



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO

ESCUELA NACIONAL DE ARQUITECTURA

**CÁLCULO DE NIVELES DE ENERGÍA DE NÚCLEOS NON-NON EN LA
CAPA 2 5-1D**

TESIS

QUE PARA OBTENER EL TÍTULO DE:

ARQUITECTO

PRESENTA:

BERRONDO DEL VALLE, MANUEL

ASESOR

MOSHINSKY, MARCOS

Ciudad Universitaria, México, D.F.

1966



Universidad Nacional
Autónoma de México



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.



**CALCULO DE NIVELES DE ENERGIA DE NUCLEOS
NON-NON EN LA CAPA 2-14**

TESIS PROFESIONAL

MANUEL BERRONDO DEL VALLE

México, D. F.

1966

A mis padres

Al Dr. Marcos Moshinsky

A mis hermanos

Deseo hacer patente mi agradecimiento más sincero al Dr. Marcos Moshinsky quien me guió y dirigió a lo largo de este trabajo.

Agradezco asimismo la colaboración de los Dres. Jorge Flores y Pier A. Mello y las correcciones y acertados comentarios del Dr. Manuel de Llano, así como la ayuda del Físico Elpidio Chacón y el interés prestado por el Físico Mario E. Fosado en el seminario en que colaboró.

Quiero manifestar también mi agradecimiento al Centro de Cálculo Electrónico de la U. N. A. M. y al Centro Nacional de Cálculo del I. P. N. por haberme facilitado las instalaciones de que disponen.

Por último, quiero agradecer a la Comisión Nacional de Energía Nuclear la ayuda económica que me brindó durante la elaboración del presente trabajo.

Nota Aclaratoria

Con el objeto de utilizar términos castellanos, hasta donde sea posible, se han introducido los términos idio-valor, espín e iso-espín, en vez de las expresiones eigen-value, spin e isospin, utilizados generalmente en la literatura.

Además, debido al repetido uso que se hace de las expresiones representación irreducible y espín-órbita, se utilizan las abreviaturas R. I. y S. O. respectivamente.

PREFACIO

Esta tesis tiene por objeto mostrar y analizar los resultados obtenidos al aplicar las técnicas discutidas en la tesis de Justino Pineda (U. N. A. M. 1966), a trece núcleos non-non en la capa $2s-1d$ del oscilador armónico. Esta técnica está, a su vez, basada en el método desarrollado por el Dr. Moshinsky⁸, de aplicación de la Teoría de Grupos a la Física Nuclear. Toda la teoría necesaria para los cálculos de esta tesis, está contenida en la tesis antes mencionada, de modo que este trabajo se limita a presentar los resultados obtenidos. Se hace continua referencia a fórmulas de la tesis de Justino Pineda, que se denotan por la numeración con que aparecen en dicha tesis.

C A P I T U L O I

9. Programación para el Cálculo de la Interacción:

La técnica desarrollada en los capítulos anteriores permite llevar a cabo una programación de la misma para máquinas computadoras. Se ha llevado a cabo un programa que calcula de manera sistemática los elementos de matriz del acoplamiento espín-órbita, $W_{s.o.}$ y de la interacción cuadrupolo-cuadrupolo, Q^2 , aprovechando las fórmulas cerradas (7.4) y (3.8), además hace una combinación lineal del tipo $-(x Q^2 + (1-x) W_{s.o.})$ ó bien $-[x Q^2 + (1-x) W_{s.o.}]$ donde Q es la fuerza de intercambio. Variando los valores de x de 0 a 1 de una manera iterativa, diagonaliza la matriz combinación y grafica los idio-valores obtenidos para cada valor del impulso angular total J , en función del parámetro x , considerando que gráficas correspondientes al mismo valor de J no se cruzan.

Este programa fue elaborado en lenguaje FORTRAN II para las máquinas G-20 e IBM-709, graficándose los resultados en una computadora G-15, habiéndose llevado a cabo los cálculos en el CeNaC del I. P. N. y en el CCE de la U. N. A. M.

Los datos que requiere el programa son:

- i) La partición de SU_3 correspondiente, $(k_1 k_2)$.

- ii) Los valores de espín intrínseco S posibles.
- iii) Los valores de los elementos de matriz $T_{13}^{13}(s', s)$ y $T_{23}^{23}(s', s)$ que aparecen en la ecuación (8. 1).
- iv) El valor del impulso angular total J del estado base experimentalmente obtenido.

Con los dos primeros datos se calculan los elementos de matriz (7. 3) y (7. 5) y los idio-valores de 2^2 dados por (3. 8). Estos cálculos incluyen la determinación de los coeficientes de Clebsch-Gordon¹³ y Racah¹⁴ involucrados.

El tercer dato se utiliza en el cálculo de los coeficientes A y B de la sección 8.

Se ha convenido en hacer las gráficas tomando como origen de energías el nivel más bajo de la J dada experimentalmente como estado base. Esto resulta muy práctico al analizar los resultados obtenidos; es por esto que se incluye el cuarto dato.

10. Clasificación de los núcleos non-non.

En la siguiente hoja se da una tabla que contiene el número de partículas fuera de capa cerrada, la partición de $u_6 \times u_4$ más simétrica posible, la R. I. de SU_3 más baja² en energía contenida en la dada de u_6 , las R. I. de R_3 contenidas⁷ en SU_3 , el valor de iso-espín más bajo compatible con la partición de u_6 dada, los valores de espín correspondientes y el impulso angular total correspondiente al estado base experimental.

TABLA

Núcleos	N	$U_6 \otimes U_4$	SU_3	R_3	$U_2^{(r)}$	$U_2^{(a)}$	J_{exp} (e. b.)
		$ f\rangle \otimes \tilde{f}\rangle$	(k_1, k_2)	L	T	S	
${}_{11}Na_{11}^{22}$	6	$[42] \otimes 2211\rangle$	(10,2)	$0, 2^2, 3, 4^2, 5, 6^2, 7, 8^2, 9, 10$	0	1	3
${}_{11}Na_{13}^{24}$	8	$[431] \otimes 3221\rangle$	(11,2)	$1, 2, 3^2, 4, 5^2, 6, 7^2, 8, 9^2, 10, 11$	1	0,1	4
${}_{11}Na_{15}^{26}$	10	$[4321] \otimes 4321\rangle$	(11,3)	$1, 2, 3^2, 4^2, 5^2, 6^2, 7^2, 8^2, 9^2, 10, 11$	2	0,1	(2,3)
${}_{13}Al_{11}^{24}$	8	$[431] \otimes 3221\rangle$	(11,2)	$1, 2, 3^2, 4, 5^2, 6, 7^2, 8, 9^2, 10, 11$	1	0,1	(4)
${}_{13}Al_{13}^{26}$	10	$[442] \otimes 3322\rangle$	(12,2)	$0, 2^2, 3, 4^2, 5, 6^2, 7, 8^2, 9, 10^2, 11, 12$	0	1	5
${}_{13}Al_{15}^{28}$	12	$[4431] \otimes 4332\rangle$	(12,3), (12,9)	$1, 2, 3^2, 4^2, 5^2, 6^2, 7^2, 8^2, 9^2, 10^2, 11, 12$	1	0,1	3
${}_{13}Al_{17}^{30}$	14	$[44321] \otimes 5432\rangle$	(11,3)	Las mismas que para el Na^{26}	2	0,1	(2,3)
${}_{15}P_{13}^{28}$	12	$[4431] \otimes 4332\rangle$	(12,3), (12,9)	Las mismas que para el Al^{28}	1	0,1	(3)
${}_{15}P_{15}^{30}$	14	$[4442] \otimes 4433\rangle$	(12,2)	Las mismas que para el Al^{26}	0	1	1
${}_{15}P_{17}^{32}$	16	$[44431] \otimes 5443\rangle$	(11,2)	Las mismas que para el Na^{24}	1	0,1	1
${}_{15}P_{19}^{34}$	18	$[444321] \otimes 6543\rangle$	(8,1)	$1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8$	2	0,1	1
${}_{17}Cl_{15}^{32}$	16	$[44431] \otimes 5443\rangle$	(11,2)	Las mismas que para el Al^{24}	1	0,1	(2)
${}_{17}Cl_{17}^{34}$	18	$[44442] \otimes 5544\rangle$	(10,2)	Las mismas que para el Na^{22}	0	1	3

Nota. Todos los valores dados de J_{exp} (estado base experimental) son de Paridad positiva.

