

钕玻璃的光谱性质*

陈述春 祁长鸿 戴凤妹

(中国科学院上海光学精密机械研究所)

提 要

本文分析了 Nd^{3+} 在玻璃中的 Stark 分裂情况,描写了确定荧光能级的实验方法,并给出了钕在四种硅酸盐玻璃中亚稳态和基态能级 Stark 分裂的实验结果。同时,对十三种不同成份的玻璃,通过光谱实验确定了 Nd^{3+} ${}^4F_{3/2}$ 态的辐射和无辐射跃迁速率,受激发射截面 σ , 辐射量子效率 η , 荧光分支比 β 和亚稳态寿命 τ 等激光常用参数。并对实验结果进行了讨论。

一、引 言

稀土光谱的研究,已有半个多世纪的历史^[1],特别是二十到五十年代,由于量子力学和晶场理论的发展,大大地推动了晶体中稀土光谱的研究。激光问世以来,由于对稀土激光材料的广泛探索和深入研究,又给稀土光谱学带来了新的发展。特别是 Nd^{3+} 激活晶体和玻璃,一直在激光材料中占据十分重要的位置,因而它们的光谱性质,也研究得比较完善。

但是对于玻璃,由于非晶态结构的复杂性,它们的光谱始终缺乏较好的理论分析。直至七十年代以前,对稀土玻璃的光谱能级分裂,简并度,从而谱线的绝对强度等,均缺乏较完整的资料。1970年 Mann 等人^[2]对钕玻璃的光谱能级做了较详细的分析。同时,由于激光应用的需要,许多作者致力于钕玻璃受激发射截面的确定,提出了许多确定受激发射截面的激光和光谱学^[3-7]方法。随着能级和辐射跃迁几率的很好确定,稀土玻璃中无辐射多声子弛豫的研究也在进一步发展和深入^[8]。

本文主要报道钕玻璃光谱性质的实验研究。描写了确定荧光能级以及通过光谱实验确定辐射和无辐射跃迁几率等光谱参数的方法和结果。并进行了相应的讨论。

二、钕玻璃的荧光能级

Nd^{3+} 离子在玻璃中的光谱,是由一些显著增宽的带组成的,这与它在晶体中(如 YAG、YAP 和 CaWO_4 等)的光谱明显不同。钕玻璃光谱的这个特点,是由其结构的特性决定的。由于玻璃网络的无序性,使得每个掺入的钕离子,都各自处于一个不完全相同的环境中,这个不完全相同的环境对各个钕离子产生不完全相同的作用,在这种配位场的

* 1978年5月29日收到。

作用下, 钕离子的能级位置便产生了一些微小的移动。于是, 反映各个离子总跃迁过程的谱线, 就成为一系列中心频率稍为不同的离子线的迭加, 这就是所谓谱线不均匀加宽。由于相邻增宽线的重叠, 玻璃的光谱便具有了宽带的特征。这种增宽机构与温度无关, 所以不管怎样降低温度都不能使谱线变窄, 也不能改善分辨。这一点已在我们的实验中, 由不同温度下得到的光谱所证实。所以, 由光谱数据直接确定钕玻璃的能级, 是比较困难的, 并且有关理论工作也不多见。

Mann 等人利用钕玻璃 $^4I_{9/2} \rightarrow ^2P_{1/2}$ 跃迁相应的吸收光谱在不同温度下的结果, 确定了钕冕硅酸盐玻璃中 Nd^{3+} 的能级。

由于我们的样品浓度低, 与 $^4I_{9/2} \rightarrow ^2P_{1/2}$ 跃迁相应的 0.43 微米的吸收较低, 因而采用不同温度的荧光光谱分析了四种掺钕硅酸盐玻璃的能级^[9]。

