

熔融石英的热及电场诱导模型*

刘雪明 张明德 孙小菡

(东南大学电子工程系, 南京 210096)

(1999 年 5 月 4 日收到; 1999 年 7 月 16 日收到修改稿)

采用多载流子模型, 分析了熔融石英在空气中热及电场诱导的物理过程, 证明了耗尽区是由正带电层、电离层和负耗尽层组成. 前两者的空间电荷是 H_3O^+ , O^+ 和 Al^{3+} 等, 后者的空间电荷是 $=Si-O^-$. 电离层的强弱决定了耗尽区的热稳定性. 推导了耗尽区的离子浓度分布, 结果表明, 正、负空间电荷层近似均匀分布, 耗尽区的自建电场近似三角状分布, 它的最大值在石英样品内部. 采用该模型可证明, 二阶极化率和二次谐波的转换效率与诱导时所加外界电压分别成平方根和平方关系.

PACC: 7220; 4110

1 引 言

在现代技术中, 熔融石英的应用十分广泛. 由于它在红外波段(800—1700 nm)有非常低的损耗, 被用来制作光纤, 成为现代通信传输媒质的关键材料. 但由于熔融石英是中心对称材料, 通常不显示二次非线性效应. 然而, 在 80 年代发现经过强激光照射后的光纤不但显示有二次非线性效应, 而且二次谐波转换效率高达 5%^[1]. 1991 年, Myers 等人对块状商用熔融石英进行热及电场诱导(thermal/electric field poling), 在阳极表面附近产生的二阶电极化率 $\chi^{(2)}$ 达 1 pm/V ^[2], 它不仅在室温中相当稳定, 而且可以去诱导(depolarizing)和再诱导(repoling). 这种效应激起了人们的广泛兴趣, 它在光电子技术和光纤通信领域有广泛的应用前景, 如参量放大、参量振荡、频率转换、线性电光调制及光电开关等. 热及电场诱导熔融石英玻璃的一般过程是通过加热样品到 250—300 °C(典型值约为 280 °C), 在 1—3 mm 厚的样品两边加电压 3—5 kV(典型值为 5 kV), 并保持几到几十分钟, 然后慢慢降低温度, 冷却到室温后撤掉电压^[2—5]. 熔融石英玻璃通过热及电场诱导后, 在阳极表面附近约 4—20 μm 区域内, 其 $\chi^{(2)}$ 可达 0.5—1.4 pm/V , 电场强度约达 10^7 V/cm . 然而, 它的机理至今仍不完全清楚. 目前较好的解释是: 在较高温度和强电场作用下, 阳极表面附近产生耗尽

区, 并且强电场使得该区域分子的键得以重新取向, 冷却到室温并撤掉电场后, 该区域建立起了强的“冻结”(frozen in)静电场 E_{dc} . 在强静电场作用下, 经三阶电极化率 $\chi^{(3)}$ 建立有效的二阶电极化率 $\chi^{(2)}$ ($\chi^{(2)} = \chi^{(3)} E_{dc}$) 和/或通过电偶极子或键的取向建立 $\chi^{(2)}$ ^[2, 6]. 以前在理论分析耗尽区时, 一般假设只有一种可移动的载流子(如 H_3O^+ , Na^+ , Al^{3+} 等), 即单载流子模型, 耗尽区是均匀的正空间电荷分布, 该模型表明场强的最大值在阳极表面^[2]. 然而, 一些实验表明, 耗尽区是正、负空间电荷交替分布^[3, 4, 7], 它的最大电场在样品内部. 本文采用多载流子模型, 描述了空气中热及电场诱导的耗尽区的形成过程, 该区域由正带电层、电离层和负耗尽层三部分组成, 该分布较好地解释了耗尽区的热稳定性. 在完全耗尽近似下(假设整个耗尽区的载流子完全耗尽), 分析和计算了稳定状态下耗尽区空间电荷和电场的分布. 从该模型出发, 理论上提出了提高熔融石英二次非线性系数的方法.