Por otro lado, tomando en cuenta que las fuerzas nucleares no dependen de la carga de los nucleones y además puesto que el efecto coulombiano puede considerarse despreciable, esta clasificación es simétrica ante el intercambio de protones y neutrones, es decir, no distingue entre un núcleo y su espejo.

Ahora, si se intercambian partículas por agujeros en este esquema, se cambia el signo de la matriz del acoplamiento espín-órbita apareciendo además una constante, irrelevante en este caso, ya que no afecta la separación relativa de los niveles de energía excitados, pero se conserva el signo de las interacciones entre pares de partículas:

Intercambiar partículas por agujeros equivale a intercambiar operadores de creación por de aniquilación y viceversa, de manera que en interacciones de una sola partícula se tendrá:

$$w_{a_1} = \sum_{f, f'} \langle f | W | f' \rangle b_f^\dagger b_{f'}^+ = \sum_{f, f'} \langle f | W | f' \rangle (\delta_{f, f'}^f - b_{f'}^+ b_f) = \text{cte.} - w_p$$

es decir $w_{a_1} = -w_p + \text{cte.}$

ya que $\langle f | W | f' \rangle = \langle f' | W | f \rangle$ y $\sum_f \langle f | W | f \rangle = \text{cte.}$

Para interacciones entre dos partículas:

$$w_{a_2} = \sum_{\substack{f_1, f_1' \\ f_2, f_2'}} \langle f_1, f_2 | V_{12} | f_1', f_2' \rangle b_{f_1}^\dagger b_{f_2}^\dagger b_{f_2'}^+ b_{f_1'}^+ =$$

$$- \sum_{\substack{f_1, f_1' \\ f_2, f_2'}} \langle f_1, f_2 | V_{12} | f_1', f_2' \rangle \left(b_{f_1}^\dagger b_{f_2}^\dagger b_{f_1'}^+ b_{f_2'}^+ + \sum_{\substack{f_1, f_1' \\ f_2, f_2'}} \langle f_1, f_2 | V_{12} | f_1', f_2' \rangle b_{f_1}^\dagger b_{f_2}^\dagger b_{f_2'}^+ b_{f_1'}^+ = \text{cte.} + 2w_p \right)$$

$U_{\alpha\beta} = U_{\beta\alpha}$ etc. , usando las reglas de anticonmutación y el hecho de que $\|V_{12}\|$ es simétrica.

C A P I T U L O I I

II. Análisis de los Resultados.

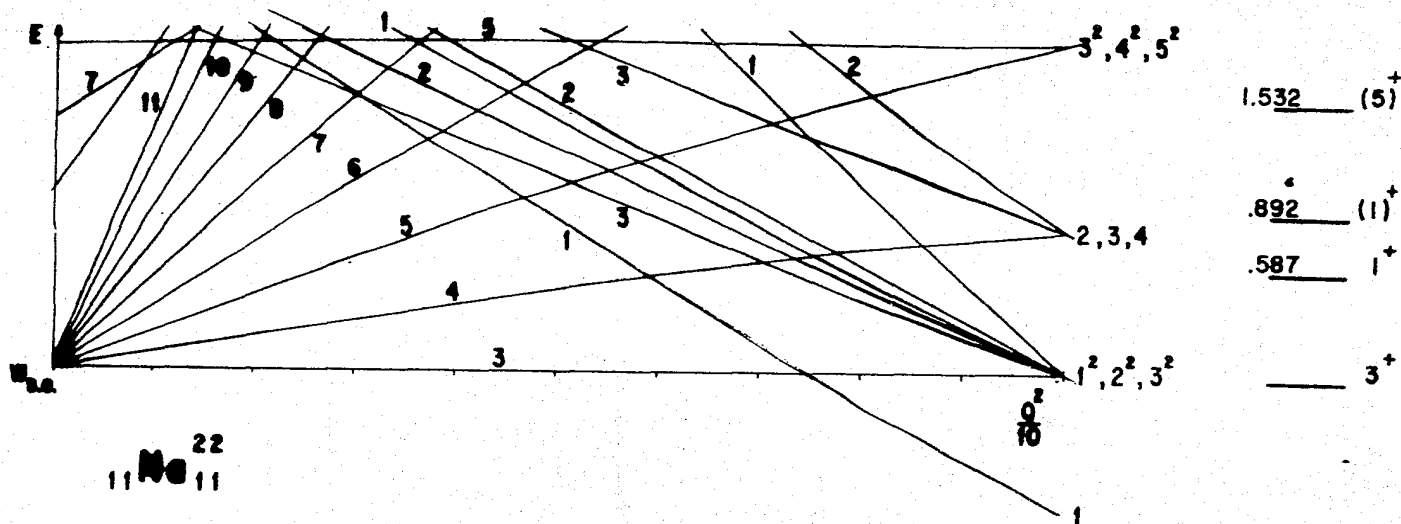


FIG. 1. En la gráfica se observa que el estado base 3 se obtiene para la mayor parte del rango del parámetro x , además se obtiene el primer nivel excitado 1. Los siguientes niveles no aparecen en el orden indicado, aunque experimentalmente son dudosos los que se tienen. Se espera obtener un mejor acuerdo tomando una interacción modelo completa, es decir, agregando fuerzas de corto alcance. Como en este caso sólo hay un valor posible de espín, una fuerza de intercambio no contribuiría más que como una constante que sólo afectaría la escala de la gráfica.

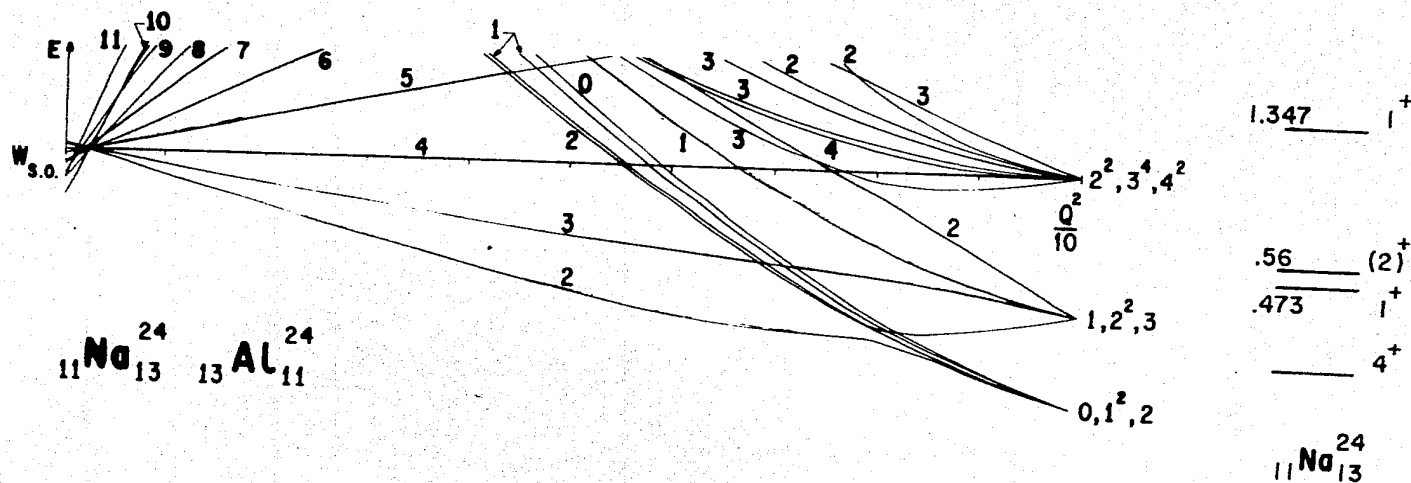


FIG. 2. En este caso el estado base 4 del Na^{24} no se obtiene para ningún valor del parámetro; es claro pues, que el corte hecho por la cadena de grupos $U_6 \supset SU_3 \supset R_3$ no es satisfactorio. Un resultado semejante se tiene para el Al^{24} , si su estado base fuese 4 como lo indica tentativamente el experimento. Ninguna mejora se obtiene en este esquema al introducir una fuerza de intercambio con mezcla de Rosenfeld (Figura 3).