因为荧光强度与跃迁起始能级的粒子数密度成正比, 同时与辐射过程相比, 多重态的子能级间的热弛豫是很快的, 因而可以认为这些子能级之间在产生辐射过程之前达到热平衡, 所以粒子数满足玻耳兹曼分布, 因而和温度有关:

$$N_i/N_j = (g_i/g_j) \exp(-h\nu_{ij}/kT),$$

其中 N_i 和 g_i 分别为能级 i 的粒子数密度和简并度, ν_{ij} 表示能级 i 和 j 之间距离, T 为温度, h 为普朗克常数。

显然, 对于一组相差一定能量的能级, 降低温度将减少上能级的粒子数, 从而可以抑制由较高能级产生的发射和吸收。这样, 由比较不同温度的发射和吸收光谱, 就可以得到由不同子能级产生的相对光谱分布。

对于 Nd^{3+} 离子, 我们比较了不同温度下与 $^4F_{3/2} \rightarrow ^4I_{9/2}$ 跃迁相应的 0.88 微米区域的荧光光谱, 确定了 $^4F_{3/2}$ 的分裂。并利用对 $^4F_{3/2}$ 态的上能级和下能级得到的两组发射光谱分布, 参考相应的吸收光谱, 并假定与谱线的不均匀加宽相比, 均匀加宽可以忽略, 于是按高斯分布, 对谱线进行分解和拟合, 得到相应的子能级之间跃迁的中心波长, 并确定了子能级, 结果在表 1 和表 2 中给出。有关的光谱分布示于图 1 至 3 中。

所有的光谱都是在米光栅单色仪上测定的。在波长和能级的确定中, 由实验引起

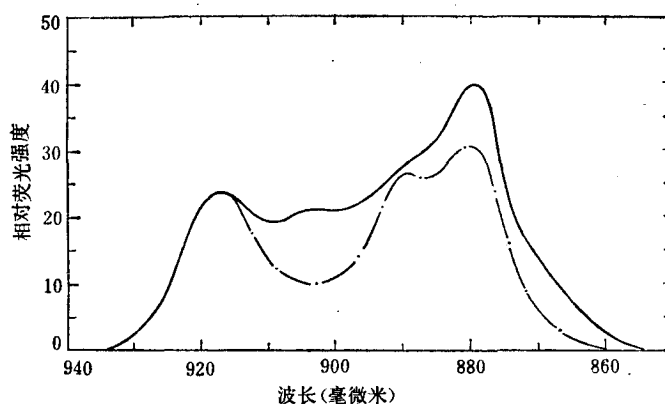


图 1 $N_{0.12}$ 型掺钕硅酸盐玻璃 $^4F_{3/2} \rightarrow ^4I_{9/2}$ 跃迁的荧光光谱

1. 为 288K 的光谱; 2. 为 80K 的光谱, 对 288K 光谱 917 毫微米的峰归一化

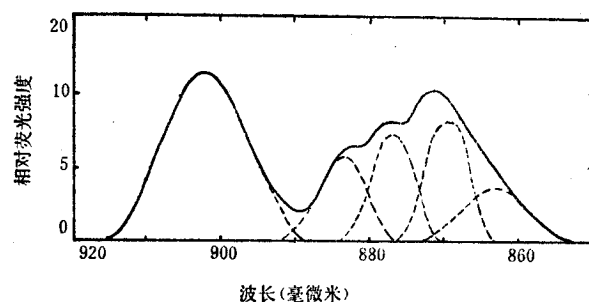


图2 N_{0712} 型掺钕硅酸盐玻璃 ${}^4F_{3/2}$ 上能级到 ${}^4I_{9/2}$ 多重态跃迁的光谱分布(由图1所示 288K 光谱减去 80K 光谱得到)

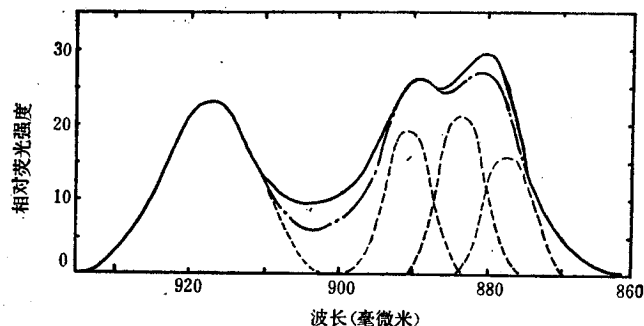


图3 N_{0712} 玻璃 80K 的荧光光谱(以——表示),减去同样温度下由 ${}^4F_{3/2}$ 上能级产生的跃迁后,得到 ${}^4F_{3/2}$ 下能级到 ${}^4I_{9/2}$ 跃迁的光谱分布(以-·-表示);相应于能级之间的跃迁以——表示

