

N.T. 746

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
Instituto de Física

SBI-IFUSP



305M810T0746

"EXCITAÇÃO COULOMBIANA DOS NÚCLEOS ^{187}Os E ^{189}Os "

WAYNE ALLAN SEALE

*Tese apresentada ao Instituto
de Física da Universidade de
São Paulo, para a obtenção do
título de Livre-Docente*

SÃO PAULO
1985



ÍNDICE GERAL

	PÁG.
ÍNDICE DE FIGURAS	i
ÍNDICE DE TABELAS	ii
AGRADECIMENTOS	iii
RESUMO	iv
CAPÍTULO I. INTRODUÇÃO	1
CAPÍTULO II. ESTRUTURA NUCLEAR NA REGIÃO $A=180$ a $A=190$	4
II.A. O Modelo Unificado	4
II.B. Informações Espectroscópicas - ^{189}Os	7
II.C. Informações Espectroscópicas - ^{187}Os	11
CAPÍTULO III. EQUIPAMENTO E PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL .	13
CAPÍTULO IV. RESULTADOS	17
IV.A. Apresentações de Dados	17
IV.B. Método de Análise	26
IV.C. Probabilidades Reduzidas de Transi- ção	39
CAPÍTULO V. DISCUSSÃO	44
CAPÍTULO VI. CONCLUSÕES	54
CAPÍTULO VII. REFERÊNCIAS	56

ÍNDICE DE FIGURAS

	PÁG.
FIGURA 1A. Espectro do detetor Ge HP planar da reação $^{187}\text{Os}(^{16}\text{O}, ^{16}\text{O}'\gamma)$ a 90° com $E(^{16}\text{O})=52.8$ MeV	18
FIGURA 1B. Espectro do detetor coaxial Ge HP da reação $^{187}\text{Os}(^{16}\text{O}, ^{16}\text{O}'\gamma)$ com $E(^{16}\text{O})=52.8$ MeV	19
FIGURA 1C. Espectro do detetor Ge(Li) da reação $^{189}\text{Os}(^{16}\text{O}, ^{16}\text{O}'\gamma)$ a 0° com $E(^{16}\text{O})=56$ MeV ..	20
FIGURA 1D. Espectro das transições γ em coincidência com o retroespalhado a 180° da reação $^{189}\text{Os}(^{16}\text{O}, ^{16}\text{O}'\gamma)$	21
FIGURA 2A. Esquema de níveis rotacionais - ^{187}Os	27
FIGURA 2B. Esquema de níveis rotacionais - ^{189}Os	28
Figura 3A. Esquema de níveis vibracionais - ^{187}Os ...	29
FIGURA 3B. Esquema de níveis vibracionais - ^{189}Os ...	30

ÍNDICE DE TABELAS

	PÁG.
TABELA 1. Constituição isotópica dos alvos	14
TABELA 2A. Energias da transição γ , intensidades relativas - ^{187}Os	22
TABELA 2B. Energias da transição γ , intensidades relativas - ^{189}Os	24
TABELA 3. Probabilidades reduzidas de transição, B(E2) excitação Coulombiana direta	34
TABELA 4A. ^{187}Os - Probabilidades reduzidas de transição, B(E2) - excitação Coulombiana múltipla e cálculos de B(E2) via mistura de Coriolis	40
TABELA 4B. ^{189}Os - Probabilidades reduzidas da transição, B(E2) - excitação Coulombiana múltipla e cálculos de B(E2) via mistura de Coriolis	41

Quero agradecer às seguintes pessoas, por diversos e, frequentemente, múltiplos motivos. Usando o primeiro nome como sinal brasileiro de carinho,

dou aos brasileiros

for the others

for a few

muito obrigado

thank you very much

good-bye

André

Antonio

Celso

Denise

Ewa

Francisco

Glenn

Hilton

John

Laura

Narayana

Oscar

Paulo

Roberto

Shacheenatha

Virginia

Vito

R E S U M O

A técnica de excitação Coulombiana foi usada para estudar os núcleos ^{187}Os e ^{189}Os . As probabilidades reduzidas de transições de quadrupolo elétrico, $B(E2)$, foram medidas para as transições interbandas e intrabandas das bandas $\frac{3}{2}^- [512]$ e $\frac{1}{2}^- [510]$. Os $B(E2)$ experimentais foram comparados aos cálculos de $B(E2)$ rotacional em que a interação de Coriolis foi levada em conta. Também foram determinadas as $B(E2)$ para excitação dos níveis que originam do acoplamento de uma quase-partícula com a vibração γ dos núcleos par-par vizinhos. Concluiu-se que, embora o modelo de Nilsson seja de grande valia na interpretação da estrutura desses núcleos, uma análise mais detalhada revela algumas limitações.

I. INTRODUÇÃO

O estudo de estrutura nuclear engloba, do ponto de vista experimental, a medida das características físicas do núcleo, algumas das quais podem ser previstas por uma descrição do conjunto de A nucleons ligados. Como as dificuldades para resolver este problema teórico são praticamente insuperáveis, vários modelos foram desenvolvidos, nos quais o número de nucleons ativos no cálculo é fortemente limitado, permitindo uma solução para uma gama ampla de núcleos. O modelo de camadas (*MA 55*), na sua forma mais simples, considera que as propriedades nucleares dependem somente do nucleon menos ligado do conjunto de A (ímpar) nucleons sob a influência do potencial esférico do caroço. Quando, porém, há vários núcleons na camada de valência é necessário levar em consideração o movimento coletivo (rotacional ou vibracional) do núcleo (*BO 75*).

Esses modelos permitem previsões específicas de várias grandezas, como momentos eletromagnéticos estáticos e dinâmicos tendo, freqüentemente, grande sucesso em certas regiões de massa. O relacionamento entre esses dois modelos deu origem ao estudo de núcleos deformados em que as energias dos orbitais são modificadas pelo potencial nuclear deformado. Os núcleos par-par da região de massa próxima a $A = 190$ (W-Os-Pt) devem passar por uma transição em sua forma, de prolato para oblato, segundo um cálculo microscópico de Kumar e Baranger (*KU 68*), onde são levadas em conta interações de quadrupolo e de emparelhamento. Fenomenologicamente, esses núcleos par-par têm sido interpretados como possuindo uma forma triaxial com uma superfície de energia

potencial que é mole (*KU 68*) ou rígida (*DA 58*). Os núcleos desta região foram tratados como sendo uma quase-partícula em um orbital intruso de Nilsson (*unique parity*) acoplado a um caroço que pode ser rígido (*ME 75*) ou mole (*TO 75*), respectivamente. Porém, é necessário muito cuidado em uma comparação de resultados experimentais com as previsões teóricas. No exemplo clássico do ^{183}W (*KE 56*) foi necessário considerar o acoplamento de Coriolis entre as duas bandas rotacionais de mais baixa energia para poder descrever os níveis de energia e as transições eletromagnéticas satisfatoriamente.

Os núcleos ^{187}Os e ^{189}Os já foram estudados (*vide Nuclear Data Sheets EL 82, F181*) por atividade residual seguindo o decaimento β^- ou captura eletrônica, em reações com transferência de um nucleon (d,p) e (d,t), em reações de captura de nêutrons, em espalhamento inelástico de dêuterons, e em excitação Coulombiana com íons leves. As informações disponíveis desses estudos permitiram o estabelecimento de esquemas de níveis de baixa energia, fundamentados no modelo unificado com a presença de bandas rotacionais baseadas nas quase-partículas de Nilsson (*NA 65*). Outros níveis, de energia mais alta, são atribuídos ao acoplamento das quase-partículas com a vibração do caroço par-par.