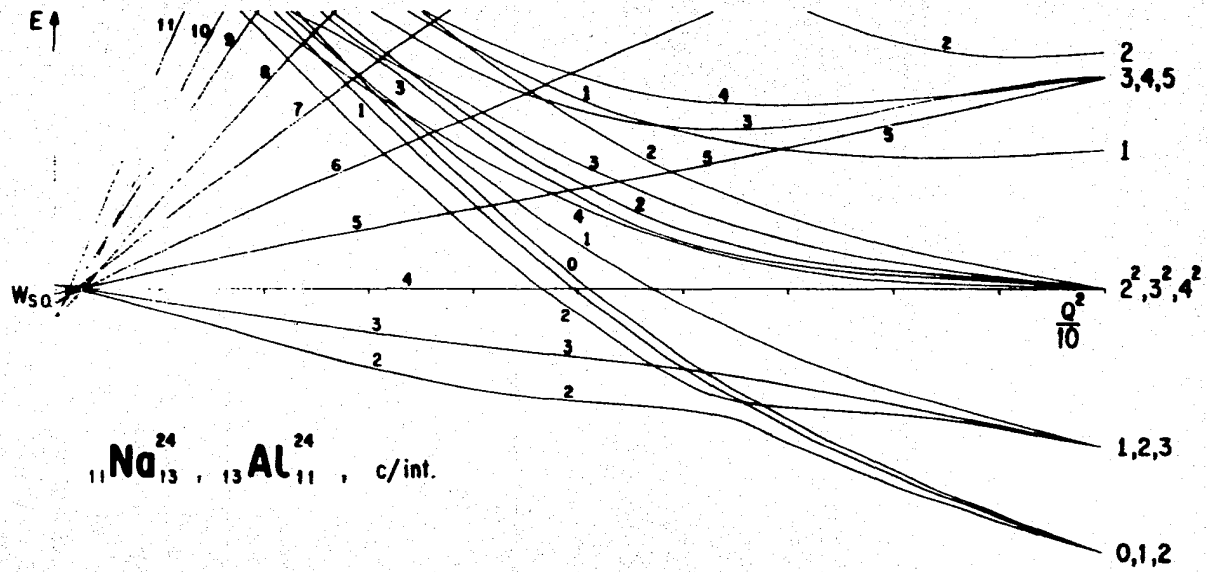


FIG. 3

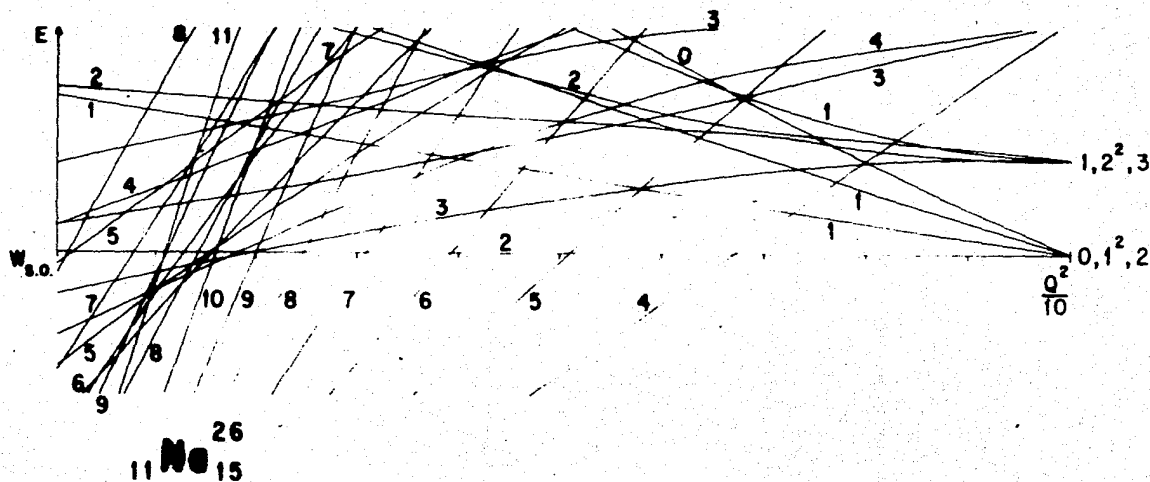
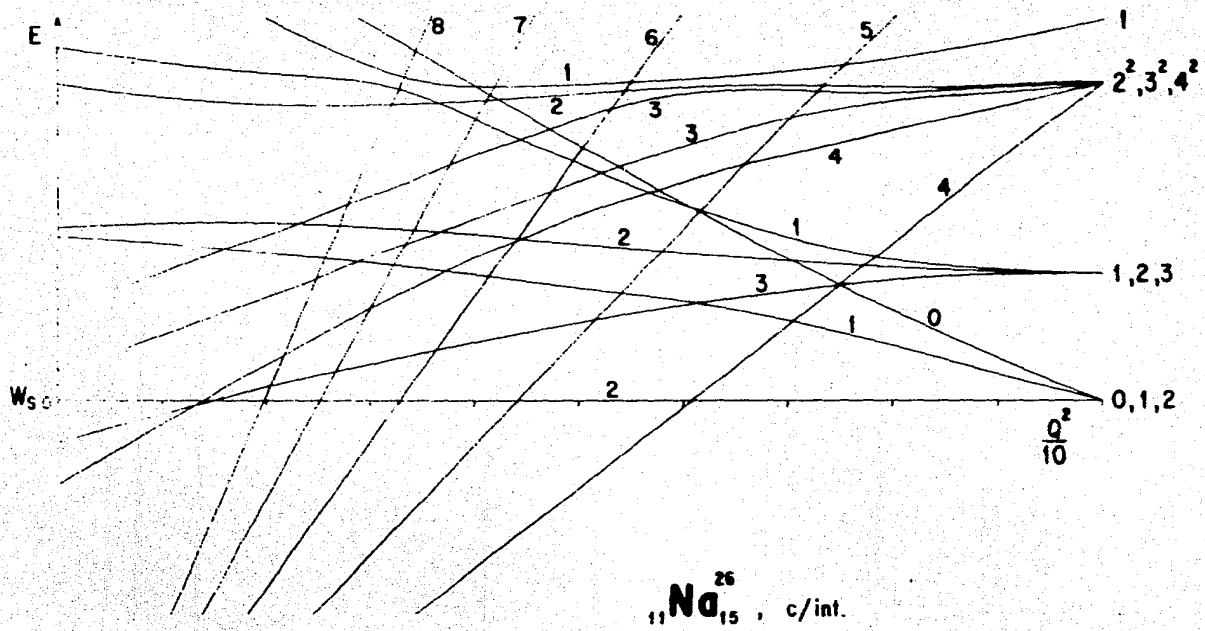


FIG. 4. Sólo se conoce el estado base (2 , 3), dudoso. La gráfica indica que el 2 , sería el más bajo para un acoplamiento espín-órbita débil, descartando el 3 como posibilidad teórica en este análisis. Al considerar fuerzas de intercambio, ninguna mejora se logra, (Figura 5).



- 2.10 -

FIG. 5

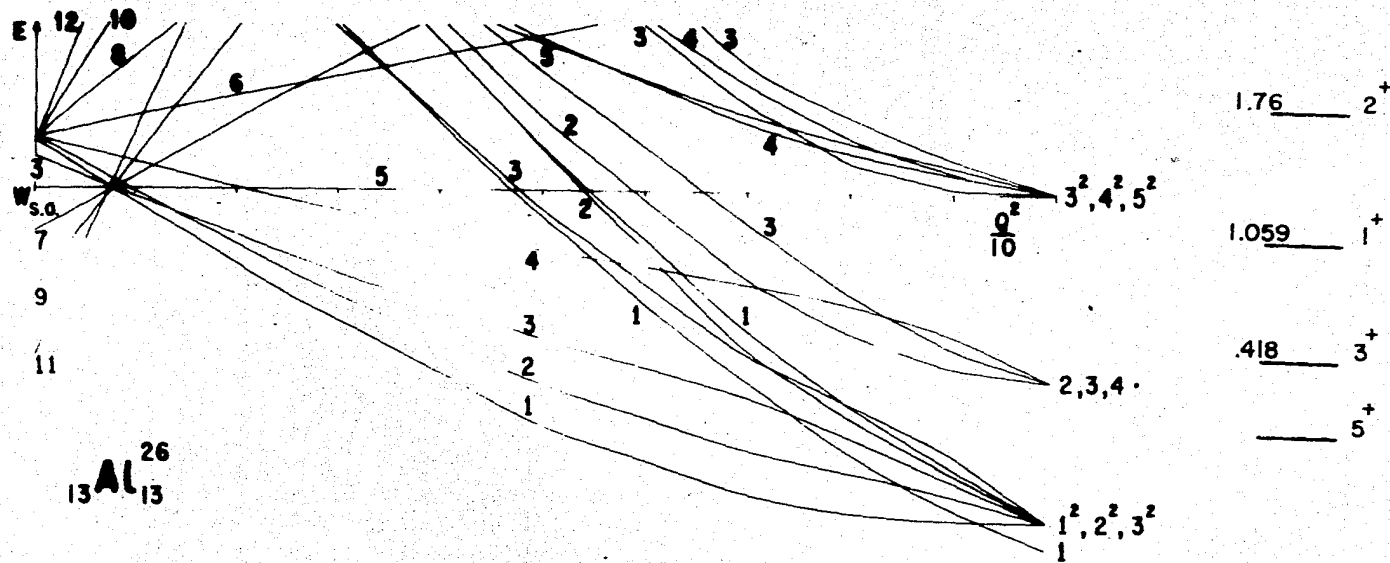


FIG. 6. Como en el caso del Na^{24} , el estado base 5 no aparece como nivel más bajo para la clasificación de SU_3 , más baja en energía.

