

电磁脉冲在迎面而来的电离波阵的反射

余 玮 徐至展 盛政明 冯贤平

(中国科学院上海光学精密机械研究所, 上海 201800)

摘 要 通过解析计算研究了电磁脉冲在迎面而来的电离波阵反射后出现的频率上移、脉宽压缩及能量放大, 并对实现上述目标最为有利的工作条件进行了讨论.

关键词 电离波阵, 频率上转换.

根据运动镜面的反射定律, 当电磁脉冲在迎面而来的镜面上反射, 其频率(ω)、脉宽(τ)及能量(W)满足

$$\omega_r/\omega_i = \tau_i/\tau_r = W_r/W_i = (1 + \beta)/(1 - \beta) \quad (1)$$

其中 $\beta = v/c$, v 为镜面速度, 下标 i 、 r 代表入射波及反射波. 对于相对论运动的镜面($\beta \rightarrow 1$), 不但能获得明显的光脉冲频率上移及脉宽压缩, 而且由于部分镜面动能转化为辐射能, 反射脉冲所包含的能量也将远大于入射脉冲能量. 获得波长更短、脉宽更窄、能量更大的光脉冲是当代激光技术的主要目标, 由于相对论运动的镜面在这方面的潜在价值, 我们已不再满足于将它视为理论实验, 而在认真考虑其实施方案.

一束强激光通过气体会造成电离波阵, 在波阵前是中性气体, 在其后气体被电离为等离子体. 电离波阵的传播速度为

$$v = c \sqrt{1 - \omega_p^2/\omega_i^2} \quad (2)$$

其中 ω_r 与 ω_i 分别为等离子体频率及电离激光频率. 对于沿 x 轴入射到迎面而来的电离波阵的电磁脉冲, 波阵两侧的折射率突变在某种程度上起镜面的作用. 这一过程涉及到四个模: 气体中的入射模与反射模以及等离子体中的透射模与磁模. 在实验室坐标系中磁模是一个空间周期性的静磁场, 它的产生是由于气体电离时自由电子的速度为零. 整个过程由麦克斯韦方程描述:

$$c\nabla \times \mathbf{B} = \partial \mathbf{E}/\partial t + 4\pi\mathbf{J}, \quad c\nabla \times \mathbf{E} = -\partial \mathbf{B}/\partial t \quad (3)$$

其中 \mathbf{J} 为总电流, 包括因极化与磁化造成的电流以及与磁模相关的电流. 由于气体-等离子体界面以 $\beta = v/c$ 运动, 必须使用运动边界条件:

$$\mathbf{n} \times (\mathbf{E}_1 - \mathbf{E}_2) - (\mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\beta})(\mathbf{B}_1 - \mathbf{B}_2) = 0 \quad (4)$$

$$\mathbf{n} \times (\mathbf{H}_1 - \mathbf{H}_2) + (\mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\beta})(\mathbf{D}_1 - \mathbf{D}_2) = 0 \quad (5)$$

此外, 在波阵面电流 J 为零构成第三个边界条件. 中性气体的介质特征与真空相似, 那么的电磁场可表示为

$$D_1 = E_1 = E_i \exp[-i(\omega_i t - k_i x)] + E_r \exp[-i(\omega_r t - k_r x)] \quad (6)$$

$$H_1 = B_1 = E_i \exp[-i(\omega_i t - k_i x)] - E_r \exp[-i(\omega_r t - k_r x)] \quad (7)$$

其中 $R_i = \omega_i/\tau$ 与 $k_r = -\omega_r/c$ 分别为入射及反射模的波数. 在等离子体一侧, 电磁场及电流可表示为

$$D_2 = \varepsilon E_2 = \zeta^2 E_t \exp[-i(\omega_t t - k_t x)] \quad (8)$$

$$B_2 = \mu H_2 = \zeta E_t \exp[-i(\omega_t t - k_t x)] - B_m \exp(ik_m x) \quad (9)$$

$$J_2 = (i\omega_t/4\pi) \{ (1 - \zeta^2) E_t \exp[-i(\omega_t t - k_t x)] - (ck_m/\omega_t) B_m \exp(ik_m x) \} \quad (10)$$