2 耗尽区的形成

纯石英玻璃是由 SiO_2 四面体构成, 通过桥氧 BO(bridging oxygen)的强键构成非周期网格. 但处于一定温度下的固体, 必定有某些无序性, 熔融石英也无例外地存在缺陷. 当金属氧化物(如 Na_2O)或水分子介入时, 由于热涨落使得间隙原子跳跃, 形成带

* 江苏省自然科学基金(批准号: BK97012)资助的课题.

负电荷的非桥氧 (non-bridging oxygen, 简称 NBO, 如图 1 虚框所示) 和 $\equiv\text{Si}-\text{OH}$ 结构 (\equiv 代表 Si 原子与网格中三个 O 原子的键, 一代表 Si 原子与 O 原子的键, 如图 2 虚框所示). 在温度 T 的热平衡状态, 石英中的金属离子位于 NBO 附近, 它们与周围

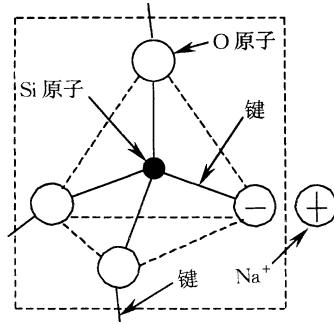


图 1 NBO 的结构图

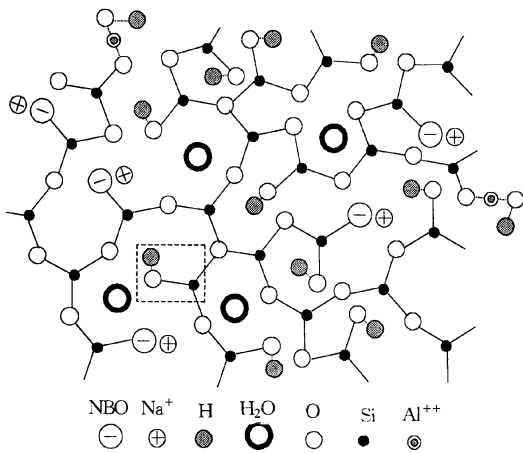
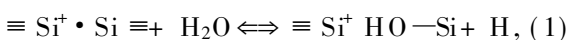


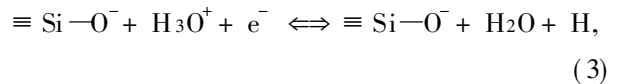
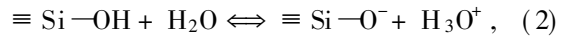
图 2 诱导前的石英网格平面示意图

环境一起, 形成最低能量状态偶极子^[8], 自由能 $F = E_s - TS$ (E_s 是内能, S 是热熵) 是最小值, 则 $(\partial F / \partial n)_T = 0$ (n 是样品中的空位数). 诱导前的石英网格平面示意图如图 2 所示. 一些研究认为, 二次非线性效应可能是由石英玻璃的缺陷 (如 SiE' , GeE' 缺陷^[6,9]), 和/或由一些杂质 (如 OH, Na, Al 等^[2,10-13]) 造成. 石英中水分子可以和羟基群 (hydroxyl groups) 形成稳定结构, 不受诱导的影响^[14]. E' 中心与水分子作用, 可产生亚稳态氢氧化物群 (metastable hydroxide groups) $\equiv\text{Si}-\text{OH}$, 即^[15]



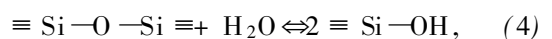
式中 $\equiv\text{Si}^\bullet + \text{Si} \equiv$ 代表 E' 中心. 在诱导过程中, $\equiv\text{Si}-$

OH 在强电场作用下, 经化学反应^[9]



