

掺 Er^{3+} 光纤的 γ 射线辐射特性

胡恺生 李宗祥 宁 鼎

机械电子工业部电子材料研究所, 天津 300220

李 浩 周建平 刘为民

天津技术物理研究所, 天津 300192

1991 年 6 月 25 日收到

本文研究掺 Er^{3+} 光纤的 γ 射线辐射特性, 发现在 800 到 1600nm 之间损耗都有显著的增加, 有的增加 800 倍之多. 光纤的 γ 射线辐照损耗特性具有 β 射线辐照类似的规律性. 用 γ 射线的康普顿效应半定量地解释了这种类似性. 对 γ 射线辐照损耗进行紫外线 UV 漂白, 表明比热退火有更好的效果, 能使损耗恢复 50%. 指出选用原子序数小的元素作光纤掺杂剂会更有利于光纤抗辐照性能的提高.

PACC: 4281C; 6180; 6180E

一、引 言

许多人都研究过常规光纤在 γ 射线辐照下的特性^[1-3], 表明光纤辐照引起的附加损耗与光纤的许多参数(光纤组分、化学比、OH 根、掺杂种类与含量)以及辐照历史等都有关系. 掺杂稀土有源光纤近年来受到普遍重视, 但目前尚未见到有关 γ 射线辐照特性的研究. 文献[4]曾用 β 射线辐照这种光纤, 发现损耗增加非常显著, 而且温度退火效果不明显^[4]. γ 射线辐照这种光纤会怎样呢? 产生的附加损耗能否用紫外漂白掉呢? 这都是值得研究的问题.

二、实 验 结 果

预先用 FOA-2000 自动光纤参数测量仪测量掺 Er^{3+} 单模光纤的参数, 然后在 ^{60}Co γ 射线辐照下, 使辐照剂量达到 22Mrad, 再测其参数. 图 1 是辐照前后光纤损耗谱的变化. 辐照后损耗比辐照前在 Er^{3+} 的 800, 980 和 1560nm 三个吸收峰处损耗分别增加 61, 2.8 和 3.1 倍; 在 OH 吸收峰 1380nm 增加 4.9 倍; 在 840nm 处增加 800 倍之多. 为了得出规律, 将辐照前后损耗对光子能量作图见图 2, 可见辐照前损耗与光子能量之间看不出遵从什么规律, 辐照后这种关系呈现出明显的规律性. 净增损耗 ΔL_r (辐照后损耗 L_r 减辐照前损耗 L_0) 是由一条近乎水平线 (在 0.75—1.00eV 范围内) 和一条斜线 (在 1.00—1.55eV 内) 组成. 此外, 还有 Er^{3+} 的 980nm ($\approx 1.25\text{eV}$) 这个吸收峰存在. 分析表明, 斜线部分 ΔL_{uv} 遵守正指数律, 是由电子紫外吸收引起, 它可表示为

$$\Delta L_{\text{UV}} = 32 \exp[6.03(E - 0.75)], \quad (1)$$

水平线这段实际是位移原子引起红外吸收的负指数 ΔL_{IR} 部分与(1)式迭加的结果, ΔL_{IR} 表达式为

$$\Delta L_{\text{IR}} = 117 \exp[-5.3(E - 0.75)], \quad (2)$$

式中 E 的单位为 eV 。两式中都有 $E_0 = 0.75 \text{ eV}$ 这个能量阈值, 这与文献中常规光纤红外和紫外吸收的交点在 $0.75-0.82 \text{ eV}$ 数值相符^[5,6]。

这种光纤也进行过能量 1.5 MeV , 积分剂量

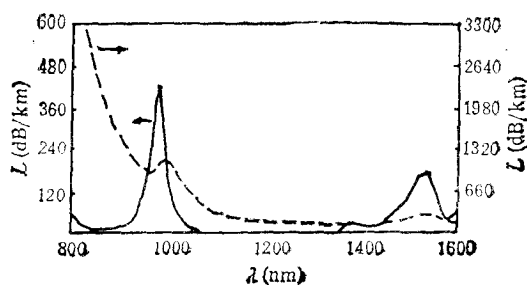


图 1 辐照前后光纤损耗谱

——为辐照前(箭头表示用左标尺);
----为辐照后(箭头表示用右标尺)

