

## Judd-Ofelt 光谱分析理论

张庆礼<sup>1</sup>, 何伟<sup>2</sup>, 孙敦陆<sup>1</sup>, 王爱华<sup>1</sup>, 殷绍唐<sup>1</sup>1. 中国科学院安徽光学精密机械研究所, 安徽 合肥 230031  
2. 合肥工业大学应用物理系, 安徽 合肥 230009

**摘要** 对 Judd-Ofelt 光谱分析理论(J-O 理论)的发展和进行了综述。J-O 理论用于分析固体中的稀土离子的吸收、发射光谱, 可计算它们的跃迁几率、谱线强度、能级寿命、发射截面等。在 J-O 理论中考虑 J 混合后, 可使理论和实验结果更好地吻合。采用改进的 J-O 理论, 可较好地对  $\text{Pr}^{3+}$  光谱进行分析。由 TPM 方法, 可用非极化光透射光谱来分析各向异性晶体的光谱性质, 并且对样品的加工无特殊定向要求。对于重叠吸收光谱带, 拟合 J-O 参数时可以近似为一个带进行处理。利用荧光寿命也可对 J-O 参数进行计算。

**关键词** Judd-Ofelt 光谱理论; 光谱参数; 稀土离子**中图分类号**: O433.4, O482.3 **文献标识码**: A**文章编号**: 1000-0593(2005)03-0329-05

## 引言

在现有的 300 多种激光晶体中, 有 290(如晶体、玻璃<sup>[1]</sup>)等多种激光晶体是以稀土作为激活离子的。因此, 研究固体中的稀土光谱在理论和实用上都具有重要意义。在离子和原子状态,  $4f^n$  组态内各种状态的宇称是相同的, 电偶极子跃迁矩阵元为零, 故  $4f^n$  组态内各个状态之间的跃迁是禁戒的。但在固体中, 由于奇次晶场的作用, 使相反宇称的  $4f^{n-1}n^1l^1$  组态混入到  $4f^n$  组态之中, 这时原  $4f^n$  组态内的状态不再是单一宇称态, 而是两种宇称的混合态, 从而在固体中  $f^n$  组态内的电偶极跃迁才成为可能。Judd<sup>[2]</sup> 和 Ofelt<sup>[3]</sup> 几乎同时发表了这方面的理论成果(下简称 J-O 理论)。现在, J-O 理论已经成为研究稀土离子在固体中的光谱性质的重要理论, 尤其在激光晶体的光谱研究中被广泛使用。经过 40 多年的发展和应用, J-O 理论被证明是研究固体中稀土发光的有力工具。

本文从应用的角度, 对 J-O 理论的发展做了简要介绍。同时, 为了应用方便, 公式的表述采用国际单位 SI 制。

## 1 J-O 理论

1.1 标准的 J-O 理论<sup>[2-8]</sup>稀土离子的晶场哈密顿量  $V$  可写为

$$V = \sum_p A_p^t D_p^{(t)} \quad (t = 1, 3, 5, \dots; p = t, t-1, \dots, -t) \quad (1)$$

其中,  $A_p^t$  为展开系数,  $D_p^{(t)}$  为电多极矩, 是与配位电子球坐标位置参数( $r, \theta, \varphi$ )有关的函数。

为了解除宇称禁戒的需要, Judd 引入一级近似的宇称混杂波函数

$$\begin{aligned} \langle B | = & \sum_M \langle l^n \Psi J M | a_M + \\ & \sum_M a_M \frac{\langle l^n \Psi J M | V | l^{n-1}(n'l') \Psi' J' M' \rangle}{E(\Psi J) - E(n'l' \Psi' J')} \\ & \langle l^{n-1}(n'l') \Psi' J' M' | \end{aligned} \quad (2)$$