产生 NBO 空穴中心 $\equiv\text{Si}-\text{O}^-$. 碱金属离子 (主要是 Na^+) 和 H_3O^+ 经热激励和电场作用, 能在网格中跳跃移动. 在多载流子模型中, 认为诱导过程是由多种离子共同参与, 它们主要是碱金属中的 Na^+ 和 H^+ (或 H_3O^+ , 因为 H^+ 与网格空隙中水分子作用形成 H_3O^+ , $\text{H}^+ + \text{H}_2\text{O} \rightleftharpoons \text{H}_3\text{O}^+$)^[16,17], 其中前者是快离子, 其迁移率约为 $10^{-10} - 7.5 \times 10^{-11} \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ ^[3,18]; 后者是慢离子, 其迁移率比 Na^+ 慢 3—4 个数量级^[3,19]. 在约 1 mm 厚的样品两边加 5 kV 电压, 并在耗尽区产生的电场强度约为 10^9 V/m , 那么漂移 5 μm 距离, 前者需 0.01—5 s, 后者需 10—5000 s. 在热及电场诱导中, 二次非线性效应表现为多时间标度 (multiple time scales)^[3,6], 在几十毫秒到几十秒内 (这是 Na^+ 移动几微米距离所需的时间), 二次非线性效应很弱, 表现为潜伏期. 之后的几十分钟内 (这是 H_3O^+ 移动几微米距离所需的时间), 二次非线性效应逐渐增强, 并达到稳定. 因此, 热及电场诱导过程必须采用多载流子模型.

耗尽区的形成可如下描述: 在室温下, 石英中的杂质离子或原子几乎被限定在特定的范围内振动. 当温度接近 300 $^\circ\text{C}$ 的热激励时, 由于涨落, 较多的 Na^+ 获得大于热垒的能量 (其涨落概率与温度成指数关系), 跃过热垒, 跳到邻近空位, 在 SiO_2 网格中跳跃移动. 当再在样品两边加强电场, 这些 Na^+ 在电场作用下 (在诱导的初期, 网格中没有 H^+ 或 H_3O^+), 向负极漂移, 并与电子中和 (如图 3(a) 所示), 在阳极表面附近的极薄区域内建立很强的电场 (假设所有的 Na^+ 耗尽, 自建电场约达 10^9 V/m). 在强电场下, $\equiv\text{Si}-\text{OH}$ 与 H_2O 化学反应产生 H_3O^+ [(2) 式], 由于热涨落, 一部分 H_3O^+ 也向负极漂移 [图 3(b)], H_3O^+ 和 Na^+ 漂移走后, 留下负空间电荷 $\equiv\text{Si}-\text{O}^-$ ^[8,9], 这样阳极表面附近形成了负耗尽层. 随着诱导的继续, H_3O^+ 继续向负极漂移, 于是负耗尽层慢慢向样品内部漂移. 与此同时, 经热涨落, 从空气扩散到石英玻璃中的水分子与 SiO_2 网格相互作用, 通过结构弛豫产生的 OH^[20,21], 即



OH 在阳极表面的强电场作用下, 经化学反应 [(2)

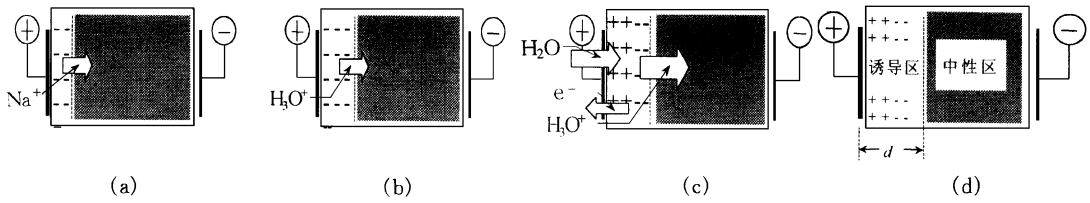


图 3 多载离子模型的耗尽区形成过程示意图. (a) 是最初几十微秒到几秒, (b) 是几秒到几十秒中, (c) 是几秒之后, (d) 是几十分钟后, 达到稳定状态