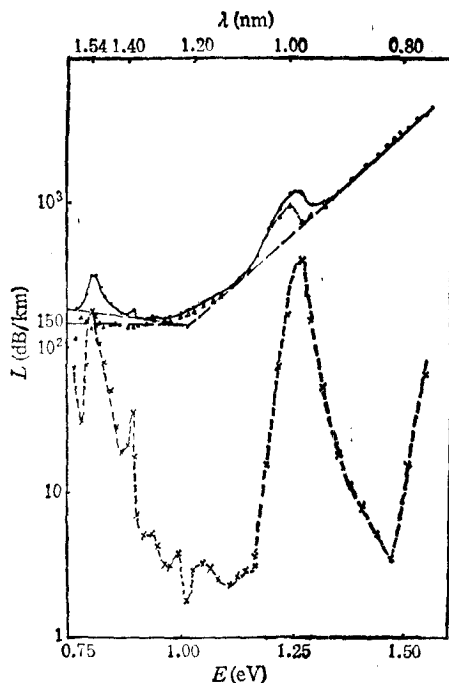


图 2 辐照前后光纤损耗 L 与光子能量 E 之关系

——为圆点表示辐照后损耗和三角表示辐照后净增损耗; --- 为辐照前损耗

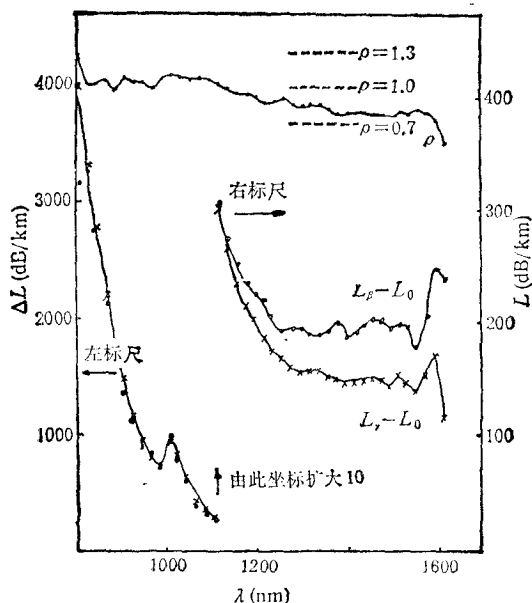


图 3 γ 射线与 β 射线辐照光纤损耗的对比
顶端表示 ρ 的插图

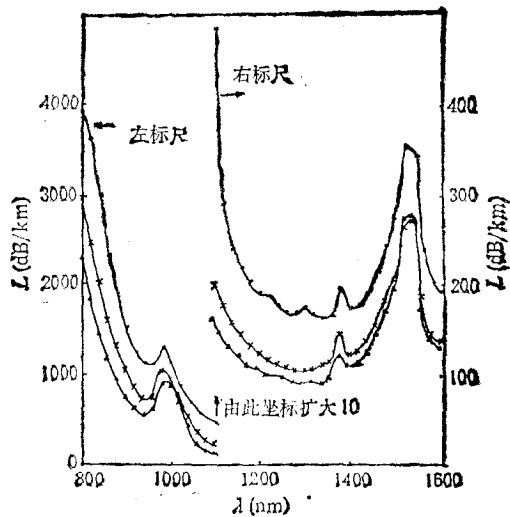


图 4 γ 射线辐照光纤损耗的 UV 漂白效应
● 为辐照后损耗; × 和 △ 分别为经 UV 漂白 4h 和 43h 后损耗

为 $5.7 \times 10^{14} \text{ electron} \cdot \text{cm}^{-2}$ 的 β 射线辐照^[4]。将 β 射线辐照后净增损耗 $\Delta L_\beta = L_\beta - L_0$ 与 γ 射线辐照后净增损耗 ΔL_γ 同绘于图 3 中, 并将两者的比值 $\rho = \Delta L_\gamma / \Delta L_\beta$ 画于图 3 顶端。可以看出, 在 $\lambda < 1100 \text{ nm}$, ρ 值在 1.0 左右; 当 $\lambda > 1300 \text{ nm}$ ρ 约为 0.8; 在 $1100-1300 \text{ nm}$ 间 ρ 在 1.0—0.8 之间变化。