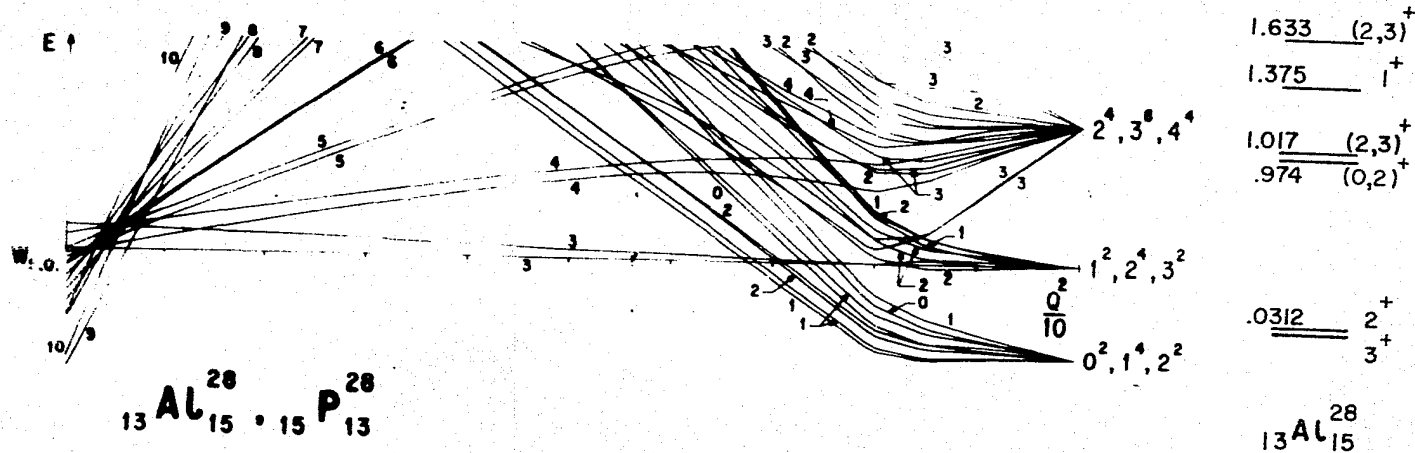
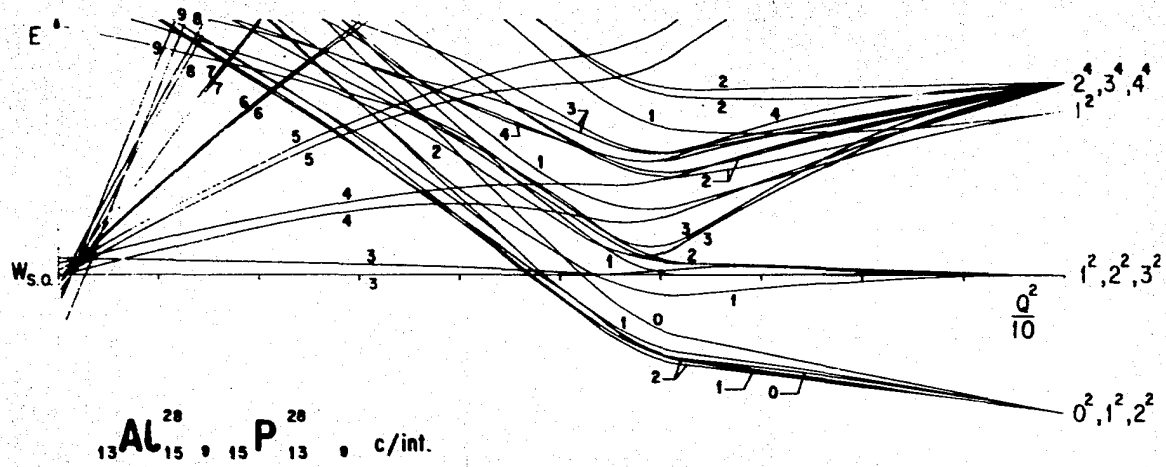


FIG. 7. Para el Al^{28} , el estado base 3^- se obtiene con un acoplamiento espín-órbita de fuerte a moderado. Aún cuando los niveles excitados no se obtengan en el orden correcto, es interesante observar la aparición de dobletes tanto en el espectro teórico como en el experimental. En el caso teórico, estos dobletes se deben al hecho de que existen dos R. I. de SU_3 , caracterizadas por $(12, 9)$ y $(12, 3)$, contenidas en la partición $[4431]$ de U_6 con la energía más baja posible para una fuerza de cuadrupolo-cuadrupolo, como puede observarse en la tabla de clasificación de los núcleos. Los dobletes que se obtienen, sin embargo, en el caso teórico son del mismo impulso angular total J , lo cual no concuerda con el experimento para el estado base; ninguna información adicional se obtiene de la gráfica de niveles cuando se toma en cuenta la fuerza de intercambio ya citada (Figura 8). Se espera, sin embargo, un mejor acuerdo con el experimento al tomar en cuenta la fuerza de apareamiento 0 en la interacción.

Para el P^{28} sólo se conoce el estado base 3^- , que concuerda con los resultados teóricos.



- 2.13 -

FIG. 8

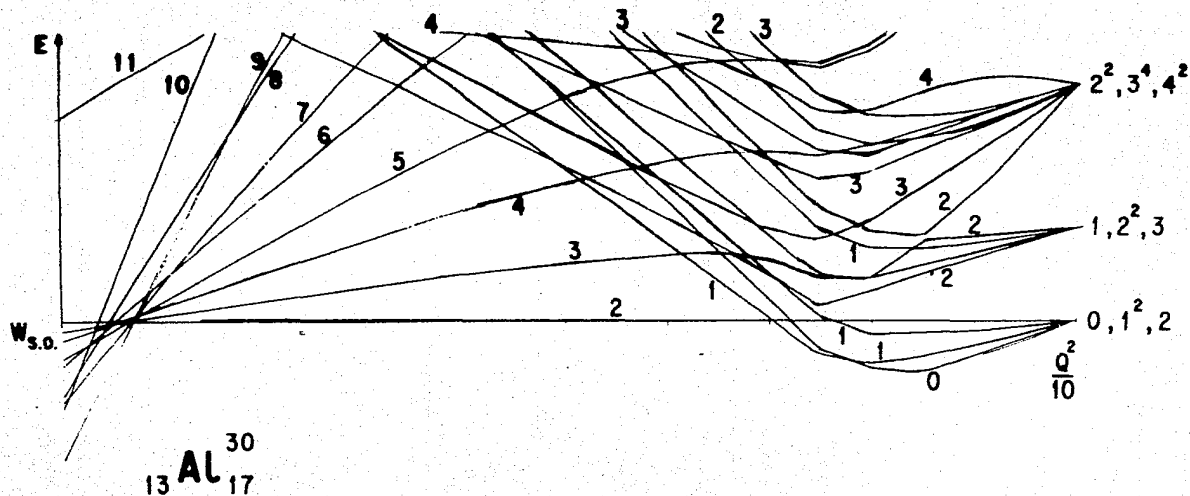


FIG. 9. Como en el caso del Na^{26} , el esquema muestra una clara predilección por el estado 2 como base, para un acoplamiento espín-órbita de débil a moderado, lo cual no contradice los datos experimentales. Como en el resto de casos en que se ha considerado el efecto de una fuerza de intercambio, no se obtiene ningún dato de interés nuevo. (Figura 10).