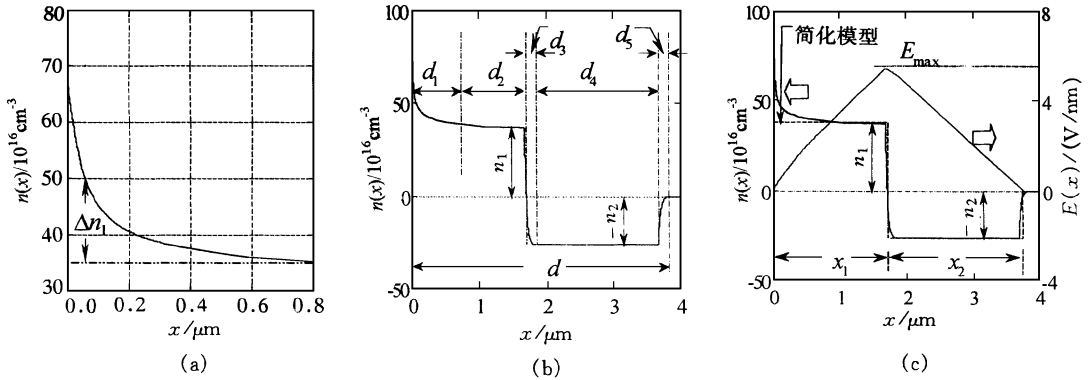


图 4 耗尽区中离子浓度 $n(x)$ 和电场分布 $E(x)$ 与深度 x 的关系图 假设 $n_1 = 35 \times 10^{16} \text{cm}^{-3}$, $N_0 = 6n_{Na}$, $n_{Na} = 6 \times 10^{16} \text{cm}^{-3}$, $n_2 = 25 \times 10^{16} \text{cm}^{-3}$, 于是 $x_1 = 1.6 \mu\text{m}$, $x_2 = 2.2 \mu\text{m}$. (a) 是 d_1 部分的离子浓度分布, (b) 是整个耗尽区的离子浓度分布, (c) 是离子浓度和电场分布以及简化的离子浓度分布

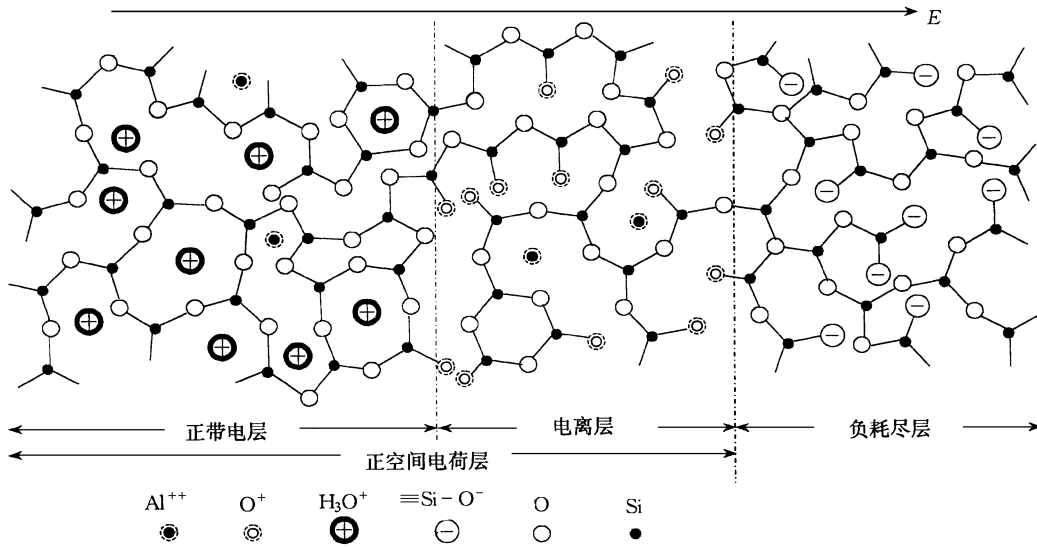


图 5 诱导后耗尽区的石英网格平面结构示意图

式]产生 H_3O^+ [14], 于是 H_3O^+ 在阳极表面附近形成正带电层. 同时, 在较高温度和强电场作用下, 阳极表面附近的石英发生电离(可能是 O 原子和杂质电离, 如 Cl, Al), 电离产生的电子将流进阳极. 由于耗