Neste trabalho, os dois núcleos ímpares de ósmio foram estudados por excitação Coulombiana, observando-se os gamas de desexcitação com alta resolução. Utilizando-se uma energia do feixe de ^{16}O abaixo da barreira Coulombiana, foi possível determinar as probabilidades de transição indepen-

dentemente de modelo, bem como determinar outras características dos núcleos, por exemplo, energias e spins dos níveis.

No capítulo 2 apresentamos um resumo daqueles modelos nucleares tradicionalmente relevantes para a interpretação dos níveis populados em nossas medidas de excitação Coulombiana. Os níveis abaixo de 500 keV podem ser descritos como bandas rotacionais onde os estados intrínsecos podem ser descritos pelo modelo de Nilsson. Além destes níveis, há vários estados situados em energias onde há excitação também do modo vibracional do caroço par-par. Na segunda parte desse capítulo apresentamos as informações disponíveis de outras experiências e o relacionamento entre elas e a teoria previamente resumida.

O equipamento e o arranjo experimental são descritos no capítulo 3. No capítulo 4 apresentamos os dados, os métodos de análise e os resultados. No capítulo 5 comparamos os resultados com os da discussão do capítulo 2 tanto quanto às previsões teóricas como quanto com às medidas feitas por outros autores. Mencionaremos, também, outras tentativas de solucionar o problema desses núcleos transitórios. Nas conclusões faremos um resumo da contribuição das nossas medidas e descreveremos possíveis caminhos para esclarecer mais a estrutura desses núcleos.

II. ESTRUTURA NUCLEAR NA REGIÃO A=180 A A=190

II.A. O MODELO UNIFICADO

O dois núcleos ímpares estáveis de ósmio, como os outros núcleos ímpares vizinhos, podem ser descritos pelo modelo unificado. Este considera, além do movimento de uma partícula de valência, a interação residual de emparelhamento e alguns fenômenos coletivos. Um dos fenômenos coletivos mais importante é o que dá origem ao espectro rotacional nos núcleos par-par na região de massa A=150 a A=190. Nesta região, além da energia dos níveis ser proporcional a $I(I+1)$, onde I é o spin do nível, os momentos quadrupolares elétricos são muito maiores do que os previstos pelo modelo de uma partícula em um poço de potencial esférico. Este comportamento pode ser explicado por uma deformação permanente dos núcleos.

Na aproximação de acoplamento forte entre uma partícula e um caroço deformado, o último nucleon (ímpar) fica sob o efeito do potencial deformado. Associado a cada um dos níveis de partícula há um espectro rotacional. O espaçamento dos níveis rotacionais de uma banda é caracterizado pelo momento de inércia, \mathcal{J} , da banda; assim temos $E_I \propto \frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}} |I(I+1)|$. No desenvolvimento completo da Hamiltoniana rotacional aparece um termo de acoplamento entre o movimento rotacional e o movimento intrínseco, chamado *interação de Coriolis*. Esse termo faz com que haja acoplamento das funções de onda que diferem de uma unidade em K ; K é a projeção do momento angular no sistema intrínseco. Como a função de onda tem termos em K e $-K$, uma banda com $K=1/2$ vai ter uma contribuição diagonal na energia devido à interação de Coriolis.

O efeito físico é de desacoplar a partícula do caroço dando um espectro de energia $E_I \propto \frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}} |I(I+1) + \delta_{K_{1/2}} (-)^{I+1/2} a(I+1/2)|$, onde a é o parâmetro de desacoplamento. Para duas bandas próximas em energia com uma diferença de uma unidade em K , haverá uma compressão das energias em uma das bandas e uma expansão da outra. O espectro de ^{183}W é um caso clássico (KE 56, BR 65, RO 65a, MC 79) onde a inclusão da interação de Coriolis nos cálculos trouxe uma melhoria sensível no ajuste de energias e dos elementos de matriz das transições eletromagnéticas.

As energias dos estados cabeça-de-banda correspondem à excitação do último nucleon ímpar sob a influência de um potencial deformado. Há vários modelos para essa excitação intrínseca, mas o de Nilsson (NI 55) é o mais utilizado. A classificação dos estados de partícula nesse sistema é feita com o número quântico principal do oscilador harmônico deformado, N , o número quântico ao longo do eixo de simetria, n_z , a projeção do momento angular orbital sobre o eixo de simetria, Λ , o momento angular intrínseco, I , a paridade, π , e K , definido previamente: $I^\pi K^\pi [N n_z \Lambda]$.

A interação de emparelhamento produz pares de núcleons correlacionados que se espalham isotropicamente de um orbital para outro. Conseqüentemente, os orbitais estão ocupados com alguma probabilidade $V^2 < 1$, fazendo com que a superfície de Fermi seja distribuída suavemente sobre vários orbitais. Neste caso, um estado de quasipartícula corresponde a uma excitação que é, em parte, partícula e o resto é buraco. A energia necessária para quebrar um desses pares, 2Δ ,

é da ordem de 1.8 MeV para $A=190$. Os estados de três quasi partículas s̄o devem ter energia acima de 2Δ permitindo associar os n̄veis em energias mais baixas a estados de uma quasipartícula.

A identificação de estados em n̄cleos depende dos valores de sp̄in, paridade, momentos magn̄eticos e quadru polares, energia de excitaç̄ão, propriedades de transiç̄ões beta e gama, e a secç̄ão de choque para transfer̄encia de um n̄cleon. Uma das melhores t̄cnicas para estudar a estrutura intr̄inseca em n̄cleos deformados é a reaç̄ão de transfe - r̄encia de um n̄cleon, por exemplo, (d,p) ou (d,t) que fun - ciona como uma ponta de prova na determinaç̄ão da contribuiç̄ão de buraco ou de partícula em cada estado. A desvanta - gem desta t̄cnica é a baixa resoluç̄ão em energia, o que é muito cr̄itico em n̄cleos pesados.

Esta revis̄ão n̄o seria completa sem considerar a origem de alguns n̄veis cuja energia é pr̄oxima a 600 keV. A uma energia de 633 keV no ^{188}Os h̄a um segundo estado de sp̄in 2^+ sobre o qual é baseada uma banda vibracional. O acoplamento dessa vibraç̄ão do caroço par-par com uma quasi partícula com K_0 deve originar duas bandas vibracionais, uma com $K=K_0+2$ e outra com $K=K_0-2$. As caracter̄isticas importantes na identificaç̄ão desse tipo de n̄vel s̄o a energia, o sp̄in, a paridade e um elemento de matriz cujo valor seria pr̄oximo ao valor da transiç̄ão do n̄cleo par-par vizinho.

Esta revis̄ão da estrutura dos n̄cleos ímpares deformados estabelece um quadro no qual é poss̄ivel situar as informaç̄ões j̄a conhecidas referentes aos n̄cleos ^{187}Os e

^{189}Os . As duas referências principais para esta revisão são os artigos de Bunker e Reich (*BU 71*) e do Rogers (*RO 65b*); o primeiro sobre a situação experimental dos núcleos deformados ímpares e o segundo sobre a situação teórica dos núcleos não-esféricos com exemplos experimentais.

