

文章编号: 0253-2239 (2001) 03-0296-04

热及电场诱导石英光纤的电光系数

刘雪明 张明德 孙小菡
(东南大学电子工程系, 南京 210096)

摘要: 利用多载流子模型及单轴对称和光激励机理, 从理论上计算了经热及电场诱导后的石英光纤的电光系数 γ 与 D 型光纤的距离 d 、诱导时间 t 和外加电压 V 的关系。结果表明, 尽量缩短 d 并在适当时间内诱导, 能有效提高电光系数; 电光系数与外加电压近似平方根关系; γ_{33} 与 γ_{13} 的比值非常接近 3。理论结果与实验报道相当一致。

关键词: 石英光纤; 热及电场诱导; 耗尽区; 电光系数

中图分类号: O734⁺. 1: TN25 文献标识码: A

1 引 言

石英光纤是现代通信的理想线性传输媒质。目前, 对石英光纤的三次非线性效应已进行了广泛研究, 但中心对称的石英材料通常不显示二次非线性。然而, 在 1991 年, 通过热及电场诱导 (TEFP) 体状熔融石英, 能产生相当大的二阶极化率 $\chi^{(2)}$ (约为 1 pm/V)^[1]。之后, 在石英光纤中诱导出的二次非线性系数也达到了 0.2 pm/V ^[2]。该现象为石英材料提供了广泛的应用前景, 如电光调制器、光混频/倍频器等光器件, 并且可以将这些光器件直接集成在光通信系统中。目前对光纤的热及电场诱导主要有二种方案。一是在非常靠近纤芯的包层挖两个对称的洞, 并注入铝电极, 在 $250 \text{ }^\circ\text{C}$ 温度和极强电场 (约 10^6 V/cm) 中诱导, 得到电光系数 $\gamma \approx 0.84 \text{ pm/V}$, 半波电压与光纤诱导长度的积 $V_\pi L \approx 224 \text{ V}\cdot\text{cm}$ [TE 模]^[3]。如果在诱导中再进行适当紫外光照射, 则 $\gamma \approx 5.8 \text{ pm/V}$ 、 $V_\pi L \approx 32 \text{ V}\cdot\text{cm}$ ^[4]。另一种方案是对 D 型光纤进行热及电场诱导 (如图 1)。该方法尽量使 D 面到纤芯的距离 d 小于几个微米 (约 $5 \text{ }\mu\text{m}$), 在较长的光纤中 (约 12 cm) 得到的 $\gamma \approx 0.3 \text{ pm/V}$ 、 $V_\pi L \approx 900 \text{ V}\cdot\text{cm}$ ^[5]。如果在 D 面进行均匀周期处理, 然后热及电场诱导, 不仅能得到较大的电光系数 γ (约 0.44 pm/V), 而且具有光纤光栅的效应, 对某一波长具有滤波作用^[6], 这样就能得到可调波长的电光调制器, 非常适合于波分复用系统。第一种方案在制造中非常困难, 并且 γ 的稳定性不好, 衰减较快^[7]。第二种方案不

仅热稳定性好, 而且可以优化热及电场诱导的条件, 进一步提高 γ 的值。虽然目前已经有较多的实验报道^[2-7], 但它的机理至今仍不清楚。本文利用多载流子模型, 以及单轴对称和光激励机理, 从理论上得出了经热及电场诱导后石英光纤电光系数 γ 与诱导时间 t 、应用电压 V 和 D 面到纤芯距离 d 的关系, 并与实验报道的结果进行比较。提出了提高电光系数 γ 的方法。

2 理论及模型

对 D 型光纤进行热及电场诱导的示意图如图 1 所示。通过对光纤 D 面进行适当抛磨, 使得 D 面与纤芯的距离 d 约为 $2 \text{ }\mu\text{m} \sim 9 \text{ }\mu\text{m}$, 经热及电场诱导 ($260 \text{ }^\circ\text{C}$, $V \approx 1 \sim 5 \text{ kV}$, 几十分钟到几个小时^[5]) 后, 在 D 表面下形成几微米 (或十几微米) 厚的耗尽层, 该层内具有极强的“冻结”静电场 (约 10^9 V/m)^[3-5]。耗尽层的形成与石英中的缺陷 (如 SiE' , GeE' 缺陷) 和杂质 (如 OH 、 Na) 有关^[2,8,9], 在热及电场诱导中, 经这些缺陷和杂质的化学反应产生可移动的离子 (如 Na^+ 、 H_3O^+ 、 H^+