尽区的最大电场在正、负空间电荷层之间[图 4 (c)], 因而, 此处电离最大. 于是, 在正、负空间电荷层之间也建立电离层, 在正带电层也有电离, 但该层电场较弱(图 5), 电离也较弱. 这就较好地解释了实

验中的多时间标度. 这种耗尽区的结构可以类比于 pn 结, 但 H_3O^+ 和 Na^+ 离子的行为相当于 pn 结中的电子(因为它们是真真正正的载流子). 诱导后耗尽区内石英网络的平面结构如图 5 所示. 耗尽区的热稳定性可如下解释, 一方面是由于诱导后, 石英网络中的大量空位(诱导后的空位数远大于诱导前)“冻结”了下来. 原子或离子与邻近空位的跳跃率 ν 是固体振动频率 ν_0 (或德拜频率)与统计涨落概率的乘积^[22], 即

$$\nu = \nu_0 \exp\left[-\frac{\Delta G_m}{kT}\right], \quad (5)$$

式中 ΔG_m 是势垒, T 是温度(K), k 是玻耳兹曼常数. 空位的跳跃率随温度下降很快地降低, 以致在较低温度, 空位几乎不能移动, 于是在室温下, 正空间电荷区存在 H_3O^+ . 另一方面, 由于整个耗尽区的电场是从正空间电荷区指向负空间电荷层, 由 Fick 第一定律^[22]

$$J = -D \frac{\partial C}{\partial x} + CMF_e, \quad (6)$$

式中 J 是扩散通量, D 是扩散系数, C 是空位浓度, $\partial C/\partial x$ 是空位浓度的梯度, M 是离子的迁移率, F_e ($=eEC$) 是电场力, e 是单位电荷大小, E 是耗尽区自建电场. 若 $CMF_e \approx D\partial C/\partial x$, 则 $J=0$. 因而, 电场阻止了中性区(neutral region, 如图 3(d) 所示)的 Na^+ 和 H_3O^+ 向负耗尽层扩散. 在正、负空间电荷层之间, 电离层的库仑力的作用, 阻止了正带电层的 H_3O^+ 向负耗尽层扩散, 从而使得整个耗尽区保持较稳定状态. 在诱导时, 如果温度小于某一值, 虽然加了强电场, 但在耗尽区不能产生电离或电离很少, 因而在正、负空间电荷层之间没有电离层或电离层太薄, 阻止不了正带电层的 H_3O^+ 向负耗尽层扩散, 就不能形成稳定的耗尽区. 这就是当低于某一诱导温度时, 没有明显诱导出二次非线性效应的原因. 实验证明, 耗尽区存在正、负空间电荷^[3,4].

3 耗尽区的离子浓度与电场分布

在诱导过程中的强电场作用下, 介入石英网络的水分子与 SiO_2 相互作用, 产生 H_3O^+ 离子, 以及样品经强场强电离后留下的正空间电荷, 它们的总离子浓度应遵循连续方程

$$\frac{\partial \Delta n}{\partial t} = -\frac{1}{e} \frac{\partial}{\partial x} [j(x)], \quad (7)$$

式中 Δn 是注入正空间电荷区(包括正带电层和电

离层)的 H_3O^+ 和该区域经离子化后留下正空间电荷的净增加离子浓度. $j(x)$ 是电流密度, 即

$$j(x) = e\mu E(x)\Delta n - eD \frac{\partial \Delta n}{\partial x}, \quad (8)$$

式中 μ 是离子的迁移率, $E(x)$ 是耗尽区中的电场强度, D ($=kT/e$, 该式称为爱因斯坦方程)是扩散系数, x 是耗尽区的深度, 如图 4 所示. 由泊松方程, 可得

$$\frac{\partial E(x)}{\partial x} = \frac{e(n_1 + \Delta n)}{\epsilon}. \quad (9)$$

