

等离子体电极普克尔盒电光开关 单脉冲过程数值模拟

郭文琼^{1,2)} 周晓军¹⁾ 张雄军²⁾ 隋 展²⁾ 吴登生²⁾

1) 电子科技大学光电信息学院, 成都 610054)

2) 中国工程物理研究院激光聚变中心, 绵阳 621900)

(2005 年 11 月 21 日收到, 2005 年 12 月 8 日收到修改稿)

采用流体模型对等离子体电极普克尔盒(PEPC)电光开关单脉冲过程进行了数值模拟分析. 模型包括带电粒子连续性方程、动量守恒方程、电子平均能量方程及空间电位泊松方程. 分别采用隐式指数差分格式、超松弛迭代法(SOR)和经典四阶龙格-库塔法(R-K)对带电粒子连续性方程、泊松方程和电子平均能量方程进行数值求解. 模拟分析了 PEPC 单脉冲过程中的带电粒子浓度、电子温度、空间电场、PEPC 的放电电流、晶体两侧电压和开关效率的时间演化特性. 模型得出了 PEPC 中气体放电等离子体的微观物理过程与 PEPC 宏观参量的关系, 对设计性能优良的大口径电光开关是非常有意义的.

关键词: 等离子体电极普克尔盒, 电光开关, 数值模拟, 气体放电

PACC: 5275K, 5265, 5280H, 7820J

1. 引言

气体放电等离子体在微电子技术、气体激光器、等离子体显示器件、等离子体材料表面处理等方面有重要的应用, 已进行了大量深入的研究^[1-6]. 气体放电等离子体阻抗低, 在介质表面形成的电荷层速度快且透明度高. 用气体放电方法形成的等离子体可作为普克尔盒电光开关的电极, 与普通的金属环形电极相比, 等离子体电极可在晶体内部形成均匀的电场分布, 可使电光开关定标到任意口径, 因此广泛用于大型高功率激光装置的光束控制和级间隔离^[7-10].

等离子体电极普克尔盒(PEPC)电光开关有两种工作方式, 一种是双脉冲工作方式, 即第一个大电流脉冲放电用于气体放电等离子体电极的产生, 第二个大电流脉冲用于 KDP 晶体的充电. 由于长时间、多脉冲放电使阴极表面产生严重的溅射, 对光窗产生严重的污染, 因而这种方式工作的电光开关的寿命较短. 另一种是最近由 Gardelle 和 Pasini 提出的单脉冲工作方式^[11]. 这种工作方式中气体放电等离子体的产生与晶体的充电在一个放电脉冲完成, 因而减小了阴极溅射效应. 双脉冲过程可认为气体放

电等离子体的形成与晶体的充电是相互独立的, 晶体充电过程可看作稳态等离子体中带电粒子在晶体表面的积累过程, 已有人对此过程做过数值模拟分析^[12,13], 而单脉冲过程需要分析气体放电的动态过程. 迄今为止, 还未见对此过程进行动态模拟分析的报道. 本文采用流体模型建立了带电粒子的连续性方程、动量守恒方程、电子平均能量方程、空间电位泊松方程及晶体界面方程, 模拟分析了气体放电过程中电场、带电粒子浓度和电子温度的时空特性以及放电电流、晶体两侧电压、开关效率的时间演化特性.

2. PEPC 的工作原理

图 1 是 PEPC 及等效外围电路示意图. PEPC 由两个密封的充满氦气的放电腔和夹于中间的 KDP 晶体组成. 等效外围电路由终端匹配负载 Z_1 、传输线阻抗 Z_2 及正负电压脉冲发生器组成. 当正负电压脉冲发生器开启后, 两个放电腔电极分别加上极性相反的脉冲电压, 放电腔中的气体击穿形成等离子体, 等离子体中的电子和正离子到达 KDP 晶体两侧形成表面电荷, 当晶体两侧电压达到 KDP 晶体的半波电压(波长 $1.06\mu\text{m}$ 时, $V_\pi = 16.4\text{kV}$)通过晶体

的光波偏振面旋转 90° . 只要光波的偏振面平行于检偏器的偏振方向光束就输出.