II.B. INFORMAÇÕES ESPECTROSCÓPICAS - ^{189}Os

As informações experimentais relevantes ao ^{189}Os são detalhadas nos três artigos mais recentes (*MA 70*, *MO 75*, *BE 76*) com os resultados e análise de captura eletrônica em ^{189}Ir e das reações (n,γ) , (d,p) , (d,t) e (d,d') . Esses resultados e outros trabalhos mais antigos estão resumidos no Nuclear Data Sheets (*FI 81*). Os primeiros trabalhos, a captura eletrônica em ^{189}Ir e o decaimento β^- de ^{189}Re , apoiaram a hipótese de duas bandas; uma construída sobre o estado fundamental de spin $\frac{3}{2}^-$. Este corresponderia ao nível de Nilsson $\frac{3}{2}^-$ [512], com estados a 69.5 e 219.4 keV (*Figura 2B*), identificados em função dos spins $\frac{5}{2}^-$ e $\frac{7}{2}^-$ e das $B(E2)$ elevados nas transições intrabandas. Os níveis de spin $\frac{1}{2}^-$ e $\frac{3}{2}^-$ a 36.2 e 95.2 keV, ligados por uma transição E2 que é 25 vezes mais forte que a estimativa Weisskopf $B(E2)_W = 0.0064e^2b^2$,

$$\frac{1}{\tau(E2)} = 1.23 \times 10^{13} (E_\gamma)^5 B(E2) e^2 b^2 \quad B(E2) = \frac{\langle i | \hat{m}(E2) | f \rangle^2}{2I_i + 1}$$

$$\frac{1}{\tau(M1)} = 1.71 \times 10^{13} (E_\gamma)^3 B(M1) \left(\frac{eh}{2M_p c}\right)^2 \quad B(M1) = \frac{\langle i | \hat{m}(M1) | f \rangle^2}{2I_i + 1}$$

foram atribuídos à quasi-partícula $\frac{1}{2}^-$ [510]. Aos níveis a

216.7 e 275.9 keV foram atribuídos spins de $\frac{7}{2}^-$ e $\frac{5}{2}^-$ sem esclarecer sua estrutura.

O trabalho de Morgen et al. (MO 75) com as reações (d,p) e (d,t) serviu para confirmar e estender as informações em relação às bandas $\frac{3}{2}^-$ [512] e $\frac{1}{2}^-$ [510]. Inicialmente, foram ajustadas as energias de excitação usando a Hamiltoniana de Nilsson com a Hamiltoniana de rotação incluindo as interações de emparelhamento e de Coriolis. Para conseguir um acordo razoável com as energias experimentais era fundamental a inclusão da interação de Coriolis com nove dos estados de Nilsson com N=5. Simultaneamente com o ajuste às energias chega-se aos coeficientes das autofunções de Nilsson ($C_{N;\lambda}^k$) e às amplitudes a_{kf} da mistura de um estado f na base k dos nove estados de Nilsson devido à interação de Coriolis. Seguindo o desenvolvimento de Elbek e Tjøm (EL 69), Morgen et al. (MO 75) calcularam as secções de choque para os níveis segundo a expressão

$$\frac{d\sigma_f}{d\omega} \propto \sigma_\lambda \left(\sum_k C_{N;\lambda}^k a_f^{(k)} p^k \right)^2$$

onde σ_λ é a secção de choque DWBA para uma transferência de momento angular λ e p^k é o fator de ocupação de um nível devido a emparelhamento. Como as secções de choque são características da banda através dos coeficientes de Nilsson (*fingerprint*), é possível confirmar a identificação da banda bem como estabelecer outros níveis de banda. Morgen et al. (MO 75) detetaram grupos de partículas para as quais as energias e as secções de choque calculadas eram coerentes. As informações colhidas dos espectros das reações (d,p) e (d,t)

também foram consistentes com os cálculos dos sete outros estados base de Nilsson.

No espalhamento inelástico de dêuterons (MO 75), foram detetados seis níveis (502, 529, 554, 671, 733, 815 keV) acima de 500 keV para os quais há evidência de serem níveis vibracionais. Os dois níveis (502 e 733 keV) mais fortemente excitados foram atribuídos às vibrações γ de $K_0 \pm 2$. Para estados de mais baixa energia Morgen et al. (MO 75) mediram os valores de $B(E2)$ e, para comparar esses com o modelo baseado na mistura de Coriolis, calcularam os valores de $B(E2)$:

$$B(E2, I_i \rightarrow I_f) = \frac{5}{16\pi} \left| \sum_k a_{kf} a_{ki} (I_i K_k 20 | I_f K_k) Q_0(k) \right|^2$$

onde I_i e I_f são os spins inicial e final, $(I_i K_k 20 | I_f K_k)$ é um coeficiente de Clebsch-Gordon e $Q_0(k)$ é o momento quadripolar estático da banda k . Os coeficientes de mistura de configuração, a_{kf} , resultaram do ajuste de energia mencionado acima. Nós incluímos na Tabela 4B esses $B(E2)$ para um valor de $Q_0 = 5.0b$, comum a todas as bandas.

O estado a 216.7 keV não pode ser resolvido do estado a 219.4 keV em deteção de partículas. Como não havia evidência da excitação Coulombiana daquele estado (HR 67) foi suposto que fosse o estado $\frac{7}{2}^- [503]$ (MA 70). Malmskog et al. (MA 70) mencionaram três possibilidades para a interpretação da estrutura do estado a 275.9 keV. A possibilidade de ser o estado $\frac{5}{2}^- [503]$ não explica a secção de choque observada (MO 75). Se fosse o estado vibracional γ acoplado com

o estado $\frac{9^-}{2}$ [505], a energia deveria ser da ordem de 600 keV. Uma terceira possibilidade corresponde ao acoplamento de uma partícula $\frac{9^-}{2}$ com a primeira excitação 2^+ do caroço par-par. Benson et al. (BE 76) propuseram uma quarta possibilidade: esse estado seria o primeiro estado rotacional com spin $J=2$ associado a um estado intrínseco de buraco com $j > \frac{3}{2}$, segundo um modelo de Meyer-ter-Vehn (ME 75).

O trabalho de Benson et al. (BE 76) com as reações (d,p) e (d,t) estão de acordo com o trabalho de Morgen et al. (MO 75) em relação à atribuição dos níveis de Nilsson $\{\frac{1^-}{2}$ [510], $\frac{3^-}{2}$ [512], $\frac{7^-}{2}$ [503], $\frac{9^-}{2}$ [505] $\}$ ou das bandas associadas. A identificação dos níveis vibracionais foi mais difícil e diverge, em parte, das conclusões de Morgen et al. (MO 75). No espalhamento inelástico de dêuterons, havia uma secção de choque grande para níveis a 439 (dado como 429 keV (MO 75)), 506 e 558 keV (BE 76); nas medidas de captura de nêutrons (BE 76) foram observadas transições desses mesmos níveis somente para níveis das bandas $\frac{1^-}{2}$ [510] e $\frac{3^-}{2}$ [512]. Benson et al. (BE 76) atribuíram a esses níveis o caráter vibracional com o nível a 439 keV como a cabeça-de-banda $K\pi = \frac{3^-}{2}$ resultando do acoplamento $\{\frac{1^-}{2}$ [510], 2^+ $\}$ com vibração quadrupolar $|K_0-2|$. Os níveis a 506 e 558 keV seriam do acoplamento $\{\frac{1^-}{2}$ [512], 2^+ $\}$ na configuração $|K_0-2|$ com spins $\frac{1^-}{2}$ e $\frac{3^-}{2}$, respectivamente. Morgen et al. (MO 75) interpretaram os níveis a 439 e 506 keV como compondo os níveis da banda $\frac{1^-}{2}$ [521]. Por sua vez, Benson et al. (BE 76) identificaram a banda $\frac{1^-}{2}$ [521] com os níveis a 688, 735 e 818 keV. Já vimos, anteriormente, que Morgen et al. (MO 75) propunham que os es

tados a 735 e 818 keV fossem vibracionais.