此处  $\Psi \equiv [\alpha SL], E[\Psi J]$  和  $E(n'l' \Psi' J')$  为基组态  $l^n$  和反宇称虚激发组态  $l^{n-1}(n'l')$  中相应的能级。( $l-l' = \pm 1$ )。 (2) 右端分母能级差很大, Judd 近似假定: 一个中间组态  $l^{n-1}(n'l')$  的能级完全简并于该组态的权重平均能级  $E(n'l')$ , 从而可以提出公分母

$$\begin{aligned} \Delta(n'l') = & E(\Psi J) - E(n'l') \approx E(\Psi J) - E(n'l' \Psi' J') \\ \approx & E(\Psi' J') - E(n'l' \Psi' J') \end{aligned} \quad (3)$$

利用球张量技术, 可得到晶场能级间电偶极子跃迁矩阵元

$$\begin{aligned} \langle B | D_q^{(t)} | B' \rangle = & \sum_{\lambda, p} \langle A | U_{p, q}^{(t)} | A' \rangle \\ & \left[ \sum_{\lambda, t} (-1)^{p+q} [\lambda] \begin{pmatrix} 1 & \lambda & t \\ q & -(p+q) & p \end{pmatrix} A_p^t \Xi(t, \lambda) \right] \end{aligned} \quad (4)$$

其中,  $\langle A | = \sum_M \langle 4f^n \Psi J M | a_M$

$$[\lambda] = 2\lambda + 1$$

$$\Xi(t, \lambda) = \sum_{n'l'} K(t, \lambda, l, l') \langle nl | r | n'l' \rangle$$

$$\langle n'l' | r' | nl \rangle / \Delta(n'l') \quad (5)$$

收稿日期: 2003-11-16, 修订日期: 2004-03-18

基金项目: 安徽省自然科学基金(01042403), 国家自然科学基金(60478025)资助项目

作者简介: 张庆礼, 1973 年生, 中国科学院安徽光学精密机械研究所副研究员, 博士

$$K(t, \lambda, l, l') = 2[l][l'](-1)^{l+l'}. \quad (6)$$

$$\begin{pmatrix} 1 & \lambda & \lambda \\ l & l' & l \end{pmatrix} \begin{pmatrix} l' & 1 & l' \\ 1 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} l' & t & l \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

近似假定基项各晶场能级是等几率占据的, 然后对初末项中各态  $\langle B|$  和  $|B\rangle$  求和, 并对  $q$  求和平均, 令

$$\Omega_\lambda = (2\lambda + 1) \sum_{t,p} |A_t^\lambda \Xi(t, a)^2| / (2t + 1) \quad (7)$$

参数  $\Omega$  (具有面积量纲) 包含了晶体场强度、两个相反宇称组态的能量差、内部组态的径向积分, 包括了静态和振动诱导电偶极子跃迁, 它的值可由吸收光谱或发射光谱的实验结果来拟合确定。

电偶极子跃迁强度  $S$  为

$$S^{\text{ed}} = \langle B | D_q^{(1)} | B \rangle^2 = \sum_{\lambda=2,4,6} \Omega_\lambda \langle l^n \Psi J \| U^{(\lambda)} \| l^n \Psi J' \rangle^2$$

为了表示方便, 下面分别以  $i$  和  $f$  下标表示初态和末态, 同时稀土离子  $l = 3$ , 则电偶极子跃迁谱线强度表示为

$$S_{if}^{\text{ed}} = \langle B_i | D_q^{(1)} | B_f \rangle^2 = \sum_{\lambda=2,4,6} \Omega_\lambda \langle f^n \Psi_i J_i \| U^{(\lambda)} \| f^n \Psi_f J_f \rangle^2 \quad (8)$$

约化元  $\langle f^n \Psi_i J_i \| U^{(\lambda)} \| f^n \Psi_f J_f \rangle$  对基质的依赖不明显, 在应用中可借用已有的一些基质的结果<sup>[9-12]</sup>。跃迁选择定则为:  $\Delta S = 0, |\Delta L|, |\Delta J| \leq 6$ 。求和中的  $t$  取为 2, 4, 6, 且须满足  $|J - J'| \leq t \leq |J + J'|$ 。