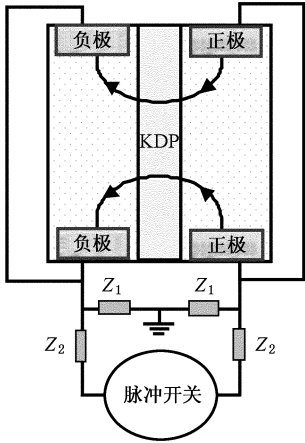


图1 PEPC 及等效外围电路示意图

3. 数值模型

数值模型是由带电粒子连续性方程, 动量守恒方程, 电子平均能量方程, 空间电位泊松方程以及晶体界面方程组成的. 由于放电空间存在大量的带电粒子, 模型将带电粒子的运动看成不同流体元之间的运动, 因而电子和正离子浓度随空间与时间的变化可由下式表示:

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_p}{\partial t} + \nabla \cdot (n_p v_p - D_p \frac{\partial n_p}{\partial x}) &= (n_e v_e \alpha - R_e n_e n_p), \\ \frac{\partial n_e}{\partial t} + \nabla \cdot (-n_e v_e - D_e \frac{\partial n_e}{\partial x}) &= (n_e v_e \alpha - R_e n_e n_p), \end{aligned} \tag{1}$$

式中下标 e 和 p 分别对应电子和正离子, n_e 和 n_p 分别为电子和正离子的浓度; v_e 和 v_p 分别为电子和正离子的迁移速度, D_e 和 D_p 分别为电子和正离子的扩散系数, α 和 R_e 分别为电子碰撞电离系数和电子与正离子的空间复合系数. 方程左端第一项为单位时间带电粒子浓度的变化量; 第二项为带电粒子迁移通量与扩散通量的散度. 方程的右端为单位时间带电粒子的净产生量, 电子(正离子)的产生过程主要是电子碰撞电离, 方程中忽略了其他效应如潘宁电离、正离子碰撞电离等; 电子(正离子)的消失过程主要是电子与正离子的空间复合.

在放电过程中, 电子与正离子的空间电荷效应对空间电位分布存在极大的影响, 需通过泊松方程

求解空间电位分布

$$\nabla^2 \Phi = - \frac{(n_p - n_e)}{\epsilon_0}, \tag{2}$$

式中 Φ 为空间电位, ϵ_0 为真空介电常数.

考虑表面电荷的影响, 介质界面上电位的连续性方程满足以下关系:

$$\epsilon_2 \frac{\partial \Phi_2}{\partial x} - \epsilon_1 \frac{\partial \Phi_1}{\partial x} = \sigma, \tag{3}$$

式中 Φ_1 和 Φ_2 为介质 1 和介质 2 中边界处的电位; ϵ_1 和 ϵ_2 为介质 1 和 2 中的介电常数; σ 为界面上电荷的面密度. 介质表面电荷积累由下式^[14]给出:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \sigma_e}{\partial t} &= -e(n_e v_e - v_{de} \sigma_e), \\ \frac{\partial \sigma_p}{\partial t} &= e(1 + \gamma)n_p v_p, \end{aligned} \tag{4}$$

式中 σ_e 和 σ_p 为介质界面正电荷面密度和负电荷面密度, v_{de} 为电子解吸附系数; γ 为正离子的次级电子发射系数. 其物理过程是正离子打到介质面上留下所带电荷, 然后以中性粒子的形式返回放电空间; 电子打到介质面上后则留在晶体表面上形成负电荷的积累.

电子从电场中获得能量, 在电离、激发碰撞中损失能量, 因此遵循以下能量方程^[15]:

$$\frac{d\epsilon}{dx} = E - (\epsilon + U_i)\alpha - 0.5\alpha U_e, \tag{5}$$

式中 ϵ 为电子的平均能量, $U_i = 24.6V$ 为电离电位, $U_e = 21.45V$ 为激发电位. 方程(5)忽略了电子在弹性碰撞中损失的能量(通常很小).