的波长不准确性,估计小于 ± 10 厘米 $^{-1}$,而能级确定的不准确性,可能主要来自 0.88 微米荧光的自吸收。由于多方数据吻合较好,估计这个不准确性可能小于 ± 20 厘米 $^{-1}$ 。

表1 几种掺钕硅酸盐玻璃 ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{9/2}$ 荧光跃迁

玻璃型号 跃迁	N_{0712}		N_{0312}		N_{0912}		N_{0812}	
	λ (埃)	ν (厘米 $^{-1}$)	λ (埃)	ν (厘米 $^{-1}$)	λ (埃)	ν (厘米 $^{-1}$)	λ (埃)	ν (厘米 $^{-1}$)
${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{9/2}$								
上 $\rightarrow 1$	8635	11580	8637	11577	8637	11578	8642	11572
$\rightarrow 2$	8695	11502	8700	11494	8705	11488	8700	11494
$\rightarrow 3$	8770	11403	8775	11397	8780	11390	8780	11390
$\rightarrow 4$	8835	11319	8850	11299	8850	11299	8855	11292
$\rightarrow 5$	9025	11080	9025	11080	9025	11080	9040	11062
下 $\rightarrow 1$	8765	11410	8770	11403	8770	11403	8770	11403
$\rightarrow 2$	8825	11332	8835	11319	8830	11325	8830	11325
$\rightarrow 3$	8900	11236	8910	11222	8915	11215	8910	11223
$\rightarrow 4$	8970	11148	8990	11124	8990	11124	8990	11123
$\rightarrow 5$	9165	10910	9170	10905	9170	10905	9180	10893

表 2 Nd^{3+} 在硅酸盐玻璃中的部份荧光能级

玻璃型号		N_{0712}	N_{0312}	N_{0912}	N_{0812}
$^4I_{9/2}$	1	0	0	0	0
	2	78	84	79	78
	3	176	180	188	180
	4	262	278	279	280
	5	500	497	498	510
$^4F_{3/2}$	下	11410	11403	11403	11403
	上	11580	11577	11578	11572

(单位: 厘米 $^{-1}$)

三、亚稳态的辐射和无辐射跃迁几率

1. 程序和实验条件

谱线绝对强度的精确测量是重要的光谱问题。作为激光材料来讲, Nd^{3+} 的受激跃迁几率(或受激发射截面)和量子效率, 都是人们很关心的参数。但由于玻璃光谱能级的不均匀加宽, 谱线重迭、简并度不确定, 给这些参数的精确测量造成一定的麻烦。

确定稀土离子的辐射跃迁几率, 通常不外乎两种方法: 一种是利用爱因斯坦系数 A 和 B 之间的关系, 从实验上测定某一共振线的吸收强度和荧光分支比来确定; 而另一方法是利用 J-O 理论^[10,11], 通过测定吸收光谱间接地计算。我们采用与前一种类似的方法, 但是荧光分支比是利用 J-O 理论, 由实验测定的 Nd^{3+} 0.88 微米和 1.06 微米的积分荧光强度比计算的。后来发现这种方法也被 Lomheim 等人^[12]采用。