4<sup>f</sup> 稀土离子在两个  $J$  多重态  $|f^n \Psi_i J_i\rangle \rightarrow |f^n \Psi_f J_f\rangle$  间的磁偶极子(MD) 跃迁的谱线强度为

$$S_{if}^{\text{md}} = \left(\frac{h}{4\pi mc}\right)^2 \langle f^n \Psi_f J_f \| \vec{L} + 2\vec{S} \| f^n \Psi_i J_i \rangle^2 \quad (9)$$

$$= 3.727\ 975\ 62 \times 10^{-26} \langle f^n \Psi_f J_f \| \vec{L} + 2\vec{S} \| f^n \Psi_i J_i \rangle^2 \quad (9a)$$

其中,  $|f^n \Psi_f J_f\rangle$  为是中间偶合表象波函数,  $\Psi \equiv [aSL]$ 。  $h, m, c$  分别为普朗克常数、电子质量和光速。矩阵元  $\langle f^n \Psi_f J_f \| \vec{L} + 2\vec{S} \| f^n \Psi_i J_i \rangle$  可由量子数  $S, L, J$  按公式直接计算<sup>[13]</sup>, 量纲为 1, 且  $S_{if}^{\text{md}} = S_{fi}^{\text{md}}$ 。  $S^{\text{md}}$  的跃迁选择定则为:  $\Delta\alpha = \Delta S = \Delta L = 0, \Delta J = 0, \pm 1(0 \rightarrow 0 \text{ 跃迁禁止})$ 。

$S^{\text{ed}}$  和  $S^{\text{md}}$  具有面积量纲。

通常定义无量纲振子跃迁强度  $f$

$$f_{if} = \frac{\chi}{n^2} \frac{8\pi^2 mc}{3h(2J+1)\xi} S_{if} \quad (10)$$

$$= \frac{1.084\ 731\ 08 \times 10^{13} \chi S_{if}}{n^2 (2J+1)\xi} \quad (11)$$

此处  $\chi$  为与材料有关的校正因子, 对折射率为  $n$  的各项同性介质, 电偶极子和磁偶极子  $\chi$  分别为  $n(n^2 + 2)^2/9$  和  $n^3$ 。  $\xi$  为跃迁平均波长。对吸收光谱, 可取为吸收光谱带的重心波长值。

$|f^n \Psi_i J_i\rangle \rightarrow |f^n \Psi_f J_f\rangle$  间的共振发射几率  $A_{if}$  由下式计算

$$A_{if} = \chi \frac{16\pi^3 e^2}{3h\epsilon_0(2J+1)\xi^3} S_{if} \quad (12)$$

$$= \frac{7.235\ 430\ 91 \times 10^8 \chi S_{if}}{(2J+1)\xi^3} \quad (12a)$$

其中,  $e$  为电荷常数,  $\epsilon_0$  为介电常数。

$|f^n \Psi_i J_i\rangle$  态的能级寿命  $\tau_i$  由下公式计算

$$\tau_i = \frac{1}{\sum_f A_{if}} \quad (13)$$

求和对所有  $f^n \Psi_f J_f$  态的向下跃迁能级进行。

$|f^n \Psi_i J_i\rangle \rightarrow |f^n \Psi_f J_f\rangle$  的荧光分支比  $\beta_{if}$  为

$$\beta_{if} = A_{if} \tau_i \quad (14)$$

发射截面

$$\sigma_{ij} = \frac{A_{ij} \xi^2}{4\pi^2 n^2 \Delta\nu} \quad (\text{Lotrentz 线型}) \quad (15)$$

$$\sigma_{ij} = \frac{A_{ij} \xi^2}{8\pi^2 n^2 \Delta\nu} \quad (\text{Gaussian 线型}) \quad (15a)$$