其中 $\mu = 1$, $\varepsilon = \zeta^2 = (kc/\omega_i)^2$, k_t 与 k_m 分别为透射模及磁模的波数. 将(6)~(10)式代入边界条件得到位相匹配条件

$$\omega_i(1 + \beta) = \omega_r(1 - \beta) = \omega_t(1 + \zeta\beta) = k_m v \quad (11)$$

以及反射、透射及磁模系数:

$$r = E_r/E_i = \frac{(1 + \beta) [(1 - \beta\zeta^2)(1 + \beta\zeta) - (1 - \beta)(\beta + \zeta)]}{(1 - \beta)[(1 + \beta\zeta^2)(1 + \beta\zeta) + (1 + \beta)(\beta + \zeta)]} \quad (12)$$

$$t = E_t/E_i = \frac{2(1 + \beta)(1 + \beta\zeta)}{(1 + \beta\zeta^2)(1 + \beta\zeta) + (1 + \beta)(\beta + \zeta)} \quad (13)$$

$$m = B_m/E_i = \frac{2\beta(1 + \beta)(1 - \zeta^2)}{(1 + \beta\zeta^2)(1 + \beta\zeta) + (1 + \beta)(\beta + \zeta)} \quad (14)$$

由(11)式及色散关系 $\zeta^2 = 1 - \omega_r^2/\omega_i^2$ 可知

$$\zeta = kc/\omega_i = \frac{-\beta N + (1 + \beta) \sqrt{(1 + \beta)^2 - N/\gamma^2}}{(1 + \beta)^2 + \beta^2 N} \quad (15)$$

其中 $N = \omega_r^2/\omega_i^2$, $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$. 这一推导也可以在与波阵同步运动的坐标系进行. 在波阵坐标系, 气体-等离子体界面固定不变, 气体与等离子体本身则以 $-\beta$ 沿 x 轴运动. 若先在波阵坐标系中求出反射、透射及磁模系数再变换到实验室坐标系, 即可再次得到(12)~(15)式. 用两种方法得到同样的结果, 验证了推导的正确性.

由(2)式、(11)式可知, 反射脉冲的频率

$$\omega_r = \omega_i(1 + \beta) \sqrt{K/n}, \quad K = (1 + \beta)/(1 - \beta) \quad (16)$$

上式表明, 就入射波的频率上移而言, 电离波阵确实表现得如同运动镜面, 但同时反射波频率还受到电离激光频率的制约. 电磁脉冲的能量反射率可由反射系数求得

$$\eta = W_r/W_i = r^2(1 - \beta)/(1 + \beta) \quad (17)$$

图 1 显示了 $\beta = 0.7, 0.8$ 时反射率 η 对于 N 的依赖关系. 由(12)式、(15)式可以证明, 当 $\beta < \sqrt{5/9}$ 时最大反射率出现在 $N_{opt} = K$ 处, 如图 1 中 $\beta = 0.7$ 曲线所示; 当 $\beta \geq \sqrt{5/9}$ 时最大反射率移到

$$N_{opt} = \gamma^2(1 + \beta)^2(3\beta^2 + 1) [7 - 3\beta^2 - \sqrt{(\beta^2 + 3)(9\beta^2 - 5)}] / 32\beta^2 \quad (18)$$

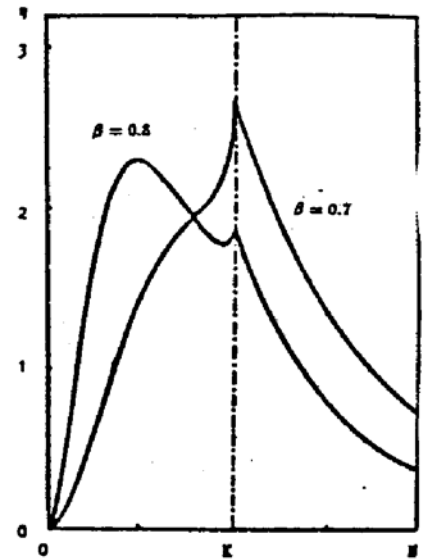


Fig. 1 Reflection from ionization front: The N dependence of the energy reflectivity η for $\beta = 0.7$ and 0.8