我们在一米光栅单色仪上测定了钕玻璃 0.88 微米($^4F_{3/2} \rightarrow ^4I_{9/2}$)和 1.06 微米($^4F_{3/2} \rightarrow ^4I_{11/2}$)的荧光光谱及 0.88 微米($^4I_{9/2} \rightarrow ^4F_{3/2}$)是吸收光谱。该仪器一级光谱色散为 12 埃/毫米, 实际分辨达 0.6 埃。荧光讯号以光电倍增管接收, 经直流放大器放大后, 在 XY 记录仪上记录。因此在这套装置上测定的吸收带宽的精度比一般光谱光度计高。同时吸收强度还参考 Sp-700 双光路光谱光度计的结果。荧光实验中, 特别注意到避免 0.88 微米

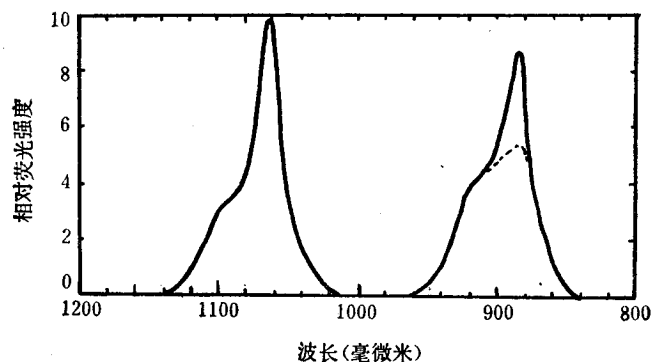


图 4 N_{0312} 型钕玻璃的荧光光谱
虚线表示存在自吸收时的光谱

的自吸收问题。为此,实验中利用强聚焦透镜从垂直方向激发样品,使之只激发样品的一层很薄的细磨毛面,从而把样品自吸收减至最小。

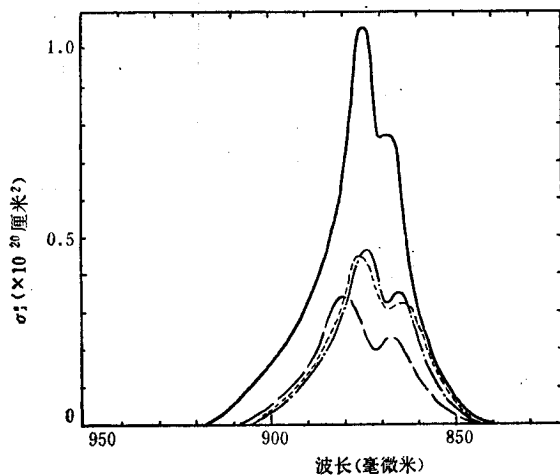


图5 不同铈玻璃 $^4I_{9/2} \rightarrow ^4F_{3/2}$ 跃迁的吸收光谱
(吸收截面对波长的关系)

—— 为碲玻璃; - - - 为磷玻璃;
- · - 为硼玻璃; · · · 为锆玻璃

以标准钨带灯确定了仪器的光谱灵敏度,并对所有的荧光光谱进行了修正。图4给出了对倍增管光谱灵敏度修正后的包括 $^4F_{3/2} \rightarrow ^4I_{9/2}$, $^4I_{11/2}$ 跃迁的掺 Nd^{3+} 的硅酸盐玻璃的荧光光谱。其中表明了当样品激发和放置不当时自吸收情况。而图5为相应的 $^4I_{9/2} \rightarrow ^4F_{3/2}$ 跃迁的吸收光谱。

荧光寿命的数据是由观察荧光衰减过程确定的。利用一持续时间约为15微秒的脉冲氙灯做激发源,由示波器(SBM-10)观测荧光衰减过程,通过瞬时荧光强度对时间的

半对数曲线可确定寿命。

2. 理论和数据处理

(1) 荧光分支比 按J-O理论,稀土离子在能级 J 和 J' 之间的电偶极跃迁谱线强度为

$$S(J, J') = \sum_{\lambda=2,4,6} Q_{\lambda} |\langle J \| U^{(\lambda)} \| J' \rangle|^2, \quad (1)$$

其中 $Q_{\lambda=2,4,6}$ 是三个与基质性质有关的参数,而 $|\langle J \| U^{(\lambda)} \| J' \rangle|^2$ 是离子的电偶极算符矩阵元,它对于不同的稀土离子来说已很好地确定。