其中  $\Delta\nu$  为发射光谱频率半高宽度,  $\xi$  为发射波长。

实验上电偶极子振子强度可由吸收光谱来测定

$$f^{\text{exp}} = \frac{4\epsilon_0 mc}{e^2} \int \sigma(\nu) d\nu = \frac{4\epsilon_0 mc}{Ne^2} \int \alpha(\nu) d\nu = \frac{4\epsilon_0 mc^2}{Ne^2 \xi^2} \int \alpha(\xi) d\xi \quad (16)$$

$$= 3.767\ 884\ 15 \times 10^5 \int \sigma(\nu) d\nu = \frac{1.129\ 583\ 25 \times 10^{14}}{N \xi^2} \int \alpha(\xi) d\xi \quad (16a)$$

其中  $N$  为单位介质体积内的稀土离子数,  $\sigma(\nu)$  吸收截面,  $\nu$  为频率, 相应的电偶极子实验谱线强度  $S^{\text{exp}}$  为

$$S^{\text{exp}} = \frac{n^2}{\chi} \frac{3(2J+1)h\epsilon_0 \xi}{2\pi^2 e^2} \int \sigma(\nu) d\nu = \frac{n^2}{\chi} \frac{3(2J+1)h\epsilon_0 c}{2\pi^2 e^2 \xi N} \int \alpha(\xi) d\xi \quad (17)$$

$$= 3.473\ 565\ 231 \times 10^{-8} \frac{n^2 (2J+1)\xi}{\chi} \int \sigma(\nu) d\nu = 10.413\ 486\ 59 \frac{n^2 (2J+1)}{\chi \xi N} \int \alpha(\xi) d\xi \quad (17a)$$

其中,  $\sigma$  为吸收截面,  $\alpha$  为吸收系数,  $n$  为介质折射率。积分对  $f^n \Psi_i J_i \rightarrow f^n \Psi_f J_f$  的吸收带进行。

如果同一谱线包含了磁偶极子和电偶极子跃迁, 则有

$$f^{\text{ed}} + f^{\text{md}} = \frac{4\epsilon_0 mc}{e^2} \int \sigma(\nu) d\nu \quad (18)$$

因为磁偶极子振子强度  $f^{\text{md}}$  可以直接计算, 故由(18)式可计算出电偶极子的振子强度  $f^{\text{ed}}$ 。

### 1.2 考虑 $J$ 混合效应的 J-O 理论<sup>[14]</sup>

在晶场环境中, 中心离子受晶场作用, 同一能量本征函数中将包含不同的  $J$  成分, 此即  $J$  混合。在(8)式中未计入  $J$  混合的影响。  $J$  混合将影响光谱中的强度分布, 特别是要破坏或削弱一些关于  $J$  的跃迁选择定则。因此, 在一些情况下, 用 Judd 的三参量公式做的计算, 与实验数据有较大的偏差。尤其是按此公式确定的某些禁戒在实验中却出现了。夏上达等<sup>[13]</sup> 考虑了固体中低对称性位置上稀土离子发光中心, 给出了  $J$  混合的偶极跃迁强度公式。对电偶极子跃迁谱线强度为

$$S_{if}^{\text{ed}} = \sum_{\lambda=2,4,6} \Omega_\lambda \sum_{\Psi_i J_i} \sum_{\Psi_f J_f} \frac{|\alpha(\Psi_i J_i, \Psi_f J_f)|^2}{2J_i + 1}$$

$$\frac{|a(\Psi_f J_f, \Psi_f' J_f')|^2}{2J_f + 1} \times | \langle \Psi_f' J_f' \| U^{(\lambda)} \| \Psi_f J_f \rangle |^2 \quad (19)$$