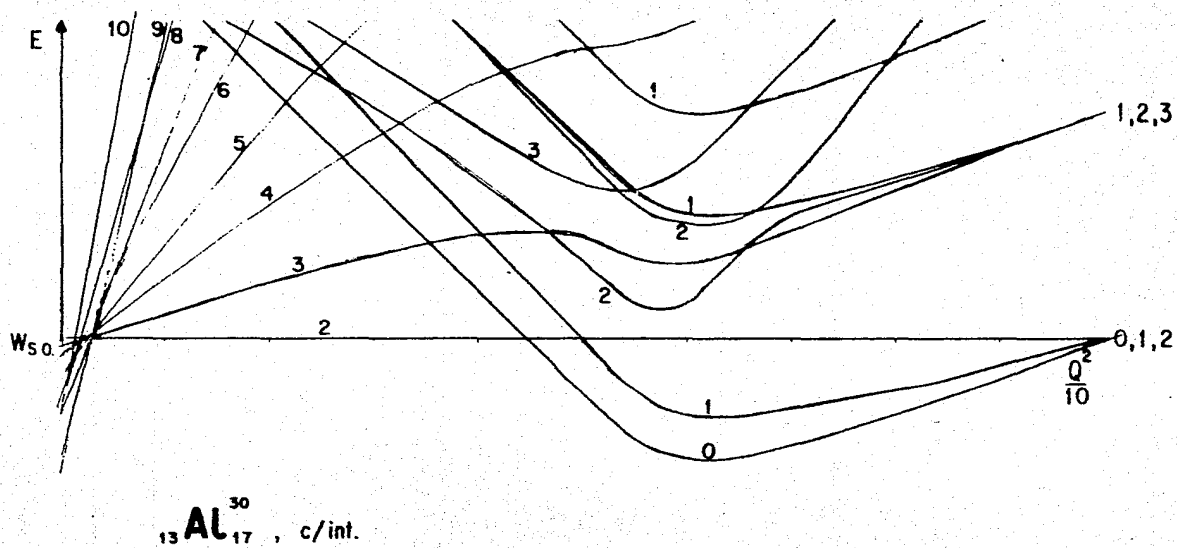


FIG. 10

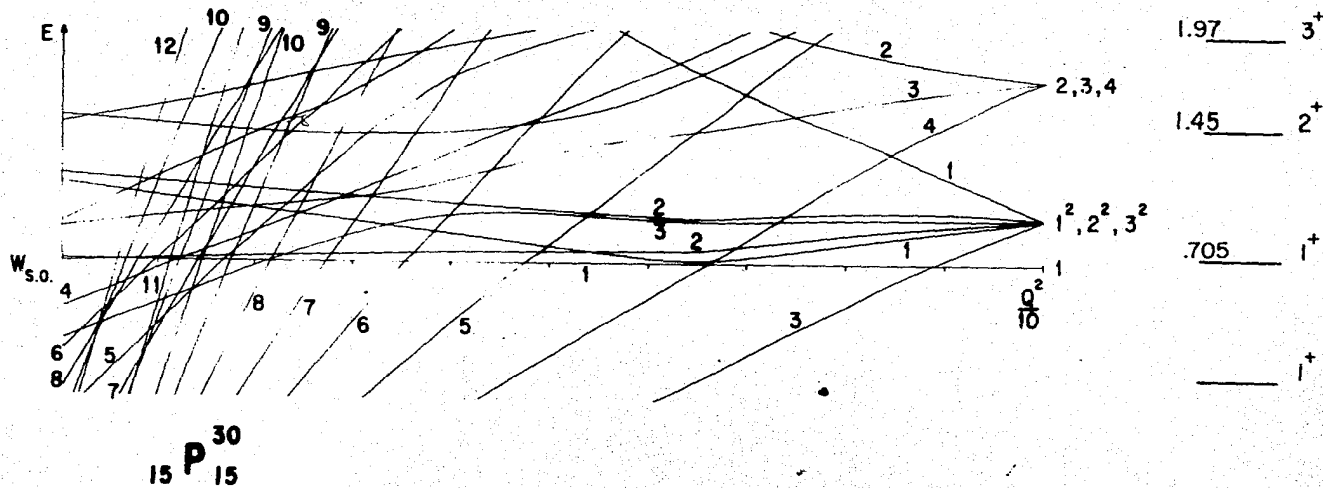


FIG. 11. El estado base 1^+ se obtiene con un acoplamiento espín-órbita débil. Es muy probable que la introducción del apareamiento ajuste los niveles excitados debido a que la degeneración de niveles $1^2, 2^2, 3^2$ en este extremo (de 2^2), contiene los tres primeros niveles excitados.

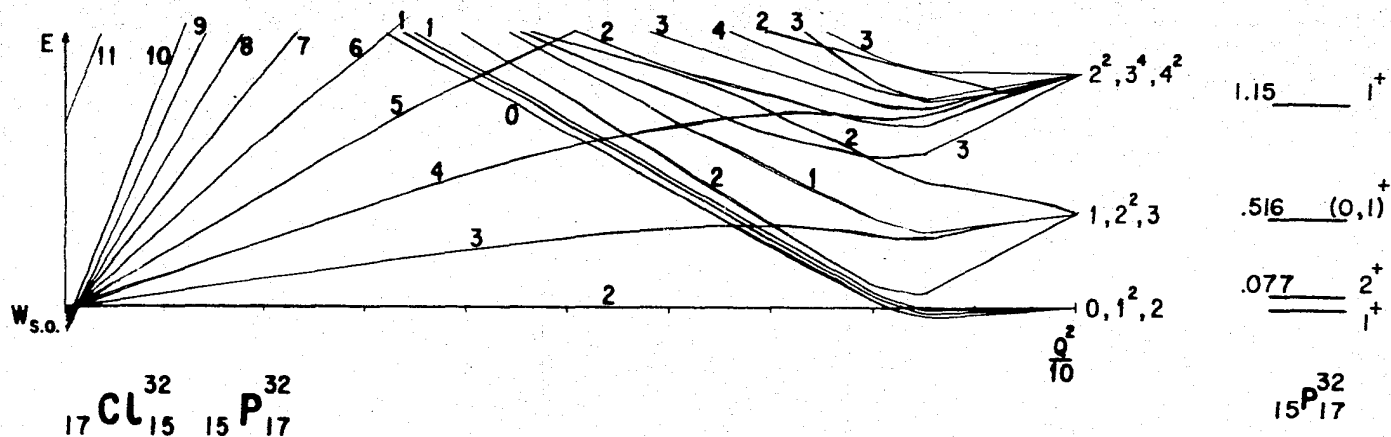


FIG. 12. Para el P^{32} , los cuatro primeros niveles están incluidos en el estado degenerado más bajo con $x = 1$; aunque el orden obtenido no es el correcto, es muy probable que al introducir el apareamiento se obtenga un buen ajuste. En el caso del CL^{32} , sólo se conoce el estado base 2, el cual se obtiene en la mayor parte de los valores del parámetro x . La consideración del intercambio no altera los resultados en modo favorable. (Figura 13).