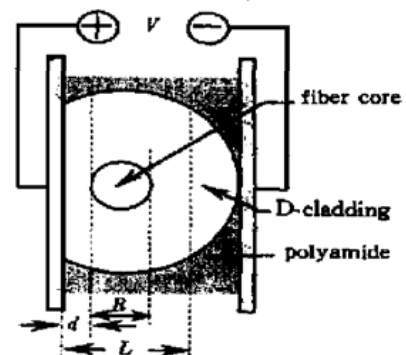


Fig. 1 Schematic chart for TEFP in the D-fiber

等), 在强电场作用下, 这些离子向负极漂移。经热及电场诱导后, 在阳极的表面附近形成正空间电荷层, 该层下面还存在一个负耗尽层。前者的电荷是由 H_3O^+ (在强电场作用下, 从空气中注入的水分子经化学反应产生)、 $\equiv Si-O^+$ 和 Al^{++} (在强电场和高温下电离产生) 等组成。后者的空间电荷是非桥氧空穴中心, 即 $\equiv Si-O^-$ (石英中 Na^+ 和 H_3O^+ 漂移到阴极后形成)^[8-10]。耗尽区中的分子偶极子在静电场作用下产生定向排序^[10]。在热及电场诱导中, 二次非线性效应的产生表现为多时间标度, 利用多载流子模型能较好解释实验结果^[8,9,11]。该模型中的快离子是 Na^+ (迁移率约为 $10^{-11} \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1} \sim 10^{-10} \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$), 慢离子是 H_3O^+ , 其中前者比后者快 3~4 个量级。经一段时间热及电场诱导后, 耗尽区的正、负空间电荷层近似均匀分布(如图 2 所示), 并且该分布在室温中相当稳定^[1,5,9]。利用多载流子模型, 该分布可表示为^[11]

$$n_1 x_1 - n_2 x_2 = 0, \tag{1}$$

$$n_1 x_1^2 + 2n_1 x_1 x_2 - n_2 x_2^2 = 2V\epsilon/e, \tag{2}$$

$$n_1 x_2 = E_{\max} \epsilon/e. \tag{3}$$

式中 x_1 、 n_1 和 x_2 、 n_2 分别为正、负耗尽区的厚度和离子浓度, 其中 $L = x_1 + x_2$, E_{\max} 为耗尽区的最大场强, V 为诱导时的外加电压, ϵ 为材料的介电常数, e 为单位电荷大小。实验表明^[8], 耗尽区的厚度 L 与诱导时间 t 成对数关系, 即

$$L = A \ln(t) + B$$

式中, A 和 B 是常数。

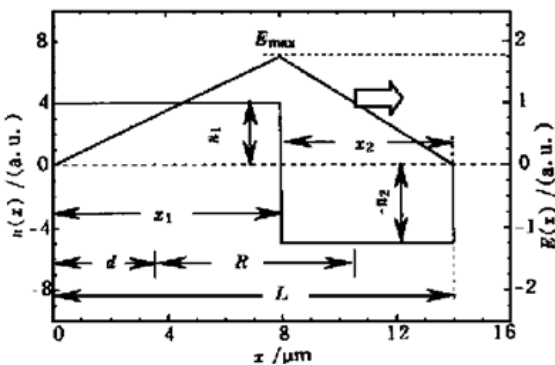


Fig. 2 Schematic chart for the distributions of positive and negative space charge and electrical field in the depletion region

耗尽区中二次非线性形成的机理一般认为: 由于强“冻结”静电场打破了 SiO_2 的中心对称, 并经三阶极化率作用, 以及耗尽区中分子偶极子在热及电场诱导中的重新定向和重新分布的共同作用形成^[1,2,9]。其中前者类似于光激励^[1,10], 后者可近似