由(7), (8)和(9)式, 可得

$$\begin{aligned} \frac{\partial \Delta n}{\partial t} - D \frac{\partial^2 \Delta n}{\partial x^2} + \mu E(x) \frac{\partial \Delta n}{\partial x} \\ + \frac{\mu e}{\epsilon} (n_1 + \Delta n) \Delta n = 0. \end{aligned} \quad (10)$$

当诱导达到稳定状态后, 则 $\partial \Delta n/\partial t = 0$. 由边界条件, 当 $x=0$ 时, $\Delta n = N_0$; 当 $x \rightarrow \infty$ 时, $\Delta n \rightarrow 0$. 于是计算耗尽区中 d_1 部分的离子浓度的定解方程为

$$\begin{aligned} -\frac{kT}{e} \frac{\partial^2 \Delta n_1}{\partial x^2} + E(x) \frac{\partial \Delta n_1}{\partial x} \\ + \frac{e}{\epsilon} (n_1 + \Delta n_1) \Delta n_1 = 0, \end{aligned} \quad (11)$$

$$\frac{\partial E(x)}{\partial x} = \frac{e(n_1 + \Delta n_1)}{\epsilon},$$

$$\Delta n_1|_{x=0} = N_0, \quad \Delta n_1|_{x \rightarrow \infty} = 0.$$

经数值计算, Δn_1 分布如图 4(a) 所示. 在数值计算中, 假设 $N_0 = 6n_{\text{Na}}$ ^[3,23], Na^+ 离子浓度为 10^{-6} mol%, 即 $n_{\text{Na}} \approx 6 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, $n_1 = 35 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, $T = 550 \text{ K}$, $\epsilon = 3.8 \epsilon_0$. 一些实验表明^[3,4], 在阳极表面附近的正空间电荷层下面, 还存在负空间电荷层. 从正空间电荷分布变为负空间电荷分布, 很显然是由于负电荷的作用, 因而电流密度为

$$j(x) = e\mu E(x)\Delta n + eD \frac{\partial \Delta n}{\partial x}. \quad (12)$$

当正、负空间电荷层之间达到稳定状态时, 设 $j(x) = J_0$, 由(12)式及爱因斯坦方程, 得

$$kT \frac{\partial (n_{12} - \Delta n_3)}{\partial x} + eE(x)(n_{12} - \Delta n_3) = \frac{J_0}{\mu},$$

$$\Delta n_3|_{x=d_1+d_2} = 0, \quad (13)$$

式中 $n_{12} = n_1 - (-n_2) = n_1 + n_2$ 是正空间电荷层与负空间电荷层的离子浓度差, Δn_3 是正空间电荷层的离子浓度的减少量. 由于正、负空间电荷层之间很薄, 可假设 $E(x)$ 为常量($=E_0$), 并且由于 $n_{12} \gg J_0/(\mu E_0)$ (假设 $n_{12} \approx 60 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, $J_0 \approx 10^{-6}$

A/cm^2 , $\mu = 10^{-10} \text{cm}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$, $E_0 \sim 10^9 \text{V/m}^{[3,24]}$, 于是(13)式的解为

$$n_{12} - \Delta n_3 = n_{12} \exp\left[-\frac{eE_0}{kT}(x - d_1 - d_2)\right] \quad (14)$$

$(x > d_1 + d_2).$

它的曲线分布如图 4(b)中 d_3 区域所示. 对于 d_5 区域, 即负空间电荷层与中性区之间的离子浓度分布的计算类似 d_3 区域. 类似于 Δn_3 的推导过程得 d_5 区域的离子浓度分布为

$$n_2 - \Delta n_5 = n_2 \exp\left[-\frac{eE_1}{kT}(x - d_1 - d_2 - d_3 - d_4)\right] \quad (15)$$