II.C. INFORMAÇÕES ESPECTROSCÓPICAS - ^{187}Os

A estrutura de ^{187}Os é parecida, em muitos aspectos, à estrutura de ^{189}Os ; os dois núcleos têm como níveis de baixa energia as duas bandas $\frac{1}{2}^-$ [510] e $\frac{3}{2}^-$ [512] com acoplamento de Coriolis. O nível cabeça-de-banda $\frac{7}{2}^-$ [503] está situado a 100.7 em ^{187}Os e a 216.7 keV em ^{189}Os . Uma outra semelhança é a presença de níveis vibracionais a energias de excitação entre 500 e 800 keV. Porém, há mais informações experimentais disponíveis para esse núcleo do estudo de espectroscopia γ em linha (SO 75) com as reações $^{187}\text{Re}(p,n\gamma)$ e $^{187}\text{Re}(d,2n\gamma)$ e de um estudo de transferência com a reação $^{189}\text{Os}(p,t)^{187}\text{Os}$ (SH 76). Como no caso de ^{189}Os , há estudos da captura eletrônica (MA 71), da transferência de um nêutron $\{(d,p) \text{ e } (d,t)\}$ (MO 73, TH 73), de espalhamento inelástico de dêuterons (MO 73) e um trabalho com excitação Coulombiana (MC 63).

Os primeiros trabalhos com decaimento de ^{187}Ir estabeleceram que os níveis de baixa energia pertenciam às bandas rotacionais dos estados $\frac{1}{2}^-$ [510], $\frac{3}{2}^-$ [512] e $\frac{7}{2}^-$ [503]. Medidas das razões K/L de conversão eletrônica, intensidades dos raios γ e meias vidas por coincidência atrasada forneceram informações para a determinação de spins, paridades e dos elementos de matriz. Com a suposição de que uma transição E2 intrabanda deve ser mais forte do que uma transição interbanda, Malmskog et al. (MA 71) fizeram as atribuições,

atualmente aceitas (EL 82), dos níveis até 332 keV.

Nos estudos de transferência de um nêutron (MO 73, TH 73) foram feitos cálculos de acoplamento Coriolis das duas bandas $\frac{1}{2}^-$ [510] e $\frac{3}{2}^-$ [512]. As previsões das energias de excitação e das secções de choque foram comparadas com os valores medidos. De fato, somente três dos estados das duas bandas deveriam ter uma secção de choque apreciável: $\frac{3}{2}^- \frac{1}{2}^-$ [510], $\frac{5}{2}^- \frac{3}{2}^-$ [512] e $\frac{7}{2}^- \frac{1}{2}^-$ [510], com o qual os dados estão de acordo.

Sharma e Hintz (SH 76) em um estudo da reação $^{189}\text{Os}(p,t)^{187}\text{Os}$ obtiveram resultados coerentes com a estrutura rotacional já conhecida. Eles fizeram uma revisão das informações sobre os níveis vibracionais. As bandas vibracionais corresponderiam a acoplamentos de vibração γ com a quase-partícula $\frac{1}{2}^-$ [510] e com a quase-partícula $\frac{7}{2}^-$ [503]. Este último acoplamento foi atribuído aos níveis a 501.5 e 586.4 keV, respectivamente, com spins $\frac{3}{2}^-$ e $\frac{5}{2}^-$. Então, esses seriam a banda $K_0 - 2 = \frac{3}{2}^-$ ($K_0 = \frac{7}{2}^-$) com cabeça-de-banda a 501.5 keV. O estado a 664.1 keV com spin $(\frac{5}{2}^-)^*$ e o estado a 725.8 keV com spin $\frac{3}{2}^-$ seriam, respectivamente, as cabeças-de-banda $K_0 + 2$ e $K_0 - 2$ com outros níveis da banda a ~ 756 keV ($\frac{7}{2}^-$) e 838 keV ($\frac{5}{2}^-$), respectivamente ($K_0 = \frac{1}{2}^-$).

* Os spins em parênteses são atribuições não confirmadas.

III. EQUIPAMENTO E PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL

Os dados descritos e analisados nesta tese foram tomados com o acelerador eletrostático tandem tipo 8UD localizado no Depto. de Física Nuclear do Instituto de Física da Univ. S. Paulo. O feixe de íons negativos de ^{16}O foi produzido por uma fonte de íons tipo duoplasmatron e injetado no tubo acelerador onde foi acelerado em duas etapas até uma energia de 56 MeV no bombardeio com o alvo de ^{189}Os ou a 52,8 MeV no bombardeio com o alvo de ^{187}Os . A corrente do feixe foi mantida entre 2 e 10 nA para assegurar uma taxa de contagem adequada.

A câmara de espalhamento é essencialmente um cilindro de alumínio, com diâmetro de 10 cm e paredes de 1.5 mm, exceto na região por onde passa o feixe. A simetria permite a tomada de dados no plano horizontal entre $+150^\circ$ e -150° em relação a direção do feixe, sem variação de atenuação dos raios gama.

Os alvos, de ósmio enriquecido, foram feitos com pó metálico prensado sobre um substrato de chumbo e apoiado em porta alvo de tântalo. A espessura do ósmio era suficiente para o freamento completo de um feixe de ^{16}O de 55 MeV ($\sim 100 \text{ mg/cm}^2$). A tabela 1 apresenta a composição isotópica dos alvos. Deve-se notar que, além da presença dos outros isótopos de ósmio especialmente no caso do alvo de ^{187}Os , há uma pequena concentração de elementos leves.

A	^{187}Os	^{189}Os
	%	%
186	.93	.05
187	70.38	.10
188	12.79	.88
189	5.28	94.51
190	5.41	3.28
192	5.26	1.33
Si	1500ppm	
Ca	1500ppm	
C	{ concentrações pequenas (mas não medidas)	
O		

Na experiência com o alvo de ^{189}Os foi usado um detetor coaxial Ge(Li) de 55 cm^3 fabricado pela ORTEC. A resolução durante esta experiência era de 3 keV a 250 keV. Na tomada de dados foram acumulados dois espectros com o detetor disposto a 0° em relação a linha do feixe. A energia do feixe era de 56 MeV, abaixo da energia de 58 MeV, acima da qual seria possível provocar uma reação não-Coulombiana. Um dos espectros era de contagens simples e o segundo era um espectro dos raios gama em um detetor anular colocado a 180° em relação ao feixe. O equipamento eletrônico usado na aquisição do espectro de energia para o ^{189}Os consistia de um pré-amplificador de carga, um amplificador de baixo ruído e um analisador multicanal de 4096 canais. A lógica do circuito de coincidência era convencional.