对磁偶极子跃迁谱线强度公式为

$$S_{if}^{md} = \left( \frac{h}{4\pi mc} \right)^2 \sum_{\Psi_f J_f} \sum_{\Psi_f' J_f'} \frac{|a(\Psi_f J_f, \Psi_f' J_f')|^2}{2J_f + 1} \quad (20)$$

$$|a(\Psi J, \Psi' J')|^2 / (2J + 1) \text{ 是 } \Psi' J' \text{ 混入 } \Psi J \text{ 的 } J \text{ 混合系数,}$$

$$|a(\Psi J, \Psi' J')|^2 = \sum_{k=2,4,6} \bar{s}_k^2 \langle \Psi J \| U^{(k)} \| \Psi' J' \rangle^2 \quad (21)$$

$\bar{s}_k$  与谱项  $\Psi J$  在晶体场中 Stark 分裂裂距的均方差  $\Delta(\Psi J)^2$  之间, 可近似为

$$\Delta(\Psi J)^2 = \frac{1}{2J+1} \sum_n [E(\Psi J_n) - \bar{E}(\Psi J)]^2$$

$$= \frac{1}{2J+1} \sum_{k=2,4,6} \bar{s}_k^2 \langle \Psi J \| U^{(k)} \| \Psi J \rangle^2 \quad (22)$$

式中,  $E(\Psi J_n)$  是属于  $\Psi J$  的第  $n$  个 Stark 子能级,  $\bar{E}(\Psi J)$  是谱项  $\Psi J$  的能级簇中心, 利用(21)式, 由几个谱项的 Stark 分裂数据就可确定  $\bar{s}_k$ , 进而由(22)式确定  $J$  混合系数。从而可由(19), (20)式计算出谱线强度, 进行光谱分析。

### 1.3 改进的 J-O 理论<sup>[14, 15]</sup>

当 J-O 理论用于分析  $\text{Pr}^{3+}$  的  $4f$  电子时, 理论和实验结果的差别很大。在许多情况下, J-O 唯象参数取负值, 而这在 J-O 理论的框架下是不可能的。这种差别被认为是在 J-O 理论中的如下假设对于  $\text{Pr}^{3+}$  并不合理: 稀土离子的最外层  $5d$  电子的微扰组态是简并的, 并具有比所考虑的  $f-f$  电子跃迁高得多的能量。Quimby 等引入测量荧光分支比来改进 J-O 理论, 使实验和理论的吻合有了改进, 但由此也使的光谱的处理和实验变得复杂。Korenienko 提出了另外一种改进办法, 在改进的 J-O 理论中考虑了 J-O 近似对  $5d$  多重态的依赖, 使 J-O 理论用于  $\text{Pr}^{3+}$  时, 理论和实验吻合很好。

在改进的 J-O 理论中, 电偶极子的谱线跃迁强度表示为

$$S_{if}^{ed} = \sum_{i=2,4,6} \Omega_i [1 + 2\alpha(E(\Psi_f J_i) + E(\Psi_f' J_f') - 2E_f^0)] \quad (23)$$

(13)式中,  $\Omega_i$  是改进的 J-O 参数。  $\alpha = 1/(2\Delta_{5d})(\Delta_{5d}$  为  $5d$  和  $4f$  组态的能量差), 对  $\text{Pr}^{3+}$ , 其值为  $10^{-5} \text{ cm}^0$ 。  $\Omega_i, \alpha$  可由实验数据拟和来确定。  $E(\Psi_f J_f), E(\Psi_f J_i)$  分别为能级  $\Psi_f J_f, \Psi_f J_i$  的能量,  $E_f^0$  是  $4f$  组态的重心能量, 对  $\text{Pr}^{3+}$ , 其值为  $9\,940 \text{ cm}^{-1}$ 。

## 2 用 J-O 理论分析各向异性晶体光谱

在 Judd-Ofelt 理论的早期运用中, 直到 Lomheim 和 DeShazer<sup>[16]</sup> 发表了他们的工作结果之后, 晶体的各向异性效应才被考虑进来。然而, 为了获得有效的 J-O 参数结果, 样品仍然需要按特定的方向切割。另外, 在文献[17]中, 与实验谱线强度  $S_{if}$  相联系并用于计算 J-O 参数的空间平均吸收

