - \frac{1}{2}\overline{g}^{00}h_{11,0},$$
$$\Gamma^0_{01} = \frac{1}{2}\overline{g}^{00}h_{00,1} + \frac{1}{2}\overline{g}^{01}h_{11,0}, \tag{19}$$

代入测地线方程(17)中可得到

$$\frac{1}{k^0}\frac{{\rm d}k^0}{{\rm d}x^0} + \Gamma^0_{00} + 2\Gamma^1_{01}\frac{{\rm d}x^1}{{\rm d}x^0} + \Gamma^0_{11}\left(\frac{{\rm d}x^1}{{\rm d}x^0}\right)^2 = 0, \tag{20}$$

其中 $v_z = \frac{{\rm d}x^1}{{\rm d}x^0} = \frac{-\overline{g}_{01} + (\overline{g}_{01}^2 - \overline{g}_{00}\overline{g}_{11})^{1/2}}{\overline{g}_{11}} = -\overline{g}_{01} + (\overline{g}_{01}^2 - \overline{g}_{00})^{1/2}$, v_z 为光子的运动速度. 把(19)式代入(20)式并求解方程得到

$$k^0 = \exp\left[-\left(\frac{1}{2}\overline{g}^{00}h_{00} + \overline{g}^{01}h_{01} + v_z\overline{g}^{01}h_{11} - v_z^2\frac{1}{2}\overline{g}^{00}h_{11}\right)\right]$$
$$\cdot\exp\left[-\left(-\frac{1}{2}\overline{g}^{01}h_{00,1} + v_z\overline{g}^{00}h_{00,1}\right.\right.$$
$$\left.\left. + \frac{1}{2}v_z^2\overline{g}^{01}h_{11,1} + v_z^2\overline{g}^{00}h_{01.1}\right)x^0\right]. \tag{21}$$

上式已用初始条件为 $k^0 = 1$ 的假设. 令

$$b = \frac{1}{2}\overline{g}^{00}h_{00} + \overline{g}^{01}h_{01} + v_z\overline{g}^{01}h_{11} - v_z^2\frac{1}{2}\overline{g}^{00}h_{11},$$
$$\alpha = -\frac{1}{2}\overline{g}^{01}h_{00,1} + v_z\overline{g}^{00}h_{00,1} + \frac{1}{2}v_z^2\overline{g}^{01}h_{11,1}$$
$$+ v_z^2\overline{g}^{00}h_{01,1},$$

则

$$k^0 = \exp(-b)\exp(-\alpha x^0). \tag{22}$$

把(16)和(19)式代入 α 表达式中,可得到

$$\alpha = \left[\frac{1}{2\beta}\frac{\varepsilon}{\varepsilon - 1} - \varepsilon\beta + \frac{2}{\varepsilon}\beta^3 + 2\beta\right.$$
$$\left. - (2\beta^2 + \varepsilon)\left(\beta^2 + \frac{1}{\varepsilon^2}\beta^2 + \frac{1}{\varepsilon}\right)^{1/2}\right]h_{00,1},$$

$\beta = v/c$, 由于仿射联络参数都属于小量,用 x^0 展开 k^0 保留至一级量,

$$k^0 = (1 - \alpha x^0)\exp(-b), \tag{23}$$

则一级微扰量为 $\delta k^0 = -\alpha x^0\exp(-b)$. 在四维空间,$k^0=\omega'/c$($\omega'$为光子频率),所以有

$$\begin{aligned}\delta\omega' &= c\delta k^0 = -c\alpha x^0\exp(-b)\\ &= -cx^0\exp(-b)\Big[\frac{1}{2\beta}\frac{\varepsilon}{\varepsilon-1}-\varepsilon\beta+\frac{2}{\varepsilon}\beta^3+2\beta\\ &\quad -(2\beta^2+\varepsilon)\Big(\beta^2+\frac{1}{\varepsilon^2}\beta^2+\frac{1}{\varepsilon}\Big)^{1/2}\Big]h_{00,1}.\end{aligned}\tag{24}$$

当 $h_{00,1}>0$ 时,$\delta\omega'>0$,即光子的频率可以获得一增量.