Os dois detetores usados na experiência de ^{187}Os eram de Ge hiperpuro; um era coaxial de 93 cm^3 com uma

resolução que variava de 1.85 keV a 150 keV até 2.35 keV a 750 keV e o outro era planar de volume 5.0 cm³ com uma resolução que variava de 0.72 keV a 50 keV até 0.95 keV a 300 keV. Foram acumulados espectros com os dois detetores de Ge puro a energias de ¹⁶⁰ de 52.8, 45.4 e 37.4 MeV. Na energia de 52.8 MeV os espectros foram acumulados em seis ângulos entre 0° e 120° a respeito do feixe, com e sem a medida de coincidência entre o detetor de gamas e o detetor anular de partículas a 180°. Os equipamentos eletrônicos eram os mesmos usados nas medidas com ¹⁸⁹Os com a vantagem de dispor de um computador que permitia o armazenamento simultâneo dos espectros de coincidências, tanto o espectro *verdadeiro* quanto ao espectro *acidental* e dos espectros de contagens simples. A lógica de coincidências foi providenciada por um circuito convencional de coincidência rápida-lenta.

A calibração em energia dos detetores foi feita antes e depois da tomada de dados, usando-se fontes radioativas bem como as energias conhecidas de transições produzidas durante a excitação Coulombiana dos alvos. A incerteza das medidas de energia era da ordem de 0.2 keV sendo menor com o detetor planar (0.1 keV) e maior (até 1 keV) para picos fracos na região de 400 a 800 keV.

As calibrações de eficiência eram relativas. Os efeitos de absorção a baixa energia foram verificados ou com *branching ratios* conhecidos ou com comparações de intensidades entre dois detetores. A calibração do detetor coaxial de Ge hiperpuro foi feita com fontes no local do alvo.

A análise dos espectros foi feita com a ajuda

de um programa de ajuste, SAMPO (LRO 69). Esse programa efetua uma minimização não-linear de χ^2 em relação a um pico de forma basicamente Gaussiana, superposto sobre um fundo simulado por um polinômio de até segundo grau. O programa SAMPO admite correções no formato do pico, colocando caudas exponenciais em cada lado do pico. A largura do pico em função de energia foi previamente fixada usando as informações extraídas de espectros padrões. O programa fornece a posição e a área do pico junto com estimativas das incertezas naqueles valores.

IV. RESULTADOS

IV.A. APRESENTAÇÃO DE DADOS

O primeiro passo na extração das informações dos espectros (*ver Figuras 1A, 1B e 1C*) é o ajuste de picos pelo programa SAMPO mencionado no capítulo III. Com as intensidades dos raios γ corrigidas pelas funções de eficiência relativa, nós resumimos nossos resultados nas Tabelas 2A (^{187}Os) e 2B (^{189}Os). As incertezas nas energias dos raios γ são da ordem de 0.2 keV, enquanto as incertezas nas intensidades provêm de ambigüidades nos ajustes dos picos (irregularidades no fundo causadas por espalhamento Compton, picos múltiplos, picos mal definidos devido à estatística baixa) e incertezas na função de eficiência relativa, especialmente nas energias abaixo de 200 keV.

Os espectros de coincidência ajudaram na identificação de quais transições γ provinham do Os e quais foram causadas por contaminação de elementos leves. Mostramos na Figura 1D, como exemplo, o espectro de raios γ coincidentes com o ^{16}O retroespalhado, oriundo do alvo de ^{189}Os . Na experiência com ^{187}Os os espectros foram acumulados em função do ângulo alvo-detetor γ e a direção do feixe, mas a baixa estatística não permitiu medidas de correlações angulares. A soma dos espectros nos diferentes ângulos possibilitou somente a identificação de linhas emitidas na excitação Coulombiana do alvo de ^{187}Os .

As transições γ que foram identificadas como provenientes da excitação Coulombiana dos isótopos de Os são dadas nas tabelas 2A e 2B enquanto linhas contaminantes, linhas não detetadas em coincidência e linhas fracas não identificadas são excluídas. Nessas tabelas apresentamos as

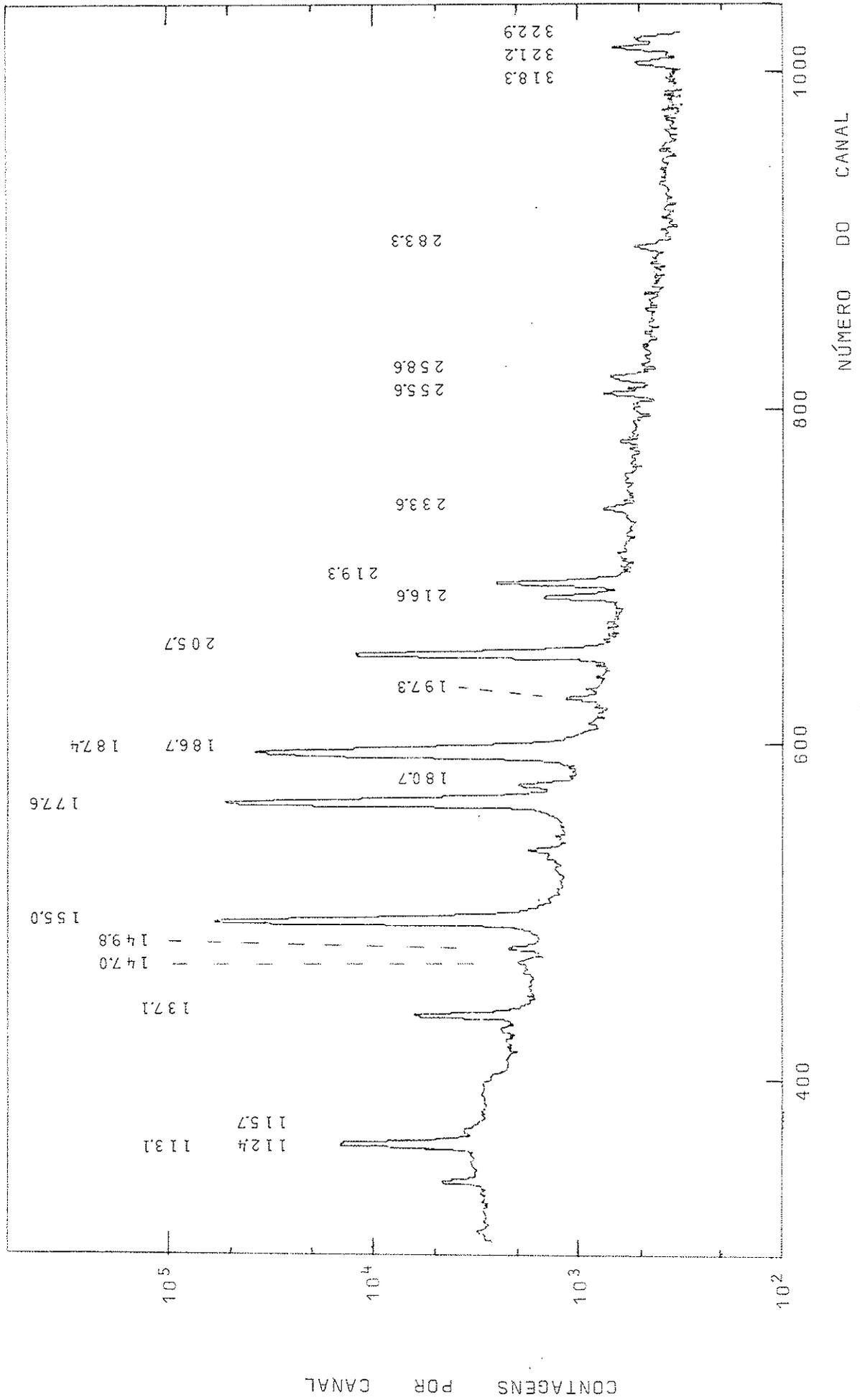


Figura 1A. Espectro de transições γ da reação $^{187}\text{Os} (180, 180' \gamma)$ a $E(180) = 52.6 \text{ MeV}$. com um detector planar de Ge intrínseco. As energias das transições são dadas em keV. Vide tabela 2A.