由 J 到 J' 的自发辐射跃迁几率为

$$A(J, J') = 64\pi^2 e^2 n^* S / 3h(2J+1)\lambda, \quad (2)$$

其中 λ 为跃迁的平均波长, J 为跃迁初始能级的量子数, h 为普朗克常数, e 为电子电荷,而 $n^* = n(n^2 + 2)^2/9$, n 为介质的折射率。

由 J 态起始,到某一终态 J'_i 跃迁的荧光分支比定义为

$$\beta(J, J'_i) = A(J, J'_i) / \sum_i A(J, J'_i), \quad (3)$$

其中求和对所有终态能级进行。代入前式则

$$\beta(J, J'_i) = \frac{S(J, J'_i)}{(\lambda_i)^3 \sum_i (1/\lambda_i)^3 \cdot S(J, J'_i)} \quad (i = 1, 2, 3 \cdots). \quad (4)$$

这样,利用(1)和(4)式,并引用Krupke给出的 Nd^{3+} 的 $\langle \| U^{(\lambda)} \| \rangle$,则可得分支比的简化公式为

$$\begin{aligned}
\beta(9/2) &= (0.3145x + 0.0753)/(0.423x + 0.4678), \\
\beta(11/2) &= (0.1085x + 0.2963)/(0.423x + 0.4678), \\
\beta(13/2) &= 0.0939/(0.423x + 0.4678), \\
\beta(15/2) &= 0.00233/(0.423x + 0.4678),
\end{aligned} \tag{5}$$

其中, $x = Q_4/Q_6$, 它可由 1.06 微米和 0.88 微米的荧光积分强度比确定。因为这两荧光带的跃迁几率比为

$$\begin{aligned}
B[1.06/0.88] &= \beta[1.06]/\beta[0.88] \\
&= \left(\frac{\bar{\lambda}_{[0.88]}}{\bar{\lambda}_{[1.06]}} \right)^3 \cdot \frac{S_{[1.06]}}{S_{[0.88]}},
\end{aligned} \tag{6}$$

同时 B 又与两荧光带的积分强度比有关,

$$B[1.06/0.88] = \frac{\bar{\lambda}_{[1.06]} \int_{1.06} I(\lambda) d\lambda}{\bar{\lambda}_{[0.88]} \int_{0.88} I(\lambda) d\lambda}. \tag{7}$$

这样, 由实验确定 $\int_{1.06} I(\lambda) d\lambda / \int_{0.88} I(\lambda) d\lambda$, 就可确定 x , 从而利用(5)式确定全部分支比。见表 3。确定 B 的相对误差小于 ± 0.05 。

(2) 受激发射截面和辐射跃迁几率 在吸收光谱中, 电偶极跃迁积分吸收可由下式描写

$$\int \alpha(\lambda) d\lambda = N 8\pi^2 e^2 \lambda n^* S / 3 \text{ch}(2J + 1), \tag{8}$$

式中 $\alpha(\lambda)$ 是对特定波长的吸收系数 (厘米⁻¹), N 为粒子数密度。于是, 吸收带的峰截面可以写为

$$\sigma_p = \frac{8\pi^2 e^2 \lambda \cdot n^*}{3 \text{ch}(2J + 1)} \cdot \frac{S}{\Delta\lambda}. \tag{9}$$

对于铈玻璃, 与 ${}^4I_{9/2} \longleftrightarrow {}^4F_{3/2}$ 跃迁相应的 0.88 微米的吸收和荧光峰截面, (9) 式中的 J 分别为吸收初始能级和荧光初始能级的量子数。以 $\Delta\lambda^a$ 和 $\Delta\lambda^F$ 分别表示吸收和荧光的有效带宽, 则峰发射截面 (σ_p^F) 和峰吸收截面 (σ_p^a) 之间有如下关系:

$$\sigma_{p[0.88]}^F = \left(\frac{2J + 1}{2J' + 1} \right) \frac{\Delta\lambda_{[0.88]}^a}{\Delta\lambda_{[0.88]}^F} \sigma_{p[0.88]}^a. \tag{10}$$