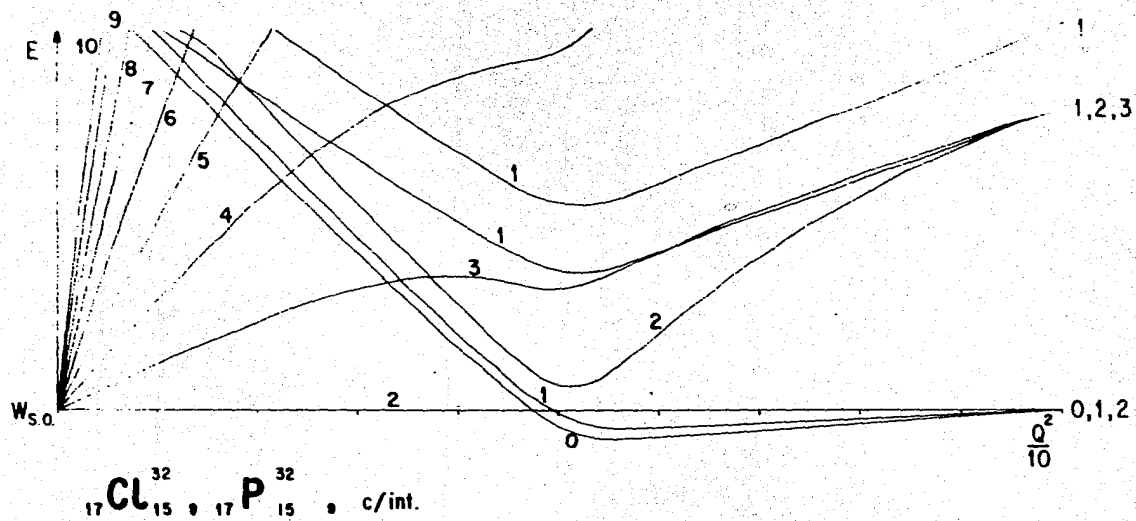


FIG. 13

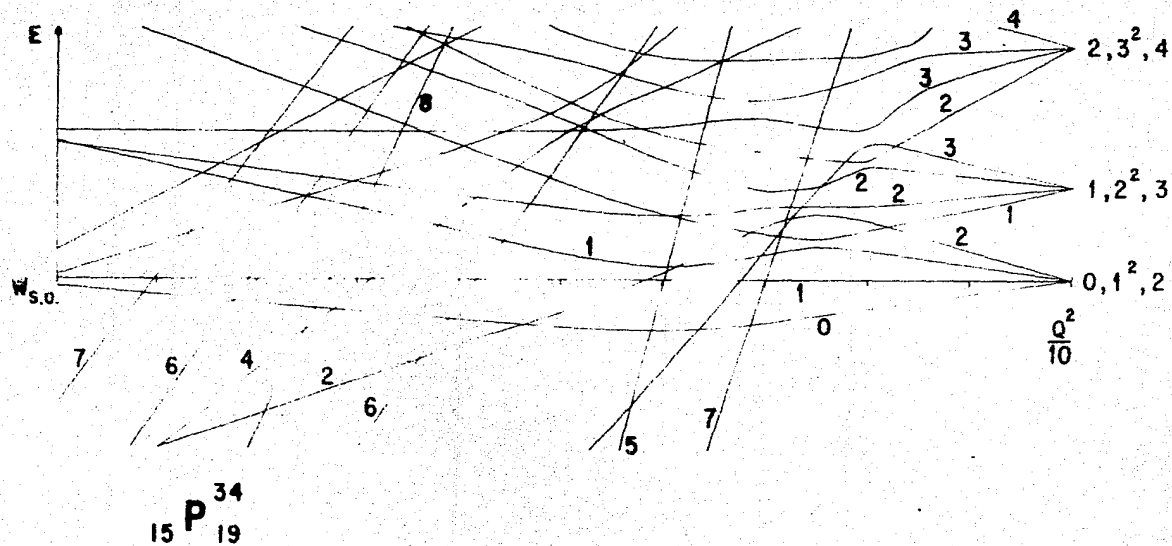


FIG. 14. No se obtiene el estado base correcto 1 para ningún punto de la gráfica. Nuevamente se puede observar que el intercambio no introduce ningún efecto positivo. (Figura 15).

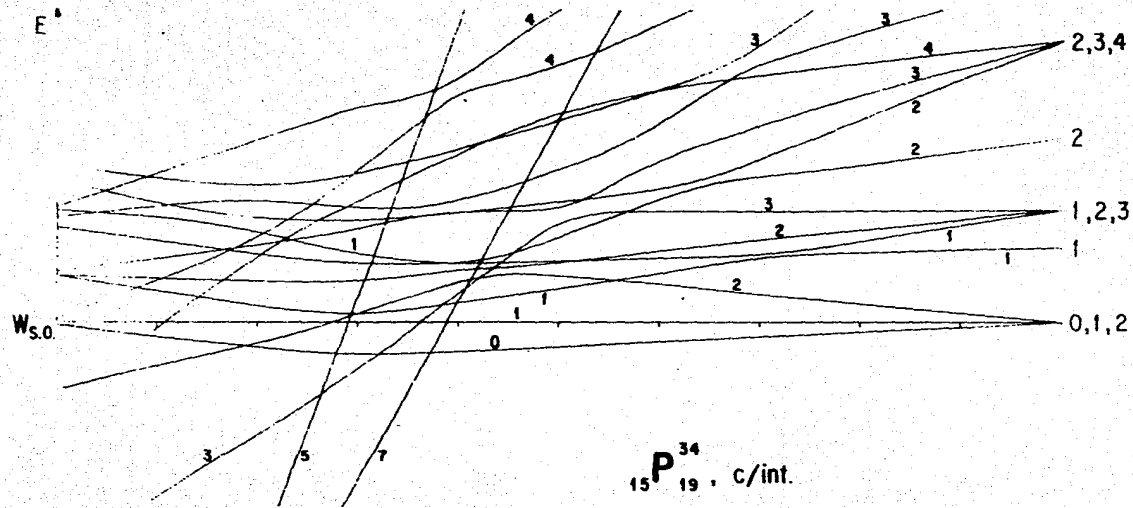


FIG. 15

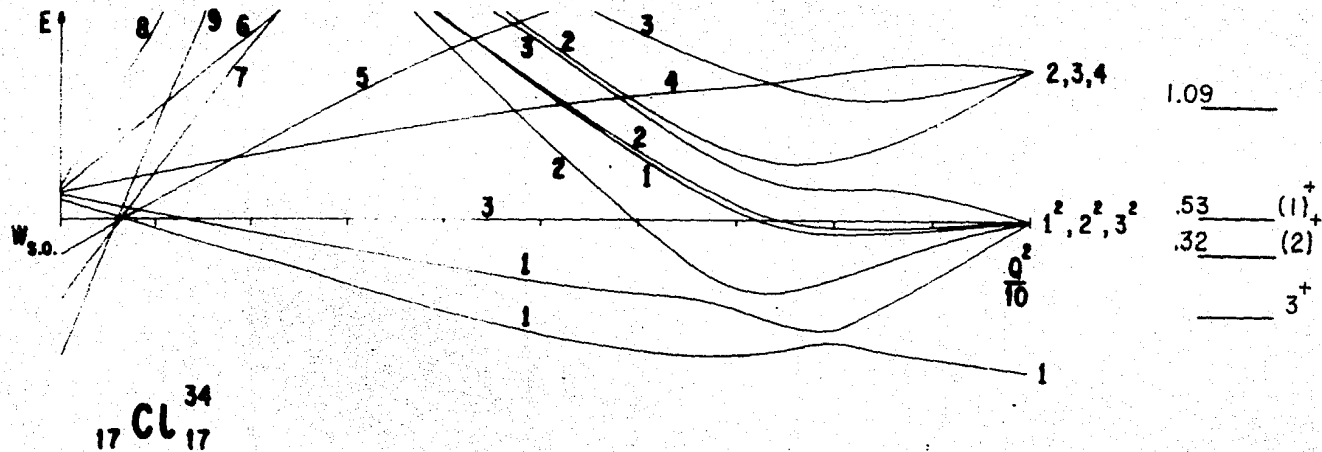


FIG. 16. Como en los casos del Na^{24} y el Al^{26} , no es posible obtener el estado base 3 aunque se espera una mejora al considerar la fuerza de apareamiento en la interacción modelo.

12. Algunos de los Núcleos en otros Esquemas.

Es interesante estudiar el Na^{24} , el Al^{26} , el Cl^{34} y el P^{34} en otros esquemas, tales como el acoplamiento j-j. Si no se toman en cuenta mezclas de configuraciones, el Al^{26} , está representado por dos agujeros en la sub-capa $d_{5/2}$ del oscilador armónico con efecto de acoplamiento espín-órbita, con iso-espín $T=0$, mientras que el Na^{24} se obtendría considerando cuatro agujeros en esta sub-capa con $T=1$.

Considérese, pues, el problema de n partículas, con iso-espín $r = \pm 1/2$, en la capa $d_{5/2}$. La degeneración de la capa es de 12 y se obtiene, por tanto, un grupo unitario de 12 dimensiones U_{12} con un sub-grupo $U_6 \times U_2$ que separa el espacio de configuración y el espacio de iso-espín y se pueden considerar operadores fermiónicos de creación y aniquilación b_ρ^+ , b_ρ , con $\rho \rightarrow (\nu l j m, r) \equiv (m_r)$ ya que $\nu = 2, l = 2, j = 5/2$ son fijos, y asociados a estos operadores, los generadores⁸ del grupo U_6 :

$$E_m^{m'} \equiv \sum_z b_{mz}^+ b^{m'z} \quad \text{según la técnica ya mencionada, con}$$

las reglas de conmutación $[E_m^{m'}, E_{m''}^{m'''}] = E_m^{m'''} E_{m''}^{m'} - E_{m''}^{m'} E_m^{m'''}$

(12.1) y de hermiticidad $(E_m^{m'})^\dagger = (E_{m'}^m)$, donde $m, m', m'', m''' = 5/2, 3/2, \dots, -3/2, -5/2$.