PEPC 的开关效率 η 与晶体两侧电压有关, 由下式决定:

$$\eta = \sin^2 \left(\frac{\pi}{2} \cdot \frac{V_{KDP}}{V_{\pi}} \right), \tag{6}$$

$$V_{KDP} = V_{sw} C_{sheath} / (C_{sheath} + C_{KDP}),$$

式中 V_{KDP} 和 V_{sheath} 分别为晶体两侧电压和等离子体壳层电压, 两者之和为 V_{sw} . C_{KDP} 为 KDP 晶体的电容, C_{sheath} 为晶体界面与等离子体间形成壳层电容, 其大小由德拜屏蔽长度 λ_D 与开关口径面积 S 决定^[12]:

$$\begin{aligned} C_{sheath} &= S\epsilon_0 / (2\lambda_D), \\ \lambda_D (\text{cm}) &= 740 \cdot (T_e / n_e)^{1/2}, \end{aligned} \tag{7}$$

式中 T_e 为等离子体电子温度.

通过联立求解方程(1)–(7)可得到电场、带电粒子浓度和电子温度的瞬态空间特性以及放电电

流、晶体两侧电压和开关效率随时间的演化过程。

4. 基本参数的确定

在方程 (1)–(5) 中, 有一些与电子、正离子的运动、碰撞电离、复合消失过程相关系数, 其确定方法如下:

电子碰撞电离系数取决于电子的平均能量 ϵ 与工作气压 P , 可以表示为^[15]

$$\mu_e = \frac{1.15 \times 10^8}{P},$$
$$\mu_p = \begin{cases} 1.07 \times 10^6 [1 - 1.07(E/P)]P & E/P \leq 3333 \text{ (V/cm} \cdot \text{Pa)}, \\ 4.73 \times 10^5 (EP)^{-1/2} [1 - 0.0178(E/P)^{-1.5}] & E/P > 3333 \text{ (V/cm} \cdot \text{Pa)}. \end{cases} \quad (9)$$

式中 μ_e 和 μ_p 为电子和正离子的迁移系数。带电粒子的扩散系数可由迁移系数与带电粒子的温度关系 (即爱因斯坦关系) 确定。

在氦气中, 电子与正离子的空间复合系数^[17] $R_e = 2 \times 10^{-12} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$; 正离子在不锈钢阴极表面次级电子发射系数为 $\gamma = 0.01$; KDP 晶体表面电荷解吸附系数^[14] $v_{de} = 10 \text{ s}^{-1}$ 。

5. 计算结果及分析

我们对 PEPC 单脉冲过程进行一维 (即忽略了粒子在垂直于通光方向的损失) 数值模拟。采用隐式指数差分格式求解粒子连续性方程; 超松弛迭代法 (SOR) 求解电位泊松方程; 四阶龙格-库塔法 (R-K) 求解电子平均能量方程。在模拟计算中, 我们取通光方向 PEPC 总长度为 3 cm, 其中 KDP 晶体厚度为 1 cm, 电光开关口径为 280 mm \times 280 mm, 匹配负载 Z_1 与传输线阻抗 Z_2 均为 12.5 Ω , 脉冲发生器输出电压为 $\pm 19.2 \text{ kV}$, 工作气压为 1600 Pa。

图 2 中给出了 1.5 ns、2.5 ns、3.5 ns 和 10 ns 时刻的空间电场分布情况, 其中时间为 1.5 ns 和 2.5 ns 的曲线是气体击穿前的空间电场分布, 时间为 3.5 ns 和 10 ns 的曲线是接近击穿时和击穿后的空间电场分布。在气体击穿前的电子繁流过程中, 靠近阳极附近碰撞电离产生了大量的电子和正离子, 由于电子迁移速度快, 很快到达 KDP 晶体表面, 而正离子向阴极的迁移速度慢, 在阳极附近形成正的空间电荷, 该处电场降低, 此时 PEPC 极间电压几乎不变, 则在靠近阴极附近电场增加, 则电子在该处的碰撞电离

$$\alpha/P = A \exp(-B/\epsilon^{1/2}), \quad (8)$$

式中 A, B 为常数, $A = 0.0488 \text{ (cm} \cdot \text{Pa)}$, $B = 16.4 \text{ V}^{1/2}$ 。