β 射线辐照光纤引起的损耗在 120°C 下退火恢复不明显, 有的波长吸收反而增加^[4]。紫外灯谱线丰富, 光子能量大, 用它来对光纤“漂白”, 应该容易恢复。实验结果如图 4 所示。在 UV 漂白下, 开始漂白 4h 恢复非常明显, 接着漂白到 43h 变化不太大。将 UV 漂白前后的净增损耗 ΔL 对光子能量作图见图 5。从图 5 可以看出, 漂白后指数规律未变, 除 Er^{3+} 的 1.25 eV 吸收峰漂白效果不太明显外, 其他各处损耗下降约 50%, 再延长时

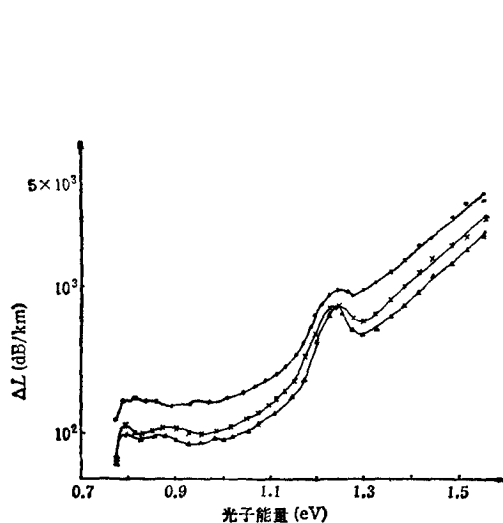


图 5 γ 射线辐照后(●)、UV 漂白 4h(×)和 43h (▲)损耗与光子能量的关系

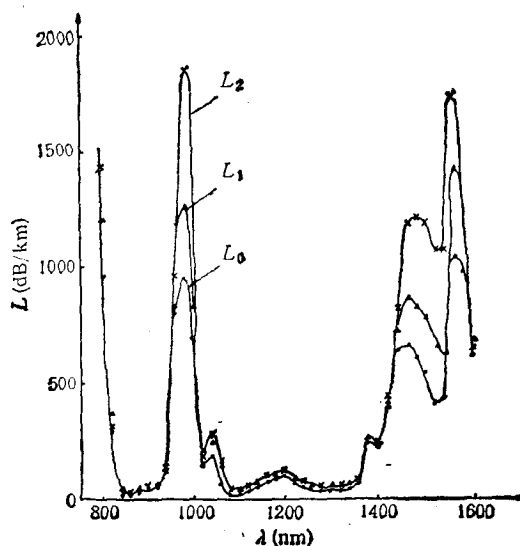


图 6 UV 辐照前后光纤损耗的变化 L_0 和 L_1 分别为 UV 辐照前和辐照 24h 后的损耗; L_2 是接着再在室温存放 60d 后的损耗

间其效果并不明显。据知 UV 辐照不仅有漂白作用, 而且也能产生 E' 中心^[7], 会引起附加损耗。是否这两种效应达到动平衡而不能进一步漂白呢? 为弄清楚这点, 对另一根未经 UV 辐照的掺 Zr^{3+} 光纤测量损耗谱(图 6 中曲线 L_0)后, 直接进行 UV (功率密度 $1-2 \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$)辐照, 再测的损耗谱如曲线 L_1 所示。特别有意义的是, 辐照 24h 后, 仅在 Er^{3+} 几个吸收峰 800, 980, 1480 和 1560 nm 处损耗显著增加, 分别增加了 251, 307, 216 和 380 dB/km , 而其它各处(包括 OH 吸收峰)损耗几乎不变。然后将该光纤室温存放 60d 再测损耗谱, 如曲线 L_2 所示。发现经 UV 辐照后即使在室温下贮存, Er^{3+} 这几个吸收峰损耗还会继续增长。图 7 是相应的净增损耗谱。可见, 对应于上述几个波长在 UV 辐照并存放 60d 后的净增损耗分别增加了 472, 891, 592 和 689 dB/km , 其中 980 和 1480 nm 两个波长的净增损耗几乎比原值 L_0 增加了一倍。这种光纤未经 UV 辐照室温存放 44d, 损耗还比较稳定, Er^{3+} 几个吸收峰损耗变化不大, 约增加 10%。有关这个现象的分析, 另文讨论。