$\bar{\Gamma}$ , 依赖于样品的长度  $L$ 。这只有当  $L$  非常小的时候是合理的。Luo 等<sup>[18]</sup> 提出了另外一种在实验上便于运用的计算方法, 称为 TPM 方法。此方法对晶体的加工面的方向无特殊要求, 只需把样品加工称为方形, 分别在垂直于样品表面的 3 个方向测量吸收系数(如图 1 所示, 分别表示为  $a, b, c$  方向)  $\alpha_i (i = a, b, c)$ , 在计算积分吸收

$$\Gamma_i = \int \alpha_i d\zeta \quad (24)$$

由此得平均吸收

$$\bar{\Gamma} = \frac{1}{3} \sum_i \Gamma_i \quad (25)$$

相应地, 晶体平均折射率以  $(n_1 + n_2 + n_3)/3$  计算。  $n_1, n_2, n_3$  分别为晶体在 3 个晶轴方向的折射率。

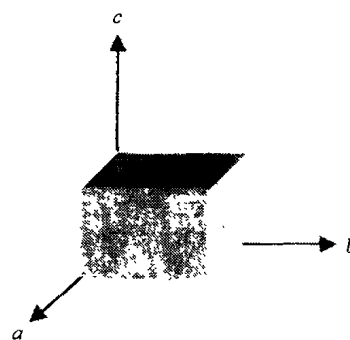


Fig. 1 Absorption spectra measured with unpolarized light along the directions  $a, b$ , and  $c$

对于单轴晶体, 如果晶体按垂直于特定方向  $a, c$  方向切割加工称为方形晶体, 则可在  $a, c$  方向测量, 效应的吸收平均值变为

$$\bar{\Gamma} = \frac{2\Gamma_a + \Gamma_b}{3} \quad (26)$$

以此  $\bar{\Gamma}$  代替(16) ~ (18)式中的吸收积分  $\int \alpha(\zeta) d\zeta$ , 即可按各向同性晶体的 J-O 理论计算 J-O 参数。

## 3 光谱重叠情况下的 J-O 参数拟合

在稀土的吸收光谱中, 会出现两个吸收带相重合以至无法分辨的情况。在此情形下, 可把它们作为一个吸收带考虑以拟合 J-O 参数。

实验和理论的振子强度  $f_{if}^{exp}, f_{if}$  的平方差  $\delta$  为

$$\delta = \sum_f (f_{if}^{exp} - f_{if})^2 = \sum_f (f_{if}^{exp} - \gamma_f \sum_{\lambda} \Omega_{\lambda} U_{if}^{(\lambda)^2})^2 \quad (27)$$

$$\gamma_f = \frac{\chi}{n^2} \frac{8\pi^2 mc}{3h\zeta(2J+1)} \quad (28)$$

设  $f$  吸收带出现光谱带重叠, 重叠数为  $m_f$ , 易见

$$\delta = \sum_f (f_{if}^{exp} - \gamma_f \sum_{\lambda} \Omega_{\lambda} U_{if}^{(\lambda)^2})^2 + \sum_f (f_{if}^{exp} - \gamma_f \sum_{m_f} \sum_{\lambda} \Omega_{\lambda} U_{m_f}^{(\lambda)^2})^2 \quad (29)$$

其中  $f_{if}^{exp}$  为由重叠的整个光谱带计算所得的吸收振子强

度。令

$$U_f^{(\lambda)2} = \sum_{m_f} U_{m_f}^{(\lambda)2} \quad (30)$$

则(19)式变为

$$\delta = \sum_f (f_{if}^{\text{exp}} - \gamma_f \sum_{\lambda} \Omega_{\lambda} U_{if}^{(\lambda)2})^2 + \sum_f (f_{if}^{\text{exp}} - \gamma_f \sum_{\lambda} \Omega_{\lambda} U_{if}^{(\lambda)2})^2 \quad (31)$$