带电粒子在放电空间中的定向运动为迁移运动与扩散运动之和。迁移系数定义为迁移速度与空间电场的比值。电子的迁移系数与气体压强有关, 而正离子的迁移系数则由工作气体压强和空间电场共同确定^[16], 其关系如下:

增加, 放电逐渐从阳极向阴极发展。气体击穿后, 由于 PEPC 极间电压降低, 整个放电空间的电场降低。

图 3、4、5 分别为放电电流、开关电压及开关效率时间特性曲线。当阴极和阳极分别加上正负开关脉冲而气体还没发生电离时, PEPC 处于高阻状态, 流过 PEPC 的电流为零; 随着放电的发展, 工作气体中的带电离子浓度逐渐增大, 放电空间阻抗降低, PEPC 的电流逐渐增大; 气体被击穿后电流继续增大 (最大电流约为 1300 A), 气体放电形成的等离子体中的电子和正离子不断向晶体两侧充电, 随着晶体两侧电压增加, 电流逐渐减小; 放电 70 ns 后, 电流稳定到约 20 A (这个电流用于补偿 KDP 晶体表面电荷由于解吸附等效效应造成的损失), 晶体两侧电压 V_{KDP} 几乎保持不变 (约 16.4 kV), 开关效率大于 99%。

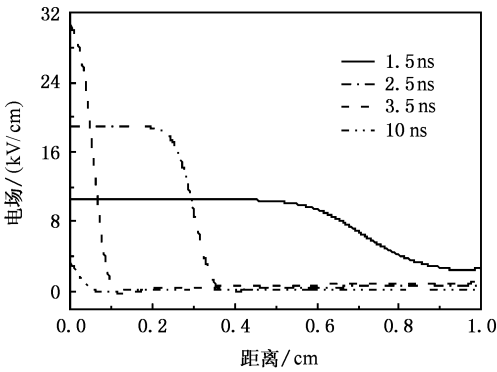


图 2 不同时刻电场的空间分布

图 6、图 7 为放电稳定后电子浓度、正离子浓度的空间分布曲线。这些曲线是与稳定的辉光放电带电粒子的空间分布是一致的^[16]。由图 6 和图 7 可知

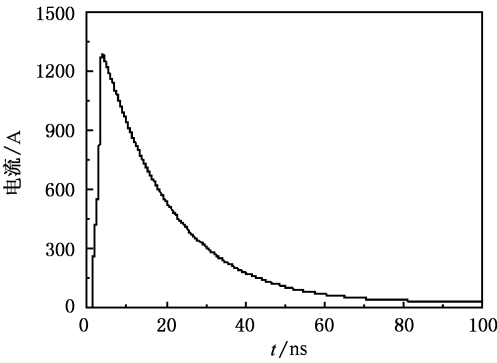


图 3 放电电流随时间变化曲线