假设分子偶极子系统是单轴对称^[9,10], 于是二次非线性系数的表达式为^[12]

$$x_{33}^{(2)} = 3x_{3333}^{(3)}E + N\beta L_3(p), \tag{4}$$

$$x_{31}^{(2)} = 3x_{3113}^{(3)}E + 0.5N\beta[L_1(p) - L_3(p)]. \tag{5}$$

式中 β 为超极化率, $p = mE/(kT)$, $m = ed_e$ 为分子偶极矩, d_e 为分子偶极子距离, k 为玻尔兹曼常数, T 为热力学温度(K), N 为耗尽区中分子偶极子的密度, L_1 和 L_3 为一阶和三阶朗之万函数。考虑到耗尽区静电场 $E(x)$ 的分布(如图 2) 与光波模场的重叠因子^[2,15], (4) 式和(5) 式中的 E 应是纤芯内的有效静电场, 即

$$E = \int_d^L E(x) dx / (L - d). \tag{6}$$

在石英光纤中, 电光系数 γ 与二阶极化率 $x^{(2)}$ 的关系式为^[4,5]

$$\gamma = 2x^{(2)}/n_0^4. \tag{7}$$

式中 n_0 为光纤折射率。

3 数值计算及分析

由 (1) 式~ (7) 式可见, 电光系数 γ 与外加电压 V 、诱导时间 t 和 D 面到纤芯距离 d 等参量有直接关系。在 D 型光纤的热及电场诱导中, 设光纤中阳极表面附近耗尽区中的快离子 Na^+ 全部耗尽, 而 OH 杂质经强电场和高温化学反应所产生的 H_3O^+ 部分漂移走^[9]。一般熔融石英光纤的 Na 浓度约 $2 \times 10^{22} \text{ m}^{-3}$ ^[9], D 型光纤经热及电场诱导后, Na^+ 全部耗尽和 H_3O^+ 部分漂移走后留下的负空间电荷密度 n_2 可近似为 $4 \times 10^{22} \text{ m}^{-3}$ 。

图 3~ 图 5 分别表示电光系数 γ_{33} 与石英光纤在热及电场诱导中的诱导时间 t 、D 面到纤芯距离 d 和外加电压 V 的关系。图 6 为电光系数 γ_{33} 和 γ_{31}

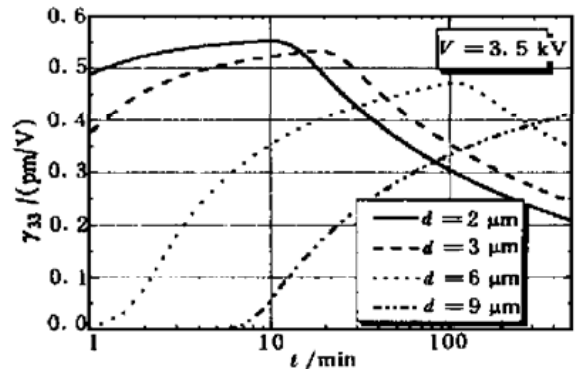


Fig. 3 Relationship for electrooptic coefficient γ vs. poling time t

的比与外加电压 V 的关系。计算中, 设 $\beta = 3 \times 10^{-31}$ esu, $x_{333}^{(3)} = 1.8 \times 10^{-22} (\text{m/V})^2$, $x_{311}^{(3)} = x_{333}^{(3)}/3$, $n_0 = 1.45$, $T = 553 \text{ K}$, $d_c = 0.1 \text{ nm}$ [经热及电场诱导后, 耗尽区中空间电荷主要是非桥氧空穴中心 ($\equiv \text{Si-O}^-$) 和电离氧离子 ($\equiv \text{Si-O}^+$), 而 Si 和 O 的距离约为 0.1 nm], $A = 1.583$ 和 $B = 6.366$ ^[8, 10, 14]。图 3 表明, 对不同距离 d 的 D 型光纤进行热及电场诱导时, 诱导时间 t 分别存在一个最佳值。在热及电场诱导的最初一段时间内, γ_{33} 随 t 的增加而增大, 当 γ_{33} 达到极大值后, 继续延长诱导时间 t , γ_{33} 反而减小, 这与实验结果相当一致^[13]。这是由于, 随着 t 的变化, 耗尽区中静电场 $E(x)$ 的分布也在变化, 使得 $E(x)$ 的分布与纤芯的模场存在最佳的重叠因子^[5-7, 13], 同时, 当热及电场诱导达到稳定状态后, 耗尽区静电场 $E(x)$ 的均值随 t 的增加反而变小^[9]。图 3 也表明, 对于 d 较大的 D 型光纤, 在热及电场诱导中存在一潜伏期, 即在诱导开始的一段时间, 没有 γ_{33} 产生, 该结果与实验报道相当一致^[2, 5]。这是由于, 当 d 较大时, 在诱导的初期一段时间, 静电场 E 与纤芯模场的重叠因子为 0。