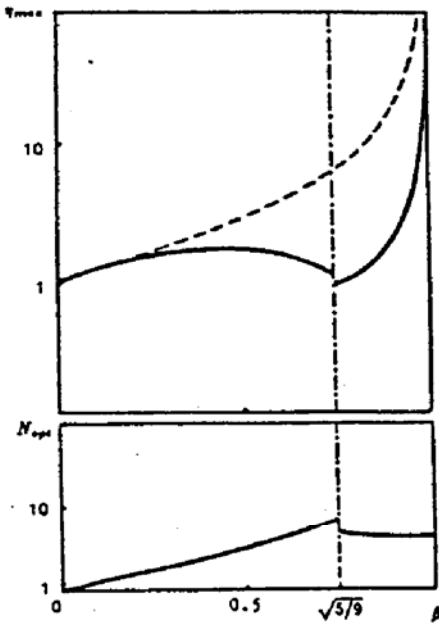


Fig. 2 The β dependence of η_{\max} (a) and N_{opt} (b), in comparison with the energy reflectivity from a moving mirror (the dash line in (a))

处,而在 $N = K$ 处有一个较小的峰,如图 1 中的 $\beta = 0.8$ 曲线所示. $N \geq K$ 的电离波阵被称为是过密的(overdense),在其中透射模蜕化为衰减场,然后由过密波阵的反射,并未因此增强反而大为削弱(参见图 1). 这主要是因为等离子体中还存在磁模,而磁模系数随 N 而增大. 而且,根据(16)式电磁脉冲在过密波阵反射后,其频率不可能超过电离激光频率的两倍. 因此过密波阵并不适合于电磁脉冲的频率上移. 选择 $N = N_{\text{opt}}$ 的波阵无疑是较为理想的,尤其是当 $\beta \geq \sqrt{5/9}$ 时 $N_{\text{opt}} \leq K$, 人们不仅能得到较大的反射率,反射脉冲的频率也远大于入射脉冲及电离激光的频率. 图 2 画出了 N_{opt} 与 η_{\max} 对 β 的依赖关系. 图中给出的最大反射率几乎都大于一,这表明反射脉冲的能量超过了入射脉冲,电离波阵的这种脉冲放大效应也与运动镜面相似. 由于波阵后的介质是静止的,波阵并不具备动能以提供电磁脉冲. 相反,波阵本身的存在有赖于电离激光源源不断地馈能. 在这种条件下,合理地解释是部分电离激光能量可直接馈送电磁脉冲. 图 2 的虚线画出了(1)式给出的镜面反射率,它表明,尽管有脉冲放大,电离波阵的最大

反射率仍远小于以同样速度运动镜面. 计算表明在 $\beta \geq \sqrt{5/9}$ 时,被电离波阵反射的光子数不超过入射光子的 15%,而在运动镜面上 100% 的入射光子均被反射.

参 考 文 献

- [1] W. Pauli, *Theory of Relativity*. Pergamon, New York, Pergamon Press, 1958
- [2] M. Lampe, E. Ott, J. H. Walker, Interaction of electromagnetic waves with a moving ionization front. *Phys. Fluids*, 1978, 21(1): 42~53
- [3] W. B. Mori, Generation of tunable radiation using an underdense ionization front. *Phys. Rev. (A)*, 1991, 44(8): 5118~1521
- [4] H. C. Kepteyn, M. M. Murnane, Relativistic pulse compression. *J. Opt. Soc. Am. (B)*, 1991, 8(8): 1657~1662.
- [5] R. L. Savage, Jr. C. Joshi, W. B. Mori, Frequency upconversion of electromagnetic radiation upon transmission into an ionization front. *Phys. Rev. Lett.*, 1992, 68(7): 946~949

Reflection of Electromagnetic Pulse from an Oncoming Ionization Front

Yu Wei Xu Zhizhan Sheng Zhengming Feng Xianping
(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica, Shanghai 201800)

(Received 31 August 1993)

Abstract Frequency up-conversion, pulse compression, and energy amplification of electromagnetic pulse upon the reflection from an oncoming ionization front is studied, the conditions favorable for these purposes are discussed.

Key words ionization front, frequency up-conversion.