除 Er^{3+} 吸收峰外, UV 辐照对其它波长的损耗几乎受不影响的事实表明, UV 不能对 γ 射线辐照光纤进一步漂白, 不是由于 UV 漂白与新产生 E' 中心吸收达到动态平衡的结果, 而可能是一些位于更深能量位置的电子和原子在 UV 光能量 (最大 4.89eV) 作用下尚不能逸出而恢复原位。

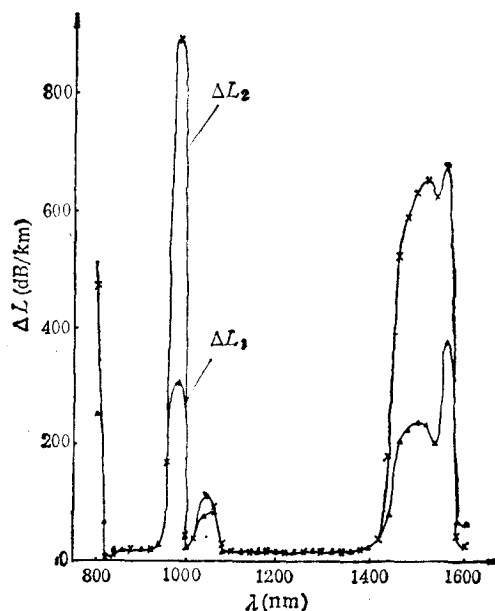


图7 UV 辐照后的净增损耗 ΔL_1 和 ΔL_2 分别为 UV 辐照 24h 后和再放 60d 后的净增损耗

三、结果分析

1. γ 射线辐照机理

由图 3 可见, β 射线辐照与 γ 射线辐照的净增损耗的比值 ρ 在长波长区 ($>1300\text{nm}$) 约 0.80, 在短波长区 ($<1000\text{nm}$) 约 1.0。这表明两种截然不同的粒子对光纤损耗带来基本相同的效果。从粗略分析能大致解释这个现象。实验中使用的 β 射线辐照能量 $E_\beta = 1.5\text{MeV}$, 剂量 $N_\beta = 5 \times 10^{14} \text{electron} \cdot \text{cm}^{-2}$ ($\approx 1.7 \times 10^7 \text{rad}$)^[3]; 而光子辐照平均能量 $E_\gamma = 1.25\text{MeV}$, 剂量 $N_\gamma = 2.2 \times 10^7 \text{rad}$, 于是

$$E_\beta N_\beta = 2.55 \text{MeV} \cdot \text{rad}, \quad (3)$$

$$E_\gamma N_\gamma = 2.75 \text{MeV} \cdot \text{rad}. \quad (4)$$

它们的比值 ρ' 为

$$\rho' = 1.08. \quad (5)$$

这与 ρ 值很接近。

为进一步了解 γ 射线辐照与 β 射线辐照的联系, 需细致分析前者的作用机理。众所周知, 能量在 0.06—10MeV 范围内的 γ 射线辐照主要引起康普顿效应, 即 γ 射线被电子散射, 部分能量转移给反冲电子^[3]。获得高能量的反冲电子自然与 β 射线具有相同的性

质^[9],对光纤有同样的作用。以下分析计算在 γ 射线作用下,反冲电子获得的平均能量和数量。

1) 反冲电子获得的平均能量 根据康普顿原理,与入射光成 θ 角的散射光子的能量 $h\nu_\theta$ 和反冲电子所获得的能量 E_k 分别为^[10]

$$h\nu_\theta = \frac{h\nu_0}{1 + a(1 - \cos\theta)}, \quad (6)$$

$$E_k = \frac{h\nu_0 a(1 - \cos\theta)}{1 + a(1 - \cos\theta)}, \quad (7)$$

式中 $a = h\nu_0/m_e c^2$, m_e 为电子静止质量,对平均能量 $h\nu_0 = 1.25\text{MeV}$ 的入射光子, $a = 2.45$ 。

