
ATTI ACCADEMIA NAZIONALE DEI LINCEI
CLASSE SCIENZE FISICHE MATEMATICHE NATURALI
RENDICONTI

FRANCA MORAZZONI, FRANCO CARIATI, VENANZIO
VALENTI

**Calcolo completo delle matrici di energia per la
configurazione d^4 a simmetria D_{4h}**

*Atti della Accademia Nazionale dei Lincei. Classe di Scienze Fisiche,
Matematiche e Naturali. Rendiconti, Serie 8, Vol. 49 (1970), n.5, p. 289–298.*
Accademia Nazionale dei Lincei

<http://www.bdim.eu/item?id=RLINA_1970_8_49_5_289_0>

L'utilizzo e la stampa di questo documento digitale è consentito liberamente per motivi di ricerca e studio. Non è consentito l'utilizzo dello stesso per motivi commerciali. Tutte le copie di questo documento devono riportare questo avvertimento.

*Articolo digitalizzato nel quadro del programma
bdim (Biblioteca Digitale Italiana di Matematica)
SIMAI & UMI*

<http://www.bdim.eu/>

Chimica. — *Calcolo completo delle matrici di energia per la configurazione d^4 a simmetria D_{4h}* (*). Nota di FRANCA MORAZZONI, FRANCO CARIATI e VENANZIO VALENTI, presentata (**) dal Corrisp. L. MALATESTA.

SUMMARY. — The aim of the present paper is to extend the point bond model to metal complexes with d^4 electronic configuration. The energy matrices have been calculated according to the strong field model also taking into account the interelectronic repulsion and *spin-orbit* coupling perturbations.

L'interesse allo studio delle proprietà elettroniche e magnetiche del complesso $[\text{Re}(\text{DPE})_2\text{X}_2]\text{X}$, *trans*, con $\text{X} = \text{Cl}, \text{Br}$ e $\text{DPE} =$ difenilfosfinoetano [1] ci ha condotto al calcolo delle matrici di energia secondo il formalismo del campo forte in simmetria D_{4h} .

Si può infatti ammettere che questi composti presentino legami $\text{Me}-\text{X}$ ed DPE diretti ai vertici di un ottaedro, ma differenti per la diversa forza dei leganti X e DPE .

Nel calcolo che rende le matrici diagonali rispetto all'operatore di campo si è tenuto conto anche delle perturbazioni minori di repulsione interelettronica e di accoppiamento *spin* orbita; le energie di repulsione interelettronica sono state calcolate utilizzando le Tabelle A 26 di Griffith [2], mentre per il calcolo delle energie di interazione *spin* orbita ci siamo serviti degli operatori riportati in letteratura [3].

$$\begin{array}{ll} a_1 & \text{————— } 2A + A' \\ b_1 & \text{————— } 3A \\ \\ e & \text{————— } 2B + 2B' \\ b_2 & \text{————— } 4B \end{array}$$

Fig. 1. — Termini di campo monoelettronici.

I termini diagonali di campo, espressi in funzione dei parametri A, B per l'alogeno, A', B' per il legante, secondo l'approssimazione del point bond model [4], possono essere dedotti per tutte le 23 configurazioni dalla fig. 1, nella quale sono riportati i termini di campo monoelettronici.

Nelle Tabelle I, II, III, IV e V riportiamo le matrici dei termini di repulsione elettrostatica interelettronica e di accoppiamento *spin-orbita*, espresse per comodità in unità ζ (costante di accoppiamento *spin-orbita*).

Il controllo dei termini è stato effettuato riproducendo, per la simmetria ottaedrica, gli autovalori calcolati da Schroeder [5].

(*) Lavoro eseguito con il contributo del C.N.R. nell'Istituto di Chimica generale dell'Università di Milano.

(**) Nella seduta del 14 novembre 1970.

TABELLA II. — Elementi di matrice di interazione spin-orbita. Rappresentazione B_2 .

[illegible]

TABELLA IV. - Elementi di matrice di interazione elettrostatica ed interazione spin-orbita. Rappresentazione A_1 .