欲使  $\delta$  最小, 需

$$\frac{\partial \delta}{\partial \Omega_i} = 0 (i = 2, 4, 6) \quad (32)$$

由此式即可得关于  $\Omega_i$  的线性方程, 解线性方程即得  $\Omega_i$  拟合值。

#### 4 由发射光谱拟合 J-O 参数<sup>[19]</sup>

在实际应用中, 可以通过测样品的不同能级寿命确定 J-O 参数。实验上测量的能级寿命

$$\tau_i^{\text{exp}} = \frac{1}{\sum_f (A_{if} + W_{if})} \quad (33)$$

其中  $W_{if}$  为无辐射跃迁几率。

测量寿命随温度的变化关系。在低温下,  $W_{if} \rightarrow 0$ , 得能

级寿命  $\tau_i^{\text{exp}} = \tau_i = 1 / \sum_f A_{if}$ 。由(4)式

$$\sum_f \frac{1}{\zeta_{if}^3} S_{if}^{\text{ed}} = \sum_f \frac{1}{\zeta_{if}^3} \sum_{\lambda} \Omega_{\lambda} U_{if}^{(\lambda)2} \quad (34)$$

(24)式右边可根据(12), (13)式和实验测量能级寿命计算。由(34)式, 只要实验上测得 3 个以上的能级寿命, 即可通过拟合出 J-O 参数。

因为荧光寿命可由多晶材料的发光来测量。因此, J-O 理论也可以用来多晶材料的光谱特性。

#### 5 结 论

本文对 Judd-Ofelt 光谱分析理论(J-O 理论)的发展和进行了综述。J-O 理论用于分析固体中的稀土离子的吸收、发射光谱, 可计算它们的跃迁几率、谱线强度、能级寿命、发射截面等。在 J-O 理论中考虑 J 混合后, 可使理论和实验结果更好地吻合。采用改进的 J-O 理论, 可较好地对  $\text{Pr}^{3+}$  光谱进行分析。由 TPM 方法, 可用非极化光透射光谱来分析各向异性晶体的光谱性质, 并且对样品的加工无特殊定向要求。对于重叠吸收光谱带, 拟和 J-O 参数时可以近似为一个带进行处理。利用荧光寿命也可对 J-O 参数进行计算。

#### 参 考 文 献

- [1] YANG Jian-hu, DAI Shi-xun, DAI Neng-li et al(杨建虎, 戴世勋, 戴能利等). Spectroscopy and Spectral Analysis(光谱学与光谱分析), 2003, 23(6): 1065.
- [2] Judd B R. Phys. Rev., 1962, 127(3): 750.
- [3] Ofelt G S. J. Chem. Phys., 1962, 37(3): 511.
- [4] Weber M J, Varitimos T E, Matsinger B H. Phys. Rev., 1973, B8(1): 47.
- [5] Maria Cinta Pujol, Jaume Massons, Magdalena Aguiló et al. IEEE J. Quantum Electronics, 2002, 38(1): 93.
- [6] Aghamalyan N R, Kostanyan R B, Sanamyan T V. J. Phys.: Condens. Matter, 2001, 13: 6585.
- [7] XIA Shang-da(夏上达). Group Theory and Spectra(群论与光谱). Beijing: Science Press(北京: 科学出版社), 1994. 266.
- [8] ZHANG Si-yuan, BI Xian-zhang(张思远, 毕宪章). Spectrum Theory of Rare Earth(稀土光谱理论). Changchun: Jilin Science and Technology Press(长春: 吉林科学技术出版社), 1991. 155.
- [9] Carnall W T, Fields P R, Rajnak K. J. Chem. Phys., 1968, 49(10): 4443.
- [10] Carnall W T, Fields P R, Rajnak K. J. Chem. Phys., 1968, 49(10): 4424.
- [11] Carnall W T, Fields P R, Rajnak K. J. Chem. Phys., 1968, 49(10): 4447.
- [12] Carnall W T, Fields P R, Rajnak K. J. Chem. Phys., 1968, 49(10): 4450.
- [13] Weber M J. Phys. Rev., 1967, 157(2): 262.
- [14] XIA Shang-da, CHEN Yi-min(夏上达, 陈一民). Science in China A(中国科学 A), 1985, 15: 669.
- [15] Komienko A A, Kaminskii A A, Dunina E B. Phys. Sta. Sol. (b), 1990, 157: 267.
- [16] Lomheim T S, DeShazer L G. J. Appl. Phys., 1978, 49(1): 5517.
- [17] Medeiros Neto J A, Hewak D W, Tate H. J. Non-Crystalline Solids, 1995, 183: 201.
- [18] Luo Zundu, Chen Xueyuan, Zhao Tingjie. Optics Communication, 1997, 134: 415.
- [19] YU Jia-qi(虞家琪). Luminescence and Display(发光与显示), 1985, 6(1): 68.