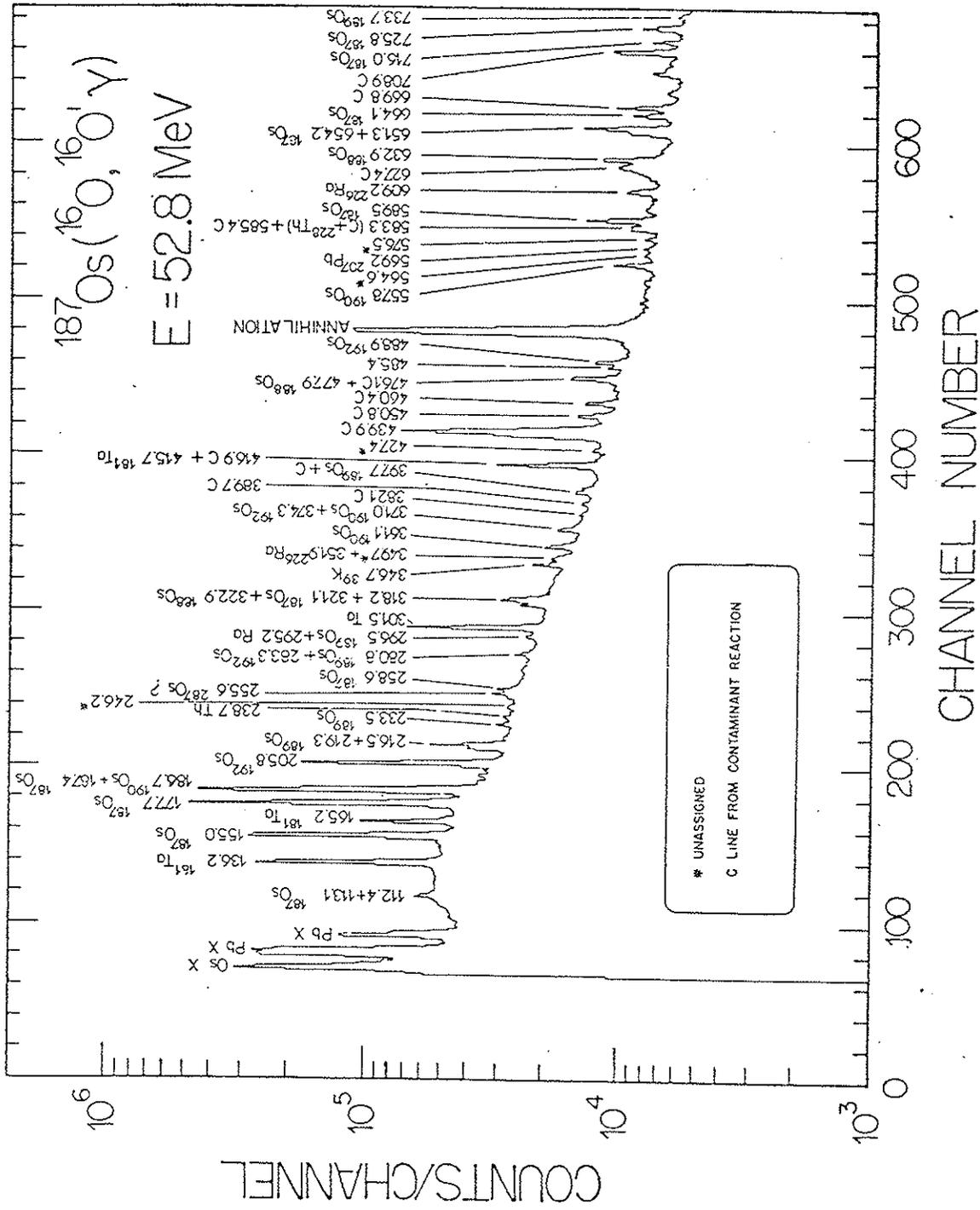


Figura 1B. Espectro de transições γ da reação $^{16}\text{O}(^{187}\text{Os}, ^{16}\text{O})\gamma$ a $E(^{16}\text{O})=52.8$ MeV com um detector coaxial de Ge intrínseco.