被散射的光子空间分布是不均匀的,传递给反冲电子的能量都不一样,要求出反冲电子获得的平均能量,应预先找到散射光的空间分布概率 P_θ ,它的表达式为^[11]

$$P_\theta = \frac{3}{8} \frac{(1 + 2a)[1 + \cos^2\theta + 2a(1 + a)(1 - \cos^2\theta)^2] \sin\theta}{[1 + a(1 - \cos\theta)]^4}. \quad (8)$$

散射光的平均能量为

$$\begin{aligned} h\bar{\nu} &= \int_0^\pi h\nu_\theta P_\theta d\theta \\ &= \frac{3h\nu_0}{8} \int_0^\pi \frac{(1 + 2a)[1 + \cos^2\theta + 2a(1 + a)(1 - \cos^2\theta)^2]}{[1 + a(1 - \cos\theta)]^4} d(1 - \cos\theta) \\ &= \frac{1 + a}{1 + 2a} h\nu_0. \end{aligned} \quad (9)$$

反冲电子获得的平均能量为

$$\bar{E}_k = h(\nu_0 - \bar{\nu}) = \frac{a}{1 + 2a} h\nu_0. \quad (10)$$

代入 a 和 $h\nu_0$ 值得出

$$\bar{E}_k = 0.52\text{MeV}. \quad (11)$$

2) 反冲电子数和通量 22Mrad的 γ 射线辐照剂量相当于 $N_p = 4.84 \times 10^{16}$ Photon $\cdot\text{cm}^{-2}$ 的光子通量^[8]。克莱恩曾导出任何能量光子的康普顿散射的有效截面为^[12]

$$\begin{aligned} \sigma &= \frac{2\pi e^4}{m_e^2 c^4} \left\{ \frac{1 + a}{a^2} \left[\frac{2(1 + a)}{1 + 2a} - \frac{1}{a} \ln(1 + 2a) \right] \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{2a} \ln(1 + 2a) - \frac{1 + 3a}{(1 + 2a)^2} \right\}. \end{aligned} \quad (12)$$

代入 a 等值得出

$$\sigma = 1.9 \times 10^{-25} \text{cm}^2. \quad (13)$$

由此求出电子有效散射半径 $r_e = 2.5 \times 10^{-13} \text{cm}$, 这与电子经典半径 $2.8 \times 10^{-13} \text{cm}$ 很相近。

由于 γ 射线穿透力很强,光纤又很细(连包皮在内直径 $2R = 125\mu\text{m}$),光纤中所有 SiO_2 中的电子都能以同等概率参与 γ 光子的散射,即散射正比于原子序数 Z_e ^[10]。单位光纤长度内的电子数为

$$n = \pi R^2 Z \left(\frac{N_A d}{M} \right), \quad (14)$$

式中 Z 为 SiO_2 中 Si 和两个 O 原子序数之和, N_A 为阿伏加德罗常数, d 和 M 分别为 SiO_2 的密度和分子量. 代入各值得出

$$n = 9.8 \times 10^{19}. \quad (15)$$

γ 射线辐照产生的反冲电子数为

$$n_r = n \sigma N_p = 9.0 \times 10^{11}. \quad (16)$$

这些反冲电子照射到单位长度光纤芯部侧面积 $2\pi r$ 的电子通量 N_e 为

$$N_e = \frac{n_r}{2\pi r} = 4.1 \times 10^{14} \text{cm}^{-2}, \quad (17)$$

式中光纤芯半径 $r = 3.5 \mu\text{m}$.

3) 原子获得的平均能量与位移概率 反冲电子与 SiO_2 中原子碰撞时, 原子获得的平均能量为^[4]

$$E_s = 2KZ^2 E_m N_e \ln \frac{E_m}{E_d}, \quad (18)$$

$$E_m = \frac{560.8}{A} \left(\frac{\bar{E}_k}{0.511} + 2 \right) \frac{\bar{E}_k}{0.511}, \quad (19)$$

式中 $K = 2\pi \left(\frac{e^2}{2m_e c^2} \right)^2 \left(\frac{1 - \beta^2}{\beta^4} \right)$, E_d 原子位移的阈值能. 在 $\bar{E}_k = 0.52 \text{MeV}$ 下, $\beta = 0.87$, $K = 5.6 \times 10^{-26} \text{cm}^2$.