由(16)式,$h_{00}=\tilde{\varepsilon}/\varepsilon\varepsilon_0$,得到

$$\begin{aligned}h_{00,1} &= \frac{1}{\varepsilon^2}\frac{\partial}{\partial z}\varepsilon = \frac{1}{\varepsilon^2}\frac{\partial\tilde{\varepsilon}}{\partial z} = -\frac{1}{\varepsilon^2}\frac{1}{n_c}\frac{\partial\tilde{n}}{\partial z}\\ &= -\frac{1}{\varepsilon^2}\frac{1}{n_c}\frac{\partial\tilde{n}}{\partial\xi},\end{aligned}$$

n_c 为等离子体频率等于激光(激发等离子体波的激光)频率时的临界电子数密度. 所以

$$\begin{aligned}\delta\omega' &= \frac{c^2}{n_c}\frac{1}{\varepsilon^2}\tau\exp(-b)\Big[\frac{1}{2\beta}\frac{\varepsilon}{\varepsilon-1}-\varepsilon\beta+\frac{2}{\varepsilon}\beta^3+2\beta-(2\beta^2+\varepsilon)\Big(\beta^2+\frac{1}{\varepsilon^2}\beta^2+\frac{1}{\varepsilon}\Big)^{1/2}\Big]\frac{\partial}{\partial\xi}\tilde{n}\\ &= -\frac{c^2}{n_c}\frac{1}{\varepsilon^2}\tau\exp(-b)\Big\{\Big[\varepsilon\beta+\frac{1}{2\beta}\frac{\varepsilon}{1-\varepsilon}+(2\beta^2+\varepsilon)\Big(\beta^2+\frac{1}{\varepsilon^2}\beta^2+\frac{1}{\varepsilon}\Big)^{1/2}\Big]-\Big(2\beta+\frac{2}{\varepsilon}\beta^3\Big)\Big\}\frac{\partial}{\partial\xi}\tilde{n}.\end{aligned}\tag{25}$$

由于 $\varepsilon=1-\omega_p^2/\omega^2$,$0<\varepsilon<1$,$\beta>0$,计算得到

$$(2\beta^2+\varepsilon)\Big(\beta^2+\frac{1}{\varepsilon^2}\beta^2+\frac{1}{\varepsilon}\Big)^{1/2}>\Big(2\beta+\frac{2}{\varepsilon}\beta^3\Big).$$

因此,要使 $\delta\omega'>0$,则必须有$\frac{\partial}{\partial\xi}\tilde{n}<0$,即要获得频率增大,须满足密度扰动的变化沿纵向为减小的位置,这要求入射尾随激光脉冲时要注意适当的位置. 如果代入 $\tilde{n}$ 的表达式,可以获得尾随激光脉冲频率的增大与驱动激光脉冲的关系.

4 结 论

通过求解联立方程,导出了由于激光脉冲入射引起的密度扰动方程,并解出一维情况下振幅较小时的扰动量的理论结果,它与激光强度的二次梯度有关. 这一扰动使得激光等离子体的介电常量也附加上一扰动量. 利用光学度规的描述方法,计算出光学度规因此而引起的扰动量,并利用光子测地线方程讨论了入射与具有密度扰动的等离子体中的光子频率的变化. 结果表明,频率的变化与密度扰动的梯度直接相关. 当密度扰动梯度为负值时,频率可以获得增大,光子获得加速.

[1] T. Tajima, J. M. Dawson, *Phys. Rev. Lett.*, **43**(1979), 267.
[2] S. C. Wilks, J. M. Dawson, W. B. Mori, T. Katsouleas, M. E. Jones, *Phys. Rev. Lett.*, **62**(1989), 2600.
[3] C. Joshi *et al.*, *Nature*, **311**(1984), 525.
[4] K. Nakajima, D. Fisher *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **77**(1995), 4428.
[5] J. T. Mendonca, L. Olivelra e Silva, *Phys. Rev.*, **E49**(1994), 3520.
[6] W. Gordon, *Ann. Phys.*, **72**(1923), 421.
[7] S. T. Zhu, W. D. Shen, *Acta Physica Sinica*, **42**(1993), 1438 (in Chinese) [朱莳通,沈文达,物理学报,**42**(1993), 1438].
[8] S. Weinberg, Gravitation and Cosmology (Wiley, New York, 1972).

PHOTON ACCELERATION BASED ON LASER-PLASMA

LAI GUO-JUN JI PEI-YONG
(*Department of Physics*, *Shanghai University*, *Shanghai* 201800, *China*)
(Received 13 April 2000 ; revised manuscript received 14 May 2000)

ABSTRACT

The one-dimensional electron density perturbation is derived by using the cold fluid equation, Poisson 's equation and the continuity equation, which is generated by a driving laser pulse propagating through a tenuous plasma. The upshifting of the frequency of a trailing pulse induced by density perturbation is studied by using optical metric. The results show that it is possible that the photon will gain energy from the wake field when assuming photon number to be conserved, i. e. , the photon will be accelerated.

Keywords : electron density perturbation, optical metric, photon acceleration
PACC : 5240D, 4260H