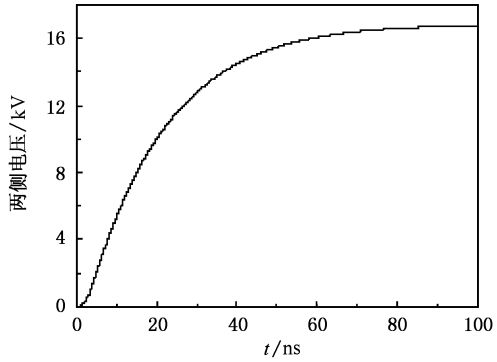


图 4 晶体两侧电压随时间变化曲线

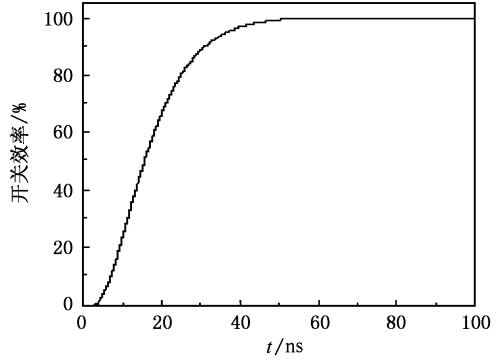


图 5 开关效率随时间变化曲线

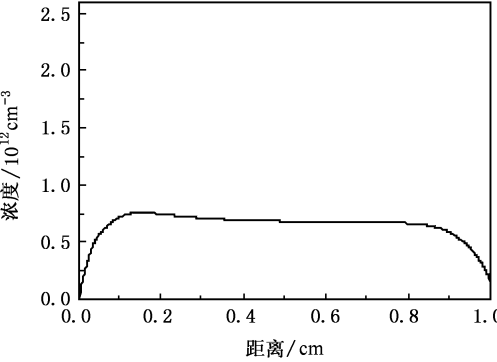


图 6 正离子浓度的空间分布

在阴极区中电子浓度小于正离子浓度,而在其他区域是正负带电粒子浓度相等的等离子区。

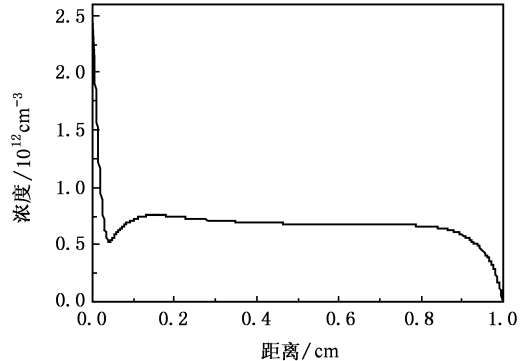


图 7 电子浓度的空间分布

图 8 是气体放电等离子区电子温度的空间分布.阴极区的厚度约为 0.1cm,由于阴极区高电场的影响,靠近阴极区的电子温度较高,而等离子区电子的温度较低,约为 7eV.

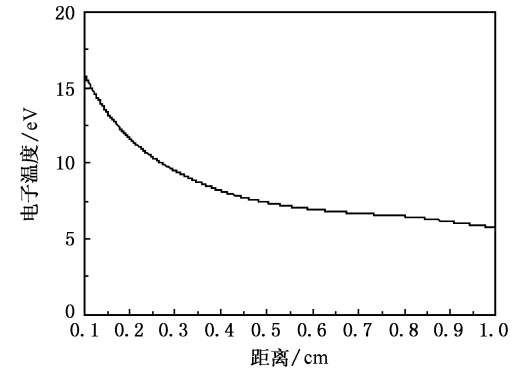


图 8 等离子区的电子温度的空间分布

6. 结 论

根据 PEPC 电光开关单脉冲过程的特点,我们建立了 PEPC 中气体放电等离子体的流体模型.根据氦气放电的基本参数,对口径为 280mm × 280mm 的电光开关进行了数值模拟,计算结果表明:脉冲发生器输出电压为 ± 19.2kV,气压为 1600Pa 的情况下,放电时间大于 70ns 时开关效率不低于 99%,且放电电流及开关状态基本稳定.本文通过分析 PEPC 电光开关中气体放电等离子体的微观物理过程与宏观参量的关系,为设计性能优良的大口径电光开关奠定了基础.