从图 4 可发现, 在某一固定时间的热及电场诱导中, d 有一个最佳值, 当 d 增大到一定值后, γ_{33} 变为 0, 这是由于 d 较大时, 耗尽区没有进入纤芯模场中, 重叠因子为 0。图 3、图 4 表明, 在一般条件下的热及电场诱导, γ_{33} 可达 $0.2 \text{ pm/V} \sim 0.5 \text{ pm/V}$, 这与实验报道相当吻合^[5, 13]。图中也表明, 随着 d 的减小, 并适当控制诱导时间 t , 能有效提高电光系数 γ_{33} , 因而对于 D 型光纤的热及电场诱导, d 和诱导时间 t 存在一个最优化。

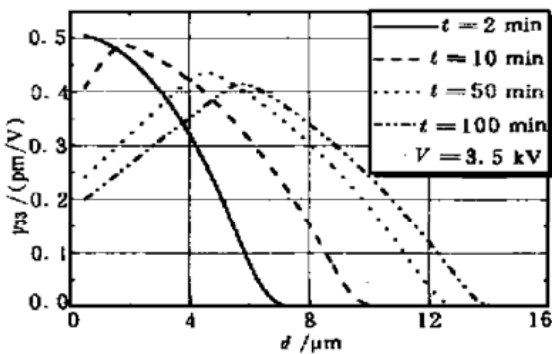


Fig. 4 Relationship forelectrooptic coefficient γ vs. distance d

图 5 表明, 电光系数 γ_{33} 与热及电场诱导的外加电压 V 近似平方根关系, 这也与实验结果相当一致^[13]。因此, 增加 V 能有效提高电光系数。

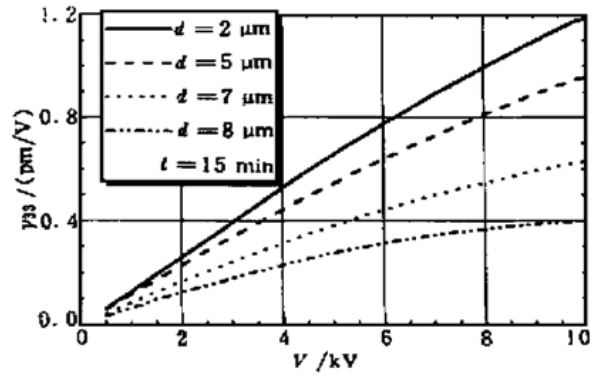


Fig. 5 Relationship for electrooptic coefficient γ vs. applied voltage V

图 6 表明, 在一般实验条件下 ($V \approx 3 \text{ kV} \sim 4 \text{ kV}$), $\gamma_{33} : \gamma_{13}$ 非常接近 3, 这与实验结果一致^[13-5], 该结果从理论上证明了多载流子模型及分子系统的单轴对称机理和光激励机理成立。

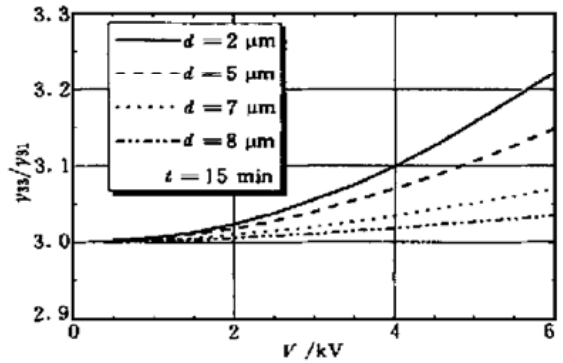


Fig. 6 Relationship for ratio of γ_{33}/γ_{31} vs. applied voltage V

结论 利用多载流子模型及分子系统的单轴对称和光激励机理, 理论计算了石英光纤经热及电场诱导后的电光系数 γ 与 D 型光纤的距离 d 、诱导时间 t 和外加电压 V 的关系。结果表明, 对于不同的距离 d , t 存在不同的最佳值; 尽量减小 d , 并适当控制时间 t 能有效提高电光系数 γ 值; γ 与 V 近似平方根关系; 在一般条件下, 石英光纤经热及电场诱导后, γ 约为 0.4 pm/V 。这些结果与实验相当一致。理论得出 γ_{33} 与 γ_{13} 之比非常接近 3, 证明了多载流子模型及单轴对称机理和光激励机理成立。