$(x > d_1 + d_2 + d_3 + d_4),$

式中 Δn_5 是 d_5 区域离子浓度的增加量, E_1 是 d_5 区域的平均场强. 实验表明^[23, 25], 在耗尽区内部的离子浓度近似为定值, 因此对于 d_2, d_4 区域, 采用完全耗尽近似, 即在稳定状态下, 载流子全部耗尽. 这样, 就推导出整个耗尽区的离子浓度分布(如图 4 所示), 它类似于 PN 结耗尽区, 并与实验结果相一致^[23]. 再由泊松方程得耗尽区中的电势为

$$V(x) = V_0 + \int_0^x E(x') dx', \quad (16)$$

式中 V_0 是 $x = 0$ 时的边界电压, 即加在熔融石英两边的电压. 由图 4(b)可知, 正、负空间电荷层的离子浓度近似均匀分布, 于是可简化为图 4(c)的均匀分布处理(虚线所示). 由边界条件

$$E|_{x=0} = E|_{x=d} = 0,$$

$$V|_{x=0} = V_0 \quad \text{和} \quad V|_{x=d} = 0, \quad (17)$$

空气中诱导的耗尽区应满足以下表达式^[24]:

$$n_1 x_1 - n_2 x_2 = 0, \quad (18a)$$

$$n_1 x_1^2 + 2n_1 x_1 x_2 - n_2 x_2^2 = 2V_0 \mathcal{E}/e, \quad (18b)$$

$$n_1 x_1 = E_{\max} \mathcal{E}/e, \quad (18c)$$

E_{\max} 是耗尽区的最大电场, 如图 4(c)所示. 从该模型出发, 文献[24]表明, $x^{(2)} \propto \sqrt{V_0}$, 二次谐波的转换效率 $\eta \propto V_0^2$. $x^{(2)}$ 随 n_2 近似线性增加. 因而, 增加诱导时的外界电压 V_0 能明显地提高二次非线性系数; 选择杂质(特别是 OH、Na)浓度大的熔融石英玻璃诱导, 能有效增大 n_2 值, 也提高了二次非线性系数, 这与实验结果一致^[10, 12].

4 结 论

本文采用多载流子模型, 详细地分析了在空气中热及电场诱导的物理过程, 得出诱导后的耗尽区

由正带电层、电离层和负耗尽层三部分组成. 正空间电荷区(包括正带电层和电离层)是由 H_3O^+ 、电离的 O^+ 和杂质离子(如 Al^{3+})等组成, 负空间电荷区是 Na^+ 和 H_3O^+ 漂移走后留下的 $\equiv\text{Si}-\text{O}^-$. 电离层的强弱是耗尽区热稳定的主要因素. 整个耗尽区的结构类似于 PN 结. 推导和计算了稳定状态的耗尽区的离子分布, 结果表明, 耗尽区是由正、负空间电荷交替分布, 并且它们的离子浓度近似均匀分布. 数值结果表明, 电场分布近似三角形状, 峰值电场在耗尽区内部, 这些结果与实验一致^[23]. 该模型从理论上证明了二阶极化率和二次谐波的转换效率分别与诱导时所加的外界电压成平方根和平方关系.