利用(6)和(10)式, 则激光波长的峰受激发射截面由下式表达:

$$\sigma_{p[1.06]}^F = \left(\frac{\bar{\lambda}_{[1.06]}}{\bar{\lambda}_{[0.88]}} \right)^4 \left(\frac{2J + 1}{2J' + 1} \right) \frac{\Delta\lambda_{[0.88]}^a}{\Delta\lambda_{[1.06]}^F} B[1.06/0.88] \cdot \sigma_{p[0.88]}^a, \tag{11}$$

代入相应的 $J(9/2)$ 和 $J'(3/2)$ 值和平均波长, 则简化为

$$\sigma_{p[1.06]}^F = 5.2 \frac{\Delta\lambda_{[0.88]}^a}{\Delta\lambda_{[1.06]}^F} \cdot B[1.06/0.88] \sigma_{p[0.88]}^a, \tag{12}$$

式中各量均可由实验确定。

又由(2)和(9)式得

$$A[J, J'] = \frac{8\pi c \Delta\lambda}{\bar{\lambda}^4} \sigma_p. \tag{13}$$

表 3 实验上确定的敏玻璃的光谱参数

玻璃 型号	主 要 成 份	荧 光 分 支 比			$A_{10.883}$ (秒 ⁻¹)	$A_{11.063}$ (秒 ⁻¹)	$A_{11.353}$ (秒 ⁻¹)	$\sum_i A_{1i}$ (秒 ⁻¹)	τ (微秒)	$\sum_n A_{ni}$ (秒 ⁻¹)	η (%)	$\Delta\lambda_{10.883}^{(0.883)}$ (埃)	$\Delta\lambda_{11.063}^{(1.063)}$ (埃)	$\sigma_{p10.883}^a$ ($\times 10^{-20}$ 厘米 ²)	$\sigma_{p11.063}^b$ ($\times 10^{-20}$ 厘米 ²)
		$\beta_{0.88}$	$\beta_{1.06}$	$\beta_{1.35}$											
N ₀₁₁₂	SiO ₂ -K ₂ O-BaO	40	50	10	410	513	100	1024	600	640	61	220	380	0.26	1.00
N ₀₂₁₂	SiO ₂ -B ₂ O ₃ -K ₂ O-BaO	41	49	10	427	513	100	1038	620	575	64	230	360	0.26	1.04
N ₀₃₁₂	SiO ₂ -Na ₂ O-K ₂ O-CaO	38	53	9	520	719	124	1364	590	331	81	230	395	0.32	1.35
N ₀₄₁₂	SiO ₂ -K ₂ O-CaO	41	45	14	477	524	163	1159	680	312	79	260	370	0.26	1.05
N ₀₅₁₂	SiO ₂ -B ₂ O ₃ -NaO-K ₂ O	45	47	9	405	424	81	904	680	567	62	260	360	0.22	0.87
N ₀₆₁₂	SiO ₂ -NaO-K ₂ O	46	46	8	330	330	57	725	890	399	65	250	335	0.19	0.73
N ₀₈₁₂	SiO ₂ -BaO-K ₂ O	37	52	11	426	600	127	1156	760	160	88	270	400	0.23	1.11
N ₀₉₁₂	SiO ₂ -CaO-K ₂ O	42	48	9	405	460	87	959	750	374	72	250	360	0.23	0.95
N ₀₉₂₄	SiO ₂ -CaO-N ₂ O	35	54	12	470	725	161	1355	510	606	69	240	370	0.29	1.45
N ₁₀₀	B ₂ O ₃ -CdO-BaO	40	50	10	900	1124	225	2240	90	8872	20	285	365	0.44	2.3
N ₁₀₀	P ₂ O ₅ -BaO	38	52	11	810	1110	235	2157	340	784	73	250	365	0.46	3.1
N ₁₀₀	GeO ₂ -BaO-K ₂ O	38	52	11	600	823	174	1590	480	492	76	260	415	0.33	1.5
N ₁₀₀	TeO ₂ -Li ₂ O	35	53	11	1700	2630	509	4925	200	75	98	235	270	1.05	7.2

于是,由确定的受激发射截面和荧光分支比,就能确定辐射跃迁几率. 确定受激发射截面和辐射跃迁几率的误差小于 ± 0.20 .