[1] Wang J H , Jin C E 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 1116 (in Chinese)
[王建华、金传恩 2004 物理学报 **53** 1116]

[2] Lai J J ,Yu J H ,Huang J J ,Wang X B , Qiu J L 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 1528 (in Chinese) [赖建军、余建华、黄建军、王新兵、丘军林 2001 物理学报 **50** 1528]

[3] Tu Y ,Zhang X , Wang B P 2002 *Acta Electronica Sinica* **30** 258 (in Chinese) [屠彦、张雄、王保平 2002 电子学报 **30** 258]

[4] Cheng G ,Pan B L , Yao Z X 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 1635 (in Chinese) [陈钢、潘佰良、姚志欣 2003 物理学报 **52** 1635]

[5] Chen Y Z ,Chen Q M ,Li J ,Lai J J , Qiu J L 1998 *Acta Phys. Sin.* **47** 1665 (in Chinese) [陈永洲、陈清明、李军、赖建军、丘军林 1998 物理学报 **47** 1665]

[6] Liu M H ,Hu X W ,Wu Q C , Yu G Y 2000 *Acta Phys. Sin.* **49** 497 (in Chinese) [刘明海、胡希伟、邬钦崇、俞国扬 2000 物理学报 **49** 497]

[7] Lü C X , Lu J P , Zhang X J 1997 *High Power Laser and Particle Beams* **9** 271 (in Chinese) [吕传信、鲁敬平、张雄军 1997 强激光与粒子束 **9** 271]

[8] Zhang X J ,Zheng J G ,Zhen K X ,Dong Y ,Lu J P ,Peng Z T ,Jing F , Wei X F 2003 *High Power Laser and Particle Beams* **15** 150

[9] Zhang X J ,Lu J P , Zhen K X ,Zheng J G ,Dong Y ,Feng B , Zhang X M 2000 *High Power Laser and Particle Beams* **12** 213 (in Chinese) [张雄军、鲁敬平、郑奎兴、郑建刚、董云、冯斌、张小民 2000 强激光与粒子束 **12** 213]

[10] Rhodes M A , Fochs Scott , Billoft Peter 1999 *Proceedings SPIE* **3492** 144

[11] J Gardelle , E Pasini 2002 *Journal of Applied Physics* **91** 2631

[12] Rhodes M A ,Woods B ,DeYoreo J J ,Roberts D , Atherton L J 1995 *Applied Optics* **34** 5312

[13] Boley C D ,Rhodes M A 1999 *Plasma Science* **27** 713

[14] Lee D S ,Park J M , Hong S H 2005 *Plasma Science* **33** 949

[15] Tran N A , E Marode , P C Johnson 1977 *Applied Physics* **10** 2317

[16] Shi J J , Kong M G 2003 *Journal of Applied Physics* **94** 5504

[17] Deloche R , Monchicourt P , Cheret M , Lambert F 1976 *Physical Review A* **13** 1140

Simulation electro-optic switch of plasma-electrode Pockels cells driven by one-pulse process

Guo Wen-Qiong^{1,2)} Zhou Xiao-Jun¹⁾ Zhang Xiong-Jun²⁾ Sui Zhan²⁾ Wu Deng-Sheng²⁾

1) (University of Electronics Science and Technology of China , School of Opto-Electronic information , Chengdu 610054 , China)

2) (Research Centre of Laser Fusion , CAEP ,Mianyang 621900 ,China)

(Received 21 November 2005 ; revised manuscript received 8 December 2005)

Abstract

In this paper , a fluid model of electro-optic switch of plasma-electrode Pockels cells (PEPC) driven by one-pulse process is proposed. The model includes a simplified set of fluid continuity equations , Poisson 's equation and the electron average energy equation , and these equations are numerically solved with the exponential difference scheme , the classical successive over relaxation method (SOR) and the classical fourth-order Runge-Kutta method , respectively. The evolving characteristics of density of charged particles , electronic temperature , electric field , discharge current , charging voltage of the KDP crystal and the switching efficiency of PEPC are simulated. The model for PEPC , which reveals the relationship between the microcosmic physical processes of gaseous discharge plasma and macrocosmic parameters of PEPC , is very useful for the design of large aperture electro-optic switches.

Keywords : plasma-electrode Pockels cells (PEPC) , electro-optic switch , numerical simulation , gaseous discharge

PACC : 5275K , 5265 , 5280H , 7820J