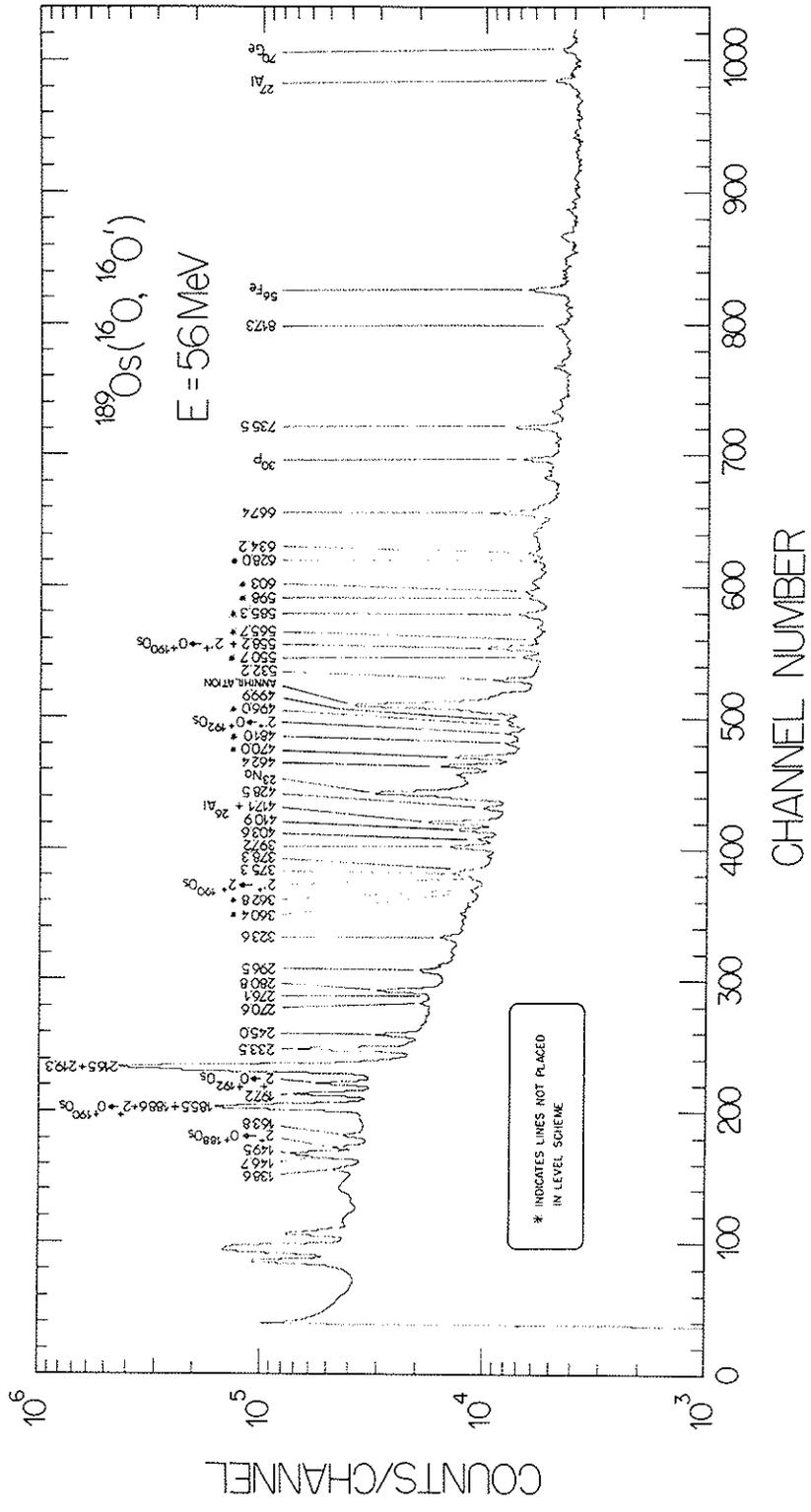


Figura 1C. Espectro de transições γ reaçaõ $^{189}\text{Os}(^{16}\text{O}, ^{16}\text{O}')$ a $E(^{16}\text{O})=56\text{MeV}$ com um detector coaxial Ge(Li). Vide tabela 2B

TABELA 2A - Intensidades na excitação Coulombiana de ^{187}Os
(unidades arbitrárias) vide figuras 2A e 3A

E_γ (keV)	I_γ	Estado Inicial		Estado Final		Núcleo
		J^π	E_x	J^π	E_x	
112.45	55	$5/2^-$	187.44	$5/2^-$	75.04	^{186}Os
113.06	288	$5/2^-$	187.44	$3/2^-$	74.32	
115.76	14	$7/2^-$	190.69	$5/2^-$	75.04	
137.10	154	2^+	137.16	0^+	0.0	
145.26	5	$7/2^-$	332.7	$5/2^-$	187.44	
147.00	12	$7/2^-$	216.68	$5/2^-$	69.54	^{189}Os
149.82	22	$7/2^-$	219.40	$5/2^-$	69.54	^{189}Os
154.99	2330	2^+	155.04	0^+	0.0	^{188}Os
177.55	2400	$5/2^-$	187.44	$3/2^-$	9.75	
180.70	46	$7/2^-$	190.69	$3/2^-$	9.75	
185.5	(14)	$7/2^-$	216.68	$7/2^-$	30.83	^{189}Os
186.6	(907)	2^+	186.72	0^+	0.0	^{190}Os
187.4	(1536)	$5/2^-$	187.44	$1/2^-$	0.0	
188.6	(7)	$7/2^-$	219.40	$7/2^-$	30.83	^{189}Os
197.3	17	$5/2^-$	233.53	$1/2^-$	36.19	^{189}Os
205.72	720	2^+	205.80	0^+	0.0	^{192}Os
216.59	51	$7/2^-$	216.68	$3/2^-$	0.0	^{189}Os
219.34	120	$7/2^-$	219.40	$3/2^-$	0.0	^{189}Os
233.56	15	$5/2^-$	233.53	$3/2^-$	0.0	^{189}Os
255.62	26	$9/2^-$	330.6	$5/2^-$	75.04	
258.55	22	$7/2^-$	332.7	$3/2^-$	74.32	^{189}Os ^{192}Os
280.6	9	$9/2^-$		332.7	$5/2^-$	
283.34	13	2^+	489.06	2^+	205.80	
318.31	23	$9/2^-$	508.8	$7/2^-$	190.69	
321.24	41	$9/2^-$	508.8	$5/2^-$	187.44	
322.87	25	4^+ $7/2^-$	477.97	2^+	155.04	^{188}Os
349.7	8		332.7	$3/2^-$	9.75	
			349.7	$1/2^-$	0.0	
361.1	5	4^+	547.85	2^+	186.72	^{190}Os

TABELA 2A - continuação

E (keV)	I _γ	Estado Inicial		Estado Final		Núcleo
		J ^π	E _x	J ^π	E _x	
371.2	16	2 ⁺	557.98	2 ⁺	186.72	1900s
374.3	5	4 ⁺	580.28	2 ⁺	205.80	1920s
397.7	13	4 ⁺	955.7	2 ⁺	558.0	1900s
400.5	6	3/2 ⁻	501.50	7/2 ⁻	106.66	
427.4	5	3/2 ⁻	501.50	3/2 ⁻	74.32	
				5/2 ⁻	75.04	
477.9	36	4 ⁺	477.97	0 ⁺	0.0	1880s
485.4	7	5/2 ⁻	586.4	7/2	100.66	1920s
489.0		2 ⁺	489.06	0 ⁺	0.0	
557.8	20	2 ⁺	557.98	0 ⁺	0.0	1900s
		3/2 ⁻	557.6	3/2 ⁻	0.0	1890s
576.5	5	5/2 ⁻	586.4	3/2 ⁻	9.75	
589.5	47	3/2 ⁻	664.3	5/2 ⁻	75.03	
632.9		2 ⁺	633.04	0 ⁺	0.0	1880s
651.3	22	3/2 ⁻	725.75	5/2 ⁻	74.32	
654.2	62	(3/2 ⁻)	664.3	3/2 ⁻	9.75	
664.1	21	(3/2 ⁻)	664.3	1/2 ⁻	0.0	
667.9	4		667.4	3/2 ⁻	0.0	1890s
716.0	14	3/2 ⁻	725.75	3/2 ⁻	9.75	
725.8	23	3/2 ⁻	725.75	3/2 ⁻	0.0	
733.7	1.6		733.7	3/2 ⁻	0.0	1890s

TABELA 2B - Intensidades relativas na excitação Coulombiana de ^{189}Os (unidades arbitrárias), vide Figuras 2B e 3B

E_{γ} (keV)	I_{γ}	Estado Inicial		Estado Final		Núcleo
		J^{π}	E_x	J^{π}	E_x	
138.6	35	$5/2^-$	233.5	$3/2^-$	95.2	^{188}Os
146.7	177	$7/2^-$	216.7	$5/2^-$	69.5	
		$7/2^-$	365.8	$7/2^-$	219.4	
149.5	263	$7/2^-$	219.4	$5/2^-$	69.5	
154.5	89	2^+	155.0	0^+	0.0	
163.8	51	$5/2^-$	233.5	$5/2^-$	69.5	
185.5	233	$7/2^-$	216.7	$9/2^-$	30.8	^{190}Os
186.6	362	2^+	186.7	0^+	0.0	
188.6	124	$7/2^-$	219.4	$9/2^-$	30.8	
197.2	148	$5/2^-$	233.5	$1/2^-$	36.2	^{192}Os
205.7	93	2^+	205.8	0^+	0.0	
216.5	698	$7/2^-$	216.7	$3/2^-$	0.0	^{188}Os
219.2	1544	$7/2^-$	219.4	$3/2^-$	0.0	
233.5	188	$5/2^-$	233.5	$3/2^-$	0.0	
245.0	44	$5/2^-$	275.9	$9/2^-$	30.8	
		$11/2^-$	595.0	$9/2^-$	350.0	
270.6	6	$7/2^-$	365.8	$3/2^-$	95.2	
276.1	2	$5/2^-$	275.9	$3/2^-$	0.0	^{188}Os
280.8	52	$9/2^-$	350.0	$5/2^-$	69.5	
296.5	19	$7/2^-$	365.8	$5/2^-$	69.5	
323.6	12	4^+	557.6	$5/2^-$	233.5	
		4^+	478.0	2^+	155.0	
371.5	6	2^+	558.0	2^+	186.7	^{190}Os
375.3	18	$11/2^-$	595.0	$7/2^-$	219.4	
378.3	11	$11/2^-$	595.0	$7/2^-$	216.7	
397.2	25		427.9	$9/2^-$	30.8	
403.6	8	$3/2^-$	498.8	$3/2^-$	95.2	^{188}Os
410.9	21		505.9	$3/2^-$	95.2	
428.5	9	$3/2^-$	427.9	$3/2^-$	0.0	
			498.8	$5/2^-$	69.5	