[illegible]

Segue: TABLE IV.

$eb_2a_1b_1$	$eb_1^2a_1$	$ea_1^2b_1$	$b_2a_1b_1$	$a_1^2b_1^2$
5E	3E	3E	3A_2	1A_1
$-21B - \frac{1}{4}$	-1	0	$-\sqrt{\frac{3}{2}}$	0
	$-\frac{14B}{5C} + \frac{1}{2}$	$2\sqrt{3}B$	0	$-\sqrt{3}$
		$-\frac{10B}{5C} + \frac{1}{2}$	$\frac{1}{\sqrt{2}}$	1
			$-\frac{16B}{5C}$	$-\sqrt{2}$
				$-16B + 8C$

$eb_2a_1b_1$	$eb_1^2a_1$	$ea_1^2b_1$	$b_2a_1b_1$	$a_1^2b_1^2$	
5E	3E	3E	3A_2	1A_1	
0	0	0	0	0	1A_1
0	0	0	0	0	3E
0	0	0	0	0	1A_1
0	0	0	0	0	3A_2
$\frac{1}{2\sqrt{2}}$	0	0	0	0	5B_1
0	0	0	0	0	1A_1
$-\frac{1}{2}$	0	0	$-\sqrt{6}B$	0	3A_2
0	$3B+C$	$\sqrt{3}B$	0	0	3E
0	$\sqrt{3}B$	$B+C$	0	0	3E
-1	c	0	0	0	3E
0	0	$4B+C$	0	0	3E
$-\frac{3}{2\sqrt{2}}$	0	0	0	0	5A_1
0	0	0	0	0	1A_1
$-\frac{\sqrt{3}}{2}$	0	0	$\sqrt{2}(B+C)$	0	3A_2
0	0	$\frac{1}{\sqrt{2}}$	0	$\sqrt{2}(3B+C)$	1A_1
0	0	$\frac{1}{\sqrt{2}}$	$-6B$	0	3A_2
0	0	0	$-\sqrt{2}$	c	1A_1
0	0	0	0	$4B+C$	1A_1
0	$-\frac{\sqrt{3}}{2}$	0	0	$\sqrt{2}(B+C)$	1A_1
0	$\frac{\sqrt{3}}{2}$	0	0	0	3A_2
0	0	$3B-1$	$\frac{1}{\sqrt{2}}$	0	3E
0	$-3\sqrt{3}B$	0	0	0	3E
0	$-\frac{1}{2}$	$\frac{\sqrt{3}}{2}$	0	$-2\sqrt{3}B$	1A_1
$-\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	$\frac{\sqrt{3}}{2}$	$-\sqrt{6}B$	0	3A_2
$\frac{1}{2\sqrt{2}}$	$\frac{1}{\sqrt{2}}$	$-\frac{\sqrt{3}}{2}$	0	0	5B_2
0	$\frac{3}{\sqrt{2}}B - \frac{1}{\sqrt{2}}$	$3\frac{\sqrt{3}}{2}B - \frac{\sqrt{3}}{2}$	0	0	3E
$-\frac{1}{2\sqrt{2}}$	$\frac{3}{\sqrt{2}}B - \frac{1}{\sqrt{2}}$	$\frac{\sqrt{3}}{2}B - \frac{\sqrt{3}}{2}$	0	0	3E
$\frac{1}{4}$	$3B$	$3\sqrt{3}B$	0	0	3E

Segue: TABELLA V.

[illegible]

BIBLIOGRAFIA

- [1] F. CARIATI, A. SGAMELLOTTI, F. MORAZZONI and V. VALENTI, in corso di stampa.
- [2] J. S. GRIFFTH, *The Theory of transition metal ions*, Cambridge University Press (1961).
- [3] C. K. BALLHAUSEN, *Introduction to Ligand Field Theory*, McGraw Hill Co., 149 (1962).
- [4] R. A. HOWALD and D. P. KEETON, « Spec. Acta », 22, 1211 (1966).
- [5] K. A. SCHROEDER, « J. Chem. Phys », 37, 2553 (1962).