(3) 量子效率和无辐射跃迁几率 钕玻璃的荧光量子效率可以表达为

$$\eta = \sum_i A_{ri} / \sum_i A_{ri} + \sum_i A_{ni}, \quad (14)$$

式中 $\sum_i A_{ri}$ 表示 ${}^4F_{3/2}$ 态的总辐射跃迁几率, 求和对所有的荧光跃迁终态进行. 而 $\sum_i A_{ni}$ 则由 ${}^4F_{3/2}$ 态产生的所有无辐射跃迁几率的总和. 实际上荧光寿命的倒数即为该激发态上的粒子通过所有过程衰减的总几率, 因而

$$1/\tau = \sum_i A_{ri} + \sum_i A_{ni}, \quad (15)$$

所以量子效率为

$$\eta = \tau \sum_i A_{ri}. \quad (16)$$

并由(15)式可确定无辐射跃迁几率

$$\sum_i A_{ni} = 1/\tau + \sum_i A_{ri}. \quad (17)$$

所有由实验测定和计算得到的结果, 都在表 3 中给出. 由于测定 τ 的相对误差为 ± 0.02 . 推测确定无辐射跃迁几率的准确度在 ± 0.20 的范围内.

四、讨 论

对上述实验结果提出以下几点讨论:

1. 由 Nd^{3+} 在玻璃中的能级分裂, 进一步表明玻璃结构短程有序、长程无序这个特点. Nd^{3+} 处于玻璃网络外, 周围以八个氧配位. 由于对称性较低, Stark 分裂数为 $(J + 1/2)$ 个, 能级分裂情况与 Nd^{3+} 在低对称的氧化物晶体中很类似. 由于玻璃网络长程无序, 不同 Nd^{3+} 离子的近围环境不像晶体中那样严格、规则, 这种配位场的变动, 正是玻璃光谱不均匀加宽的实质.

2. 实验结果表明, 玻璃网络形成体对 Nd^{3+} 的能级分裂、辐射及无辐射跃迁几率等光谱性质, 有比较主要的影响.

由不同玻璃所表现出的光谱宽度, 可以推测, 锆、硅和硼酸盐玻璃的晶场分裂比碲、磷酸盐玻璃来得大; 而它们的辐射跃迁几率则按碲 > 硼 > 磷 > 锆 > 硅的顺序减小; 同时可见它们的无辐射跃迁几率, 却按另一种顺序: 硼 > 磷 > 锆 > 碲的规律减小.

晶场分裂情况, 辐射和无辐射跃迁几率的大小, 都与配位场的性质有关, 但这三者是从不同的角度反映配位场的属性的. 因此不能简单地以配位场作用的强弱来解释能级分裂和跃迁几率的大小. 例如, 磷、碲酸盐玻璃有较强的辐射跃迁几率, 但晶场分裂却较小. 实际上, Stark 分裂的数目通常认为由晶场对称性决定, 并认为晶场位能展开式的偶宇称部份决定 Stark 分裂的大小, 奇宇称部份与电偶极跃迁几率有关. 至于无辐射跃迁几率, 则受配位场的振动性质支配.