对 Si 原子 $Z_s = 14$, $E_m = 61.5 \text{eV}$, $E_d(\text{Si}) = 34 \text{eV}$, 该原子获得平均能量 $E_s(\text{Si})$ 为

$$E_s(\text{Si}) = 3.3 \times 10^{-7} \text{eV}. \quad (20)$$

对 O 原子 $Z_s = 8$, $E_m = 107 \text{eV}$, $E_d(\text{O}) = 17 \text{eV}$, 它获得平均能量为

$$E_s(\text{O}) = 5.8 \times 10^{-7} \text{eV}. \quad (21)$$

由此 Si 和 O 原子位移概率分别为

$$\frac{E_s(\text{Si})}{E_d(\text{Si})} = 9.7 \times 10^{-9}, \quad (22)$$

$$\frac{E_s(\text{O})}{E_d(\text{O})} = 3.4 \times 10^{-8}. \quad (23)$$

由于 SiO_2 中一个 Si 原子有两个 O 原子相伴, 故权重平均原子位移概率为 2.6×10^{-8} . 而直接用 β 射线辐照的权重平均概率为 6.0×10^{-8} ^[4]. 如果长波区光纤损耗正比于 SiO_2 中原子位移概率, 这里分析得出的比值 $\rho'' = 2.6/6.0 = 0.43$. 这个数值只是上述 $\rho = 0.8$ 的二分之一强. 虽然如此, 至少半定量地表明 γ 射线辐照的物理过程如下: γ 射线先是与 SiO_2 中电子碰撞, 产生高能的反冲电子, 后者再碰撞原子使它位移得到与 β 射线辐照相同的效果, 引起光纤长波区的附加损耗. 如果进一步定量地分析, 应该考虑光纤塑料被覆包层的贡献, 计算出在 γ 射线作用下这种高分子产生的反冲电子数. 但由于难于确定高分子的分子量, 更精确的计算尚难进行.

2. 引起光纤短波损耗的电子数估计

由电子跃迁引起的短波吸收系数 α 可用下式表示^[13]:

$$\alpha = A_1 \exp \frac{\sigma_1 h(\nu - \nu_0)}{kT}. \quad (24)$$

吸收系数与光纤损耗 L 有如下的正比关系:

$$\alpha = 2.3 \times 10^{-6} L, \quad (25)$$

式中 L 单位为 dB/km, α 单位为 cm^{-1} . 显然损耗随光子能量 $h(\nu - \nu_0)$ 增长而指数地增长, 这可说明图 2 中高能损耗增加的规律, 即(24)式与(1)式规律一致. 由于电子吸收随光子能量增加而增加, 估计参与吸收的电子数应该选(1)式 $E = 0.75\text{eV}$ 这个能量阈值的损耗来计算更为方便. 这点的损耗为 32dB/km, $\alpha = 7.4 \times 10^{-5}\text{cm}^{-1}$.

吸收系数与电子有效吸收截面 σ 的关系为

$$\alpha = \sigma n_e. \quad (26)$$

式中 n_e 为电子数. 将(13)式中 $\sigma = 1.9 \times 10^{-25}\text{cm}^2$ 代入可得出

$$n_e = 3.9 \times 10^{20}\text{cm}^{-3}. \quad (27)$$

单位长度光纤芯部体积为 $3.8 \times 10^{-7}\text{cm}^3$, 所以参与吸收的电子数为 1.5×10^{14} . 从(16)式得出反冲电子数为 9.0×10^{11} , 两者之差表明 γ 射线辐照短波长损耗主要不是反冲电子本身引起的. 可以推测损失大部分能量的 γ 光子虽再不足以使 SiO_2 中原子位移, 但仍可产生光电子效应^[8]. 如每个 γ 光子产生一个光电子, 则单位光纤长度产生的光电子数为 $N_p \cdot 2\pi r = 1.1 \times 10^{14}$ 个, 这与估计出的 1.5×10^{14} 电子数相近.

四、结 论

γ 射线辐照掺 Er^{3+} 光纤引起损耗显著增长, 与 β 射线辐照有类似的效果. 分析表明, 长波部分损耗增长是由康普顿效应产生的反冲电子使光纤中原子位移、引起 SiO_2 网格畸变而产生的附加红外吸收. 短波部分主要不是反冲电子本身吸收, 而是光电子吸收引起. UV 漂白能使 γ 射线辐照损耗下降 50%, 但 Er^{3+} 几个吸收峰 (特别在 980nm) 下降很少.