## Judd-Ofelt Spectral Theory

ZHANG Qing-li<sup>1</sup>, HE Wei<sup>2</sup>, SUN Duen-lu<sup>1</sup>, WANG Ai-hua<sup>1</sup>, YIN Shao-tang<sup>1</sup>

1. Anhui Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Hefei 230031, China

2. Hefei Industrial University, Hefei 230009, China

**Abstract** In this article, the development and application of Judd-Ofelt spectral theory(J-O theory) was reviewed briefly. J-O theory was used to analyze the absorption and emission spectra of rare earth ions in solids, and compute their transition probabilities, line strengths, energy lifetimes, emission cross sections, and so on. When  $J$ -mixing was considered in J-O theory, the theoretical and experimental results were more consistent. The spectra of  $\text{Pr}^{3+}$  can be analyzed relatively accurately with modified J-O theory. The spectral properties of anisotropic crystal can be analyzed from the unpolarized-light transmission spectrum of a quadratic sample without special-orientation processing. The overlapped absorption bands can be treated as one band approximatively. The J-O parameters can also be calculated with fluorescence lifetimes.

**Keywords** Judd-Ofelt spectral theory; Spectral parameters; Rare earth ion

(Received Nov. 16, 2003; accepted Mar. 18, 2004)

### 《光谱学与光谱分析》对来稿英文摘要的要求

来稿英文摘要不符合下列要求者,本刊要求作者重写,这可能要推迟论文发表的时间。

1. 请用符合语法的英文,要求言简意明、确切地论述文章的主要内容,英文摘要应与中文摘要一致,且不加评论和补充解释。
2. 应拥有与论文同等量的主要信息,包括4个要素,即研究目的、方法、结果、结论。其中后两个要素最重要。有时一个句子即可包含前两个要素,例如“用某种改进的 ICP-AES 测量了鱼池水样的痕量铅”。但有些情况下,英文摘要可包括研究工作的主要对象和范围,以及具有情报价值的其他重要信息。在结果部分最好有定量数据,如检测限、相对标准偏差等;结论部分最好指出方法或结果的优点和意义。
3. 句型力求简单,尽量采用被动式,通常应有10个左右意义完整、语句顺畅的句子。英语词数以150至200个为宜,不能太短;也不要太长。用计算机单面隔行打印。
4. 摘要不应有引言中出现的内容,换言之,摘要中必须写进的内容应尽量避免在引言中出现。摘要也不要对论文内容作解释和评论,不得简单重复题名中已有的信息;不用非公知公用的符号和术语;不用引文,除非该论文证实或否定了他人已发表的论文。缩略语、略称、代号,除相邻专业的读者也能清楚地理解外,在首次出现时必须加以说明,例如用括号写出全称。