3. 由 ${}^4F_{3/2}$ 态产生的无辐射弛豫为多声子发射过程。许多关于多声子跃迁的理论和实验都表明,这种过程对能级间隔有指数依赖关系; P 声子跃迁几率 $\ll (P-1)$ 声子跃迁几率,因而多声子跃迁几率往往由晶格振动的高能声子决定;并且与温度有关,取决于离子与玻璃网络振动的耦合。

Nd^{3+} 在不同的玻璃中, ${}^4F_{3/2}$ 态到下一能级的能量间隔是差不多的,而且一般说来稀土离子与玻璃网络的耦合是弱的。因此,不同玻璃中无辐射跃迁几率的差别,主要与玻璃网络的声子谱有关。对不同玻璃的最大声子能量^[13]和我们测定的 Nd^{3+} 的 ${}^4F_{3/2}$ 态的无辐射跃迁几率列于表 4。

表 4

玻 璃	键	声子能量 (厘米 ⁻¹)	无辐射跃迁几率 $\sum_i A_{ni}$ (秒 ⁻¹)
硼 酸 盐	B—O	1340—1480	8872
磷 酸 盐	P—O	1200—1350	784
锆 酸 盐	Ge—O	800—975	492
碲 酸 盐	Te—O	600—750	75

由表 4 可见,我们的结果似乎也表明,无辐射多声子衰减速率与最大声子能量有很明显的关系。由于荧光量子效率由辐射和无辐射跃迁几率的相对大小决定,因而了解辐射,特别是无辐射跃迁几率与基质成份的关系不仅在理论上而且在应用上也是很有意义的。

4. 由我们的结果可见,对不同成份的硅酸盐玻璃测定的 ${}^4F_{3/2}$ 态的无辐射跃迁几率,在 160—640 秒⁻¹ 的范围内变化。除了考虑到实验误差,水的影响外,可明显地看出含钾玻璃的无辐射跃迁几率更小。因而,对于网络修饰离子 Me ($\text{Me} = \text{稀土}^{3+}$, 钠, 钾, 锂等) 与氧离子形成的 Me—O 键的振动,亦即低能声子与多声子弛豫的关系,还有待更进一步探讨。研究基质的红外振动谱和 Raman 光谱,将能提供更直接的资料。

参 考 文 献

- [1] L. A. Riseberg, M. J. Weber, *Progress in Optics*, 14(1977), 89.
- [2] M. M. Mann and L. G. Peshazer, *J. Appl. Phys.*, 41(1970), 2951.
- [3] P. H. Sarkies, *J. Phys. D: Appl. Phys.* 4(1971), 1642.
- [4] J. G. Edwards, *Brit. J. Appl. Phys. J. Phys. D.*, Ser 2, 1(1968), 449.
- [5] F. Collier, G. Girard, M. Michon, *IEEE J. Q. E.*, QE-7(1971), 519.
- [6] V. R. Belan, V. V. Grigoryants, *IEEE J. Q. E.*, QE-3(1967), 425.
- [7] W. F. Krupke, *IEEE J. Q. E.* QE-10 (1974), 450.
- [8] C. B. Layne, W. H. Lowdermilk, M. J. Weber, *Phys. Rev. B*, 16(1977), 10.
- [9] 陈述春, 上海光学精密机械研究所研究报告集, 第三集, 1974, 72.
- [10] B. R. Judd, *Phys. Rev.*, 127(1962), 750.
- [11] G. S. Ofelt, *J. Chem. Phys.*, 37(1962), 511.
- [12] T. S. Lomheim and L. G. Deshazer, *Opt. Commu.*, 24(1978), 89.
- [13] R. Reisfeld, L. Bochm, Y. Eckstern et al., *J. Lumin.*, 10(1975), 193.

SPECTRAL PROPERTIES OF Nd^{3+} IN GLASS

CHEN SHU-CHUN QI CHANG-HONG DAI FENG-MEI

(*Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica*)

ABSTRACT

This paper analyses stark splittings of Nd^{3+} in glasses. The experimental method of determining fluorescence levels is described and the experimental results of stark splittings of the metastable states and ground states for four types of Nd^{3+} -doped silicate glasses are given. In addition, the radiative and non-radiative transition rate of the ${}^4F_{3/2}$ state, the stimulative emission cross-section σ , the radiative quantum efficiency η , the fluorescence branching ratio β and the lifetime τ are also determined experimentally for thirteen types of Nd-doped glasses with different compositions. On the basis of experimental results, the relation between non-radiative transition rate and compositions of the hosts is discussed.