Se definen además los operadores

$\Delta_m^{m'} \equiv \epsilon_m^{m'} + (-1)^{m+m'} \epsilon_{-m}^{-m'}$ que cumplen las reglas de conmutación

$$[\Delta_m^{m'}, \Delta_{m''}^{m''}] = \Delta_m^{m''} \delta_{m''}^{m'} - \Delta_{m''}^{m'} \delta_m^{m''} + (-1)^{m+m'} \Delta_{-m}^{m''} \delta_{m''}^{-m'} + (-1)^{m+m'+1} \Delta_{-m}^{-m''} \delta_{m''}^{-m'} \quad (12.2)$$

y para los cuales $\Delta_{-m}^{-m} = (-1)^{m+m'} \Delta_m^{m'}$ (12.3).

Estas dos propiedades (12.2) y (12.3) muestran que hay 21 operadores linealmente independientes $\Delta_m^{m'}$, generadores de un grupo simpléctico en 6 dimensiones Sp_6 , sub-grupo del grupo U_6 mencionado. El operador de Casimir de segundo orden para este grupo será:

$$Q_2(Sp_6) = \sum_{m, m'} \Delta_m^{m'} \Delta_{m'}^m = 2 \sum_{m, m'} \epsilon_m^{m'} \epsilon_{m'}^m + 2 \sum_{m, m'} (-1)^{m+m'} \epsilon_m^{m'} \epsilon_{-m}^{-m'}$$

ó sea $Q_2(Sp_6) = 2 Q_2(U_6) + 2 \sum_{m, m'} (-1)^{m+m'} \epsilon_m^{m'} \epsilon_{-m}^{-m'}$ (12.4).

El idio-valor de $Q_2(U_6)$ es:⁸

(12.4a)... $\chi = \sum_{\mu=1}^6 f_{\mu} [f_{\mu} - 2\mu + 7]$, donde $\mu = 7/2 \cdot m$ y $[f_{\mu}]$ están definidas por las ecuaciones $\epsilon_m^m \bar{\Psi} = f_{\mu} \bar{\Psi}$, $\epsilon_m^{m'} \bar{\Psi} = 0$ para $m < m'$, es decir, representan el peso del polinomio de máximo peso del grupo U_6 definido.

Para obtener el idio-valor de $Q_2(Sp_6)$ es necesario dividir los operadores $\Delta_m^{m'}$ en tres grupos

i) de ascenso: $\Delta_m^{m'}$ con $m > m' > -m$

ii) de peso: Δ_m^m

iii) de descenso Δ_m^m , con $m > m' > -m$, en analogía con el grupo R_6 usado por Moshinsky⁸

Las R.I. de Sp_6 pueden caracterizarse por el conjunto (σ_μ) definidos por

$$(12.5) \dots \Delta_m^m P = \sigma_\mu P \quad \text{y} \quad \Delta_m^{m'} P = 0 \quad (m' > m' > -m'),$$

y con $\mu = 1, 2, 3$, ya que, de (12.3), $\Delta_{-m}^m = -\Delta_m^m$ y basta tomar $m > 0$.

Para encontrar ahora el idio-valor de $Q_2(Sp_6)$, se aplica este operador al polinomio de máximo peso P

$$\begin{aligned} Q_2(Sp_6)P &= \sum_{m>m'} \Delta_m^{m'} \Delta_m^m P = \left\{ 2 \sum_{m>0} (\Delta_m^m)^2 + \sum_{m>m'} \Delta_m^{m'} \Delta_m^m + \sum_{m>m'} \Delta_m^m \Delta_m^{m'} \right\} P \\ &= \left\{ 2 \sum_{m>0} (\Delta_m^m)^2 + 2 \sum_{m>0} \Delta_m^m + 4 \sum_{m>0} m \Delta_m^m \right\} P = \left\{ 2 \sum_{\mu=1}^3 \sigma_\mu [\sigma_\mu - 2\mu + \rho] \right\} P \end{aligned}$$

donde se utilizaron las ecuaciones (12.2) y (12.5). El idio-valor ϕ de Sp_6 será entonces:

$$\phi = 2 \sum_{\mu=1}^3 \sigma_\mu [\sigma_\mu - 2\mu + \rho] \quad (12.6)$$

Considérese ahora una fuerza de apareamiento, que acopla dos partículas a un impulso angular total $J=0$, de la forma:

$\langle jjJM | R_{12} | jjJM \rangle = (\pm j+1) \int_{j_0} \int_{M_0}$, que representa interacciones de corto alcance; en el esquema de segunda cuantización, R se expresa como⁸

$$\begin{aligned} R_0 &= \frac{1}{2} \sum_{\substack{m_1, m_1' \\ m_2, m_2'}} \langle m_1, m_2 | R_{12} | m_1', m_2' \rangle (\zeta_{m_1}^{m_1'} \zeta_{m_2}^{m_2'} - \zeta_{m_2}^{m_2'} \zeta_{m_1}^{m_1'}) = \\ &= \frac{1}{2} \sum_{m_1, m_2} \langle jj, m_1, m_2 | 00 \rangle \langle jj, m_1', m_2' | 00 \rangle (\pm j+1) \{ \zeta_{m_1}^{m_1'} \zeta_{m_2}^{m_2'} - \zeta_{m_2}^{m_2'} \zeta_{m_1}^{m_1'} \} = \\ &= \frac{1}{2} \left\{ - \sum_{m, m'} (-1)^{m+m'} \zeta_m^{m'} \zeta_{-m}^{-m'} + \eta \right\} \end{aligned}$$

donde $\eta \equiv \sum_m C_m^m$ es el operador de número; substituyendo esta expresión en (12.4), se obtiene que

$$R_0 = \frac{1}{2} \left\{ \zeta_2(d_2) + \eta - \frac{\zeta_2(Sp_6)}{2} \right\} \quad \text{que será entonces dia-}$$

gonal al calcularse entre estados caracterizados por la cadena de grupos $U_6 \supset Sp_6$ y su idio-valor será, usando (12.4) y (12.6):

$$\gamma = \frac{1}{2} \left\{ \nu + n - \frac{\nu}{2} \right\} = \frac{1}{2} \left\{ \sum_{\mu=1}^6 f_{\mu} [f_{\mu} - 2, \mu + 1] + n - \sum_{\mu=1}^6 f_{\mu} [f_{\mu} - 2, \mu + 1] \right\} \dots (12.7)$$

Este idio-valor da una separación de los niveles para núcleos en la capa $d_{5/2}$. En particular, el Al^{26} , con dos agujeros y $T = 0$, es equivalente en este esquema al problema de dos partículas y tendrá por tanto, $[f] = [2]$. La única R.I. de Sp_6 contenida en esta partición es¹⁵ la (200) que contiene¹⁵ los valores

$J=1, 3, 5$ como posibles y que en este caso, aparecen degenerados; sin embargo, tomando una fuerza de largo alcance, como lo hacen Edmonds & Flowers¹⁶, la degeneración se rompe y, para valores apropiados del parámetro de alcance, se obtienen los niveles en el orden $5, 3, 1$, que es el correcto.

El Na^{24} , cuatro agujeros con $n=8$ y $T=1$, es equivalente al problema de cuatro partículas con $T=1$, para el cual $[f] = [211]$ y que contiene¹⁵ las R. I. de Sp_6 siguientes: (200), (110) y (211) con $J=1, 3, 5; 1, 2, 3^2, 4, 5, 6, 7$ como J posibles. En este caso, substituyendo en (12.7) se obtienen los niveles

E	(σ_μ)	J
-5	(211)	<u>1,2,3²,4,5,6,7</u>
-6	(200)	<u>1,3,5</u>
-8	(110)	<u>2,4</u>

tomando en cuenta que la fuerza R es atractiva. Para interacciones de corto alcance que rompen la degeneración, Edmonds & Flowers¹⁷ encuentran $J=2$ como más bajas, mientras que para otras interacciones, encuentran $J=5, 7$ y ninguno de estos valores coincide con el 4 obtenido empíricamente para el Na^{24} .