- [1] U. Österberg, W. Margulis, *Opt. Lett.*, **12**(1987), 57.
- [2] R. A. Myers, N. Mukherjee, S. R. J. Brueck, *Opt. Lett.*, **16**(1991), 1732.
- [3] T. G. Alley, S. R. J. Brueck, *Opt. Lett.*, **23**(1998), 1170.
- [4] P. G. Kazansky, A. R. Smith, P. S. J. Russell *et al.*, *Appl. Phys. Lett.*, **68**(1996), 269.
- [5] H. Takebe, P. G. Kazansky, P. S. J. Russell *et al.*, *Opt. Lett.*, **21**(1996), 468.
- [6] N. Mukherjee, R. A. Myers, S. R. J. Brueck, *J. Opt. Soc. Am.*, **B11**(1994), 665.
- [7] B. Lesche, F. C. Garcia, E. N. Hering *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **78**(1997), 2172.
- [8] K. Kahnt, *J. Non Cryst. Solids*, **203**(1996), 225.
- [9] L. J. Henry, *Opt. Lett.*, **20**(1995), 1592.
- [10] H. Nasu, H. Okamoto, K. Kurachi *et al.*, *J. Opt. Soc. Am.*, **B12**(1995), 644.
- [11] N. Wada, K. Moynaga, H. Takebe *et al.*, in *Bragg Gratings, Photosensitivity and Poling in Glass Fibers and Waveguides: Applications and Fundamentals*. Vol. 17 of 1997 OSA Technical Digest Series (Optical Society of American, Washington, D. C., 1997), p. 296.
- [12] H. Nasu, H. Okamoto, A. Mito *et al.*, *Jpn. J. Appl. Phys.*, **32**(1993), L406.
- [13] A. C. Liu, D. Purear, M. J. F. Digonnet *et al.*, in *Bragg Gratings, Photosensitivity and Poling in Glass Fibers and Waveguides: Applications and Fundamentals*. Vol. 17 of 1997 OSA Technical Digest Series (Optical Society of American, Washington, D. C., 1997), p. 302.
- [14] L. J. Henry, A. D. Devibiss, T. E. Tsai, *J. Opt. Soc. Am.*, **B12**(1995), 2037.
- [15] R. A. B. Devine, C. Fiori, *J. Appl. Phys.*, **58**(1985), 3368.
- [16] F. M. Ernsberger, *Phys. Chem. Glasses*, **21**(1980), 146.
- [17] H. A. Schaeffer, J. Mecha, J. Steinmann, *J. Am. Ceram. Soc.*, **62**(1979), 343.
- [18] R. A. Myers, Ph. D. Thesis, University of New Mexico (New Mexico, 1995).

- [19] G. Hetherington, K. H. Jack, M. W. Ramsay, *Phys. Chem. Glasses*, **6** (1965), 6. (Macmillan College Publishing Company Inc., Macmillan, 1992), pp. 54, 59—61.
- [20] W. Olthuis, P. Bergveld, *IEEE Trans. Electr. Insul.*, **27** (1992), 691. [23] T. G. Alley, S. R. J. Brueck, R. A. Myers, *J. Non-Cryst. Solids*, **242** (1998), 165.
- [21] H. Wakabayashi, M. Tomozawa, *J. Am. Ceram. Soc.*, **72** (1989), 1850. [24] 刘雪明、张明德、孙小菡等, 光学学报, 待发表 [Lin Xue ming, Zhang Ming-de, Sun Xiao-han *et al.*, *Acta Optica Sinica*, to be published (in Chinese)].
- [22] K. N. Tu, J. W. Mayer, L. C. Feldman, *Electronic Thin Film Science: for Electrical Engineering & Material Scientists* [25] W. Margulis, F. Laurell, *Opt. Lett.*, **21** (1996), 1786.

MODEL FOR THERMAL/ ELECTRIC FIELD POLING OF FUSED SILICA *

LIU XUEMING ZHANG MING-DE SUN XIAO-HAN

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

(Received 4 May 1999; revised manuscript received 16 July 1999)

ABSTRACT

Using the multiple carrier model, the process for thermal/ electric field poling in the fused silica is analyzed. The depletion region is proved to be composed of a positive charged layer, an ionosphere layer and a negative depletion layer. The space charges in two former layers are H_3O^+ , O^+ , Al^{3+} and others, and the space charge in the latter is $\equiv Si-O^-$. The thermal stability of the depletion region is determined by the strength of the ionosphere. In addition, the ion density distribution in the depletion region is derived. The results show that both the positive and the negative space charge layers are approximately well distributed, and the self-built electric field in the depletion layer is approximately distributed in triangle form, the maximum of which is located inside the sample. This model proves that the second order susceptibility and the conversion efficiency of the second harmonic are proportional to the square root and square of the applied dc voltage, respectively.

PACC: 7220; 4110

* Project supported by the National Science Foundation of Jiangsu Province of China (Grant No. BK97012).