由于 SiO_2 中 Si 和 O 原子都是轻元素, 它们的原子序数 Z_1 和原子量 A 都遵守 $\frac{Z_1}{A} = 1/2$ 的关系, 所以 γ 射线辐照产生的反冲电子数与原子序数无关 (见(14)式). 但从(18)和(19)式可见, 反冲电子 (或 β 射线) 与 SiO_2 原子碰撞时, 原子获得的能量 E_1 正比于 $Z_1^2/A = Z_1/2$, 是与原子序数成正比.

为简便起见, 以上讨论中没涉及到光纤芯部掺杂问题, 因芯部掺 GeO_2 很少 (4%), 忽略它并不影响推论. 但其结果可用来讨论制备抗辐照的光纤. 显然芯部或包层选用原子序数小的掺杂剂来提高或降低光纤折射率更为有利. 有人选用 Al_2O_3 (含量 8.5%) 替代 GeO_2 制备掺 Er^{3+} 光纤^[14], 可能有助于改进辐照特性, 因为 Al 的原子序数为 13, 而 Ge 为 32. 大多数抗辐照光纤用 F 作光纤包层降低折射率的掺杂剂, 芯部不用 GeO_2 ^[15]. 这会

更好, 因 F 原子序数仅为 8。总之无论对 γ 射线还是 β 射线辐照都应寻找原子序数更小的元素作掺杂剂, 更有利抗辐照特性。

申云华同志提供实验中用的掺 Er^{3+} 光纤, 特此致谢。

- [1] B.D. Evans, *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, **NS-35** (1988), 1215.
- [2] Y. Morita, *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, **NS-36** (1989), 584.
- [3] E.J. Friebele, *Optical Eng.*, **18** (1979), 552.
- [4] 胡恺生等, 物理学报, **40**(1991), 560.
- [5] M. Horiguchi, *Rev. Elect. Commun. Lab.*, **27** (1979), 226.
- [6] T. Miya, *Rev. Elect. Commun. Lab.*, **27** (1979), 497.
- [7] A. Lino, *IOOC-ECOC Tech. Digest*, **1** (1985), 527.
- [8] 朱钦歧等, 电子学抗核加固基础, 原子能出版社, 北京(1986), 25 页.
- [9] H.F. Biggs, *Phil. Mag.*, **31** (1916), 430.
- [10] Э.Б. 史包尔斯基, 原子物理, 高等教育出版社, 北京, (1954), 第一卷, 366 页.
- [11] A.H. Compton, *Phys. Rev.*, **21** (1923), 483.
- [12] Э.Б. 史包尔斯基, 原子物理, 高等教育出版社, 北京, 第二卷, (1959), 529 页.
- [13] 大原省爾, 光通信コナ社, 昭和 56 年 11 月, 13 页.
- [14] S.B. Poole, *14th ECOC*, **1** (1988), 433.
- [15] A. Lino, *J. Lightwave Technol.*, **6** (1988), 145.

EFFECTS OF γ IRRADIATION ON LOSS CHARACTERISTICS OF SINGLE MODE OPTICAL FIBERS DOPED WITH RARE EARTH Er^{3+}

HU KAI-SHENG LI ZONG-XIANG NING DING

Institute of Electronic Material, Ministry of Mechanical and Electronic Industry, Tianjin 300220

LI HAO ZHOU JIAN-PING LIU WEI-MIN

Tianjin Institute of Technical Physics, Tianjin 300192

(Received 15 June 1991)

ABSTRACT

This papers presents the effects of Co-60 gamma irradiation on the absorption loss of single mode optical fibers doped with rare earth Er^{3+} . The parameters of optical fibers are measured, prior to irradiation and after irradiation and UV bleaching. It has been found that absorption loss in the wavelength range of 0.80—1.60 μm is greatly larger than those of unirradiated fibers. Its increase law of absorption loss is similar to that of β ray irradiation. This similarity can be explained by Compton's effect. The induced loss can be partly bleached by UV, resulting in a better effect than heat annealing. In order to improve radiation resistivity, the elements with smaller atomic number should be selected as dopants in both core and cladding of the fiber.

PACC: 4281C; 6180; 6180E