参 考 文 献

[1] Myers R A, Mukherjee N, Brueck S R J. Large second-order nonlinearity in poled fused silica. *Opt. Lett.*, 1991, **16**(22): 1732~ 1734
 [2] Kazansky P G, Dong L, Russell P S J. High second-order nonlinearities in poled silicate fiber. *Opt. Lett.*, 1994, **19** (10): 701~ 703
 [3] Fujiwara T, Wong D, Fleming S. Large electrooptic modulation

- in a thermally-poled germanosilicate fiber. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 1995, **7**(10): 1177~ 1179
- [4] Fujiwara T, Wang D, Zhao Y *et al.*. Electro-optic modulation in germanosilicate fiber with UV-exciting poling. *Electron. Lett.*, 1995, **31**(7): 573~ 575
- [5] Long X C, Brueck S R J. Large-signal phase retardation with a poled electrooptic fiber. *IEEE. Photon. Technol. Lett.*, 1997, **9**(6): 767~ 769
- [6] Pruneri V, Kazanky P G. Electric-field thermally poled optical fiber for quasi-phase-matched second-harmonic generation. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 1997, **9**(2): 185~ 187
- [7] Fujiwara T, Takahashi M, Ikushima A J. Decay behavior of second-order nonlinearity in GeO₂-SiO₂ glass poled with UV-irradiation. *Electron. Lett.*, 1997, **33**(11): 980~ 982
- [8] Alley T G, Brueck S R J. Visualization of the nonlinear optical space charge region of bulk thermally poled fused-silica glass. *Opt. Lett.*, 1998, **23**(15): 1170~ 1172
- [9] Alley T G, Brueck S R J, Myers R A. Space charge dynamics in thermally poled fused silica. *J. Non-Crystal Solids*, 1998, **242**(2/3): 165~ 181
- [10] Mizrahi V, Hibino Y, Stegeman G. Polarization study of photoinduced second-harmonic generation in glass optical fibers. *Opt. Commun.*, 1990, **78**(3/4): 283~ 288
- [11] 刘雪明, 张明德, 孙小菡等. 热及电场诱导的多载流子模型及分析. *光学学报*, 2000, **20**(9): 1160~ 1164
- [12] 刘雪明, 张明德, 孙小菡. 熔融石英的热及电场诱导机理. *物理学报*, 2000, **49**(3): 538~ 543
- [13] Long X C, Myers R A, Brueck S R J. A poled electrooptic fiber. *IEEE. Photon. Technol. Lett.*, 1996, **8**(2): 227~ 229
- [14] Burland D M, Walsh C A, Kajzar E *et al.*. Comparison of hyperpolarizabilities obtained with different experimental methods and theoretical techniques, *J. Opt. Soc. Am. (B)*, 1991, **8**(11): 2269~ 2281

Electrooptic Coefficient for the Silica Fiber after Thermal/ Electric Field Poling

Liu Xueming Zhang Mingde Sun Xiaohan

(Department of Electronic Engineering, Southeast University, Nanjing 210096)

(Received 6 September 1999; revised 5 January 2000)

Abstract: By using the multiple-carrier model and uniaxial symmetry and photoinduced mechanisms, the relationships of electrooptic coefficient γ with the distance d of D-fiber, poling time t and applied voltage V in the silica fiber after the thermal/electric-field poling (TEFP) are theoretically calculated. The results show that if d is short enough and poling time is suitable, the electrooptic coefficient can effectively be increased; the electrooptic coefficient is approximately proportional to the square-root of the applied dc voltage. The ratio of γ_{33}/γ_{13} approaches to 3. The theoretical results are well consistent with experimental reports.

Key words: silica fiber; thermal/electrical poling; depletion region; electrooptic coefficient