De la discusión anterior se deduce que el modelo de la capa $d_{5/2}$ es bueno para el Al^{26} , pero no para el Na^{24} . Por otra

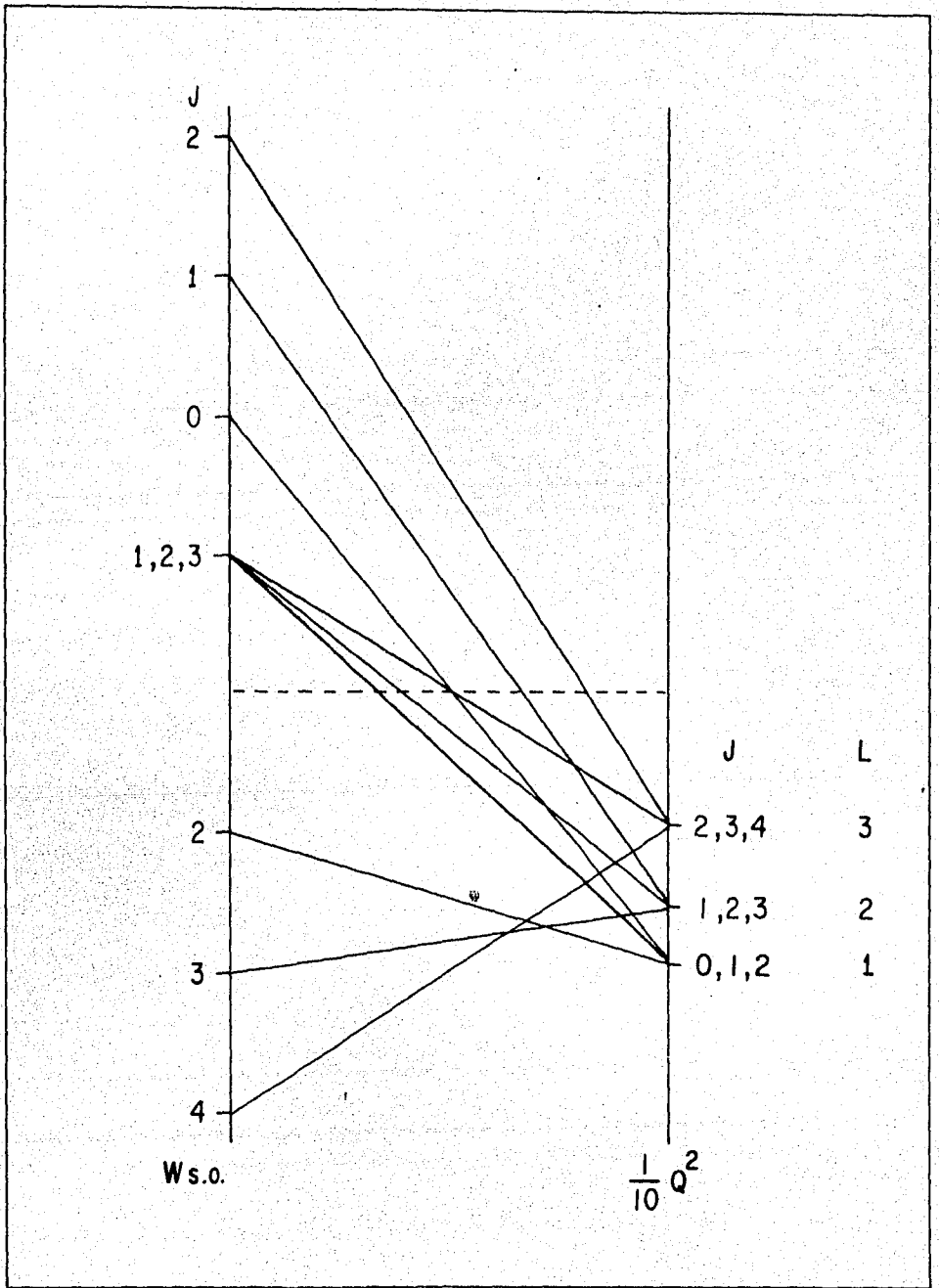


Fig. 17

parte, usando las reglas de Nordheim modificadas por Brennan y Bernstein¹⁸, sí se obtienen los niveles base tanto del Al^{26} , como del Na^{24} . Por último, en un primer análisis hecho por Chacón^{19,21} en la cadena de grupos $U_6 \supset R_6$ asociada a la fuerza de apareamiento (ver sec. 2) se obtiene el estado base 4, como se muestra en la figura de la página anterior.

Los núcleos Cl^{34} y P^{34} han sido estudiados utilizando acoplamiento j-j por Claudemans²⁰, considerando una mezcla de configuraciones en las subcapas $2s_{1/2}$ y $d_{3/2}$. Para el Cl^{34} se puede explicar satisfactoriamente los tres niveles más bajos y, si se considera el valor $T=0$ solamente, el estado base es el correcto. En el caso del P^{34} se conoce sólo el estado base, que coincide con el calculado por este método. Los datos experimentales del Cl^{34} y P^{34} se ajustan, pues, mejor utilizando acoplamiento j-j.

CONCLUSIONES

El estudio de la estructura del núcleo puede compararse metafóricamente, como lo ha expresado el Dr. Moshinsky, con el estudio de la estructura de un pastel.

Se puede, por ejemplo, desmoronar el pastel y examinar cada pedazo cuidadosamente; éste sería un examen minucioso, pero a la vez molesto. En el caso de la estructura nuclear, esto significaría tomar el conjunto completo de estados en algún esquema del modelo de capas, lo cual conduce a una explosión de estados.

Otro procedimiento, más razonable, consistiría en hacer tres cortes en planos perpendiculares y estudiar cada uno de ellos. La analogía en el caso nuclear sería clasificar los estados mediante tres cadenas distintas de subgrupos, para cada una de las cuales una parte de la interacción fuese diagonal y restringirse sólo a estados correspondientes de la energía más baja de la interacción en cuestión.

En este trabajo se estudian los núcleos non-non de la capa $2s-1d$ haciendo el corte que clasifica los estados mediante la cadena de grupos donde la interacción cuadrupolo-cuadrupolo es diagonal.

Referencias

1. M. Moshinsky, 'Group Theory & Collective Motions' (Notas de la LASP, 1962, U.N.A.M.)
2. J. P. Elliott, Proc. Roy. Soc. A245(1958)128
3. J. P. Elliott, Proc. Roy. Soc. A245(1958)562
4. J. Flores, E. Chacón, P. A. Mello & M. de Llano, Nuc. Phys. 72(1965)352, 379
5. B. Wolf, Tesis de Físico U.N.A.M. (1965)
6. M. E. Fosado, Tesis de Físico U.N.A.M. (1965)
7. M. de Llano, Ph. D. Thesis, Catholic University of America, Washington, D. C. (1965)
8. M. Moshinsky, 'Group Theory & the Many Body Problem' en 'The Many Particle Systems' ed. por Gordon & Breach, N.Y. (1966)
9. E. Chacón y M. de Llano, Rev. Mex. Fís. 12(1965)87
10. Referencia 8, Appendix I
11. I. M. Gelfand & M. I. Zetlin, Dok. Akad. Nauk 71(1950)825
12. J. G. Nagel & M. Moshinsky, Rev. Mex. Fís. 14(1965)29
13. M. E. Rose, 'Elementary Theory of Angular Momentum' J. Wiley & Sons (1957)
14. T. Ishidzu, "Tables of Racah Coefficients" Pan-Pacific Press Tokyo, Japan (1960)
15. M. Hammermesh, 'Group Theory & its Applications to Physical Problems' Addison-Wesley (1962)
16. A. R. Edmonds & B. H. Flowers, Proc. Roy. Soc. A215(1952) pág. 128, fig. 4
17. Referencia 16, pág. 130
18. M. H. Brennan & A. M. Bernstein, Phys. Rev. 120(1960)927

19. E. Chacón, Tesis Doctoral U.N.A.M. (por publicarse)
20. P. W. M. Glaudemans, G. Wiechers & J. P. Brussaard, Nuc. Phys. 56(1964) pág. 559 y 560
21. M. Moshinsky, M. Berrondo & J. Pineda. "Group Theory & Nuclear Structure in the 2s-1d Shell", que se publicará en "Proceedings of the 2nd Conference in Light & Medium Nuclei", Dayton, Ohio (1966)

INDICE

Introducción 1.1

PARTE I

Capítulo I

1. La Interacción Modelo 1.4
2. Fuerza de Apareamiento 1.5
3. Fuerza de Cuadrupolo-Cuadrupolo 1.7
4. Fuerzas de Intercambio 1.12
5. Interacción Espín-Orbita 1.15
6. Las Aproximaciones del Problema 1.17

Capítulo II

7. Los Elementos de Matriz de la Interacción Espín-Orbital en la Cadena 1.21
8. Cálculo de los Coeficientes A y B 1.27

PARTE II

Capítulo I

9. Programación para el Cálculo de la Interacción 2.1
10. Clasificación de los Núcleos Non-Non 2.2

Capítulo II

11. Análisis de los Resultados 2.6
12. Algunos de los Núcleos en Otros Esquemas 2.22

Conclusiones

Referencias