TABELA 2B - continuação

E_{γ} (keV)	I_{γ}	Estado Inicial		Estado Final		Núcleo
		J^{π}	E_x	J^{π}	E_x	
462.4	33	$3/2^{-}$	557.6	$3/2^{-}$	95.2	^{192}Os
			498.8	$1/2^{-}$	36.2	
470.0	24		505.9	$1/2^{-}$	36.2	
488.5	6	2^{+}	489.06	0^{+}	0.0	
499.9	5	$3/2^{-}$	499.9	$3/2^{-}$	0.0	
532.2	18		532.2	$3/2^{-}$	0.0	
558.2	26	$\{ 2^{+}$	557.6	$3/2^{-}$	0.0	^{192}Os
			558.0	0^{+}	0.0	
597.9	5		667.4	$5/2^{-}$	69.5	^{188}Os
634.2	5	2^{+}	633.1	0^{+}	0.0	
667.4	34		667.4	$3/2^{-}$	0.0	
735.5	21		735.5	$3/2^{-}$	0.0	
817.3	5		817.3	$3/2^{-}$	0.0	

energias de transição, as intensidades relativas e a identificação dos estados inicial e final. Colocamos na última coluna a identificação do núcleo emissor quando tratar de outro isótopo de osmio. A identificação das transições é baseada nas propriedades conhecidas das transições dos isótopos de osmio, principalmente a energia (*SE 74, EL 82, SI 81, FI 81, LE 82, SH 83*).

Os esquemas de níveis pertinentes às nossas experiências são apresentados nas Figuras 2A e 2B para as bandas rotacionais de ^{187}Os e ^{189}Os , respectivamente, e nas Figuras 3A e 3B para os estados vibracionais de ^{187}Os e ^{189}Os , respectivamente. Esta separação, além de permitir melhor visualização da figura, destaca o caráter coletivo dos níveis nucleares, tanto rotacional quanto vibracional.

IV.B. MÉTODO DE ANÁLISE

A extração dos valores de $B(E2)$ para nossa experiência de alvo espesso é um processo relativamente simples para aqueles níveis com spins de $\frac{3^-}{2}$ ou $\frac{5^-}{2}$ em ^{187}Os e de $\frac{1^-}{2}$, $\frac{3^-}{2}$, $\frac{5^-}{2}$ ou $\frac{7^-}{2}$ em ^{189}Os . Para os níveis com spins mais elevados que podem ser excitados são mediante a excitação Coulombiana múltipla, o programa GOSIA (*CL 81, CZ 83*) foi usado. Com esse programa foi possível analisar as excitações dos níveis rotacionais mais elevados em energia e spin bem como verificar os valores de $B(E2)$ dos estados mais baixos devido aos problemas causados por relacionamentos complexos de excitação direta, excitação múltipla e alimentação em cascata.

CÁLCULOS

CÁLCULOS

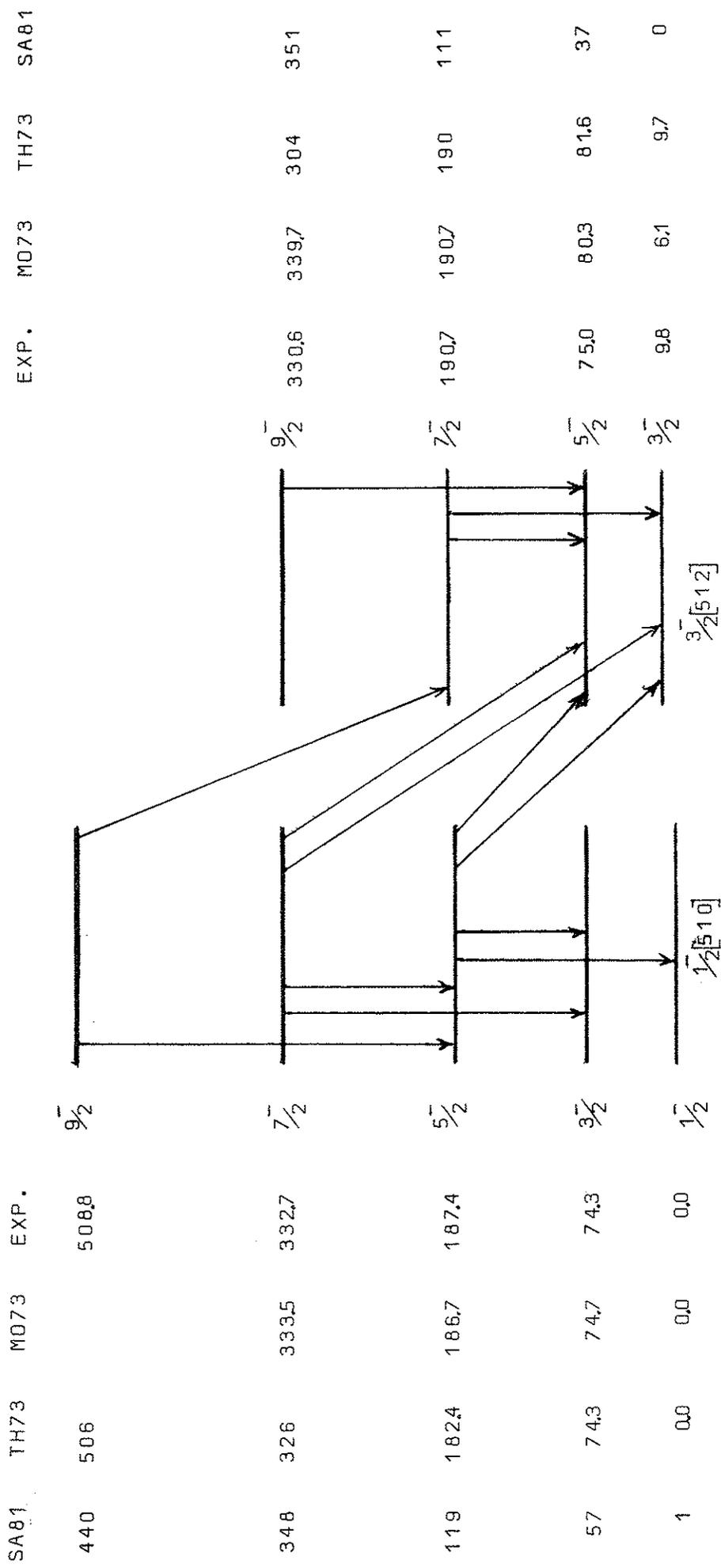


Figura 2A. Níveis rotacionais de ^{187}Os . As energias de excitação são dadas em keV. Somente transições observadas nesta experiência estão indicadas pelas flechas (ver tabela 2A (energias, intensidades, identificação) e espectro 1A,B (espectro de excitação Coulombiana de ^{187}Os)).

EXP. CALC. a)

EXP. CALC. a)

$11\frac{1}{2}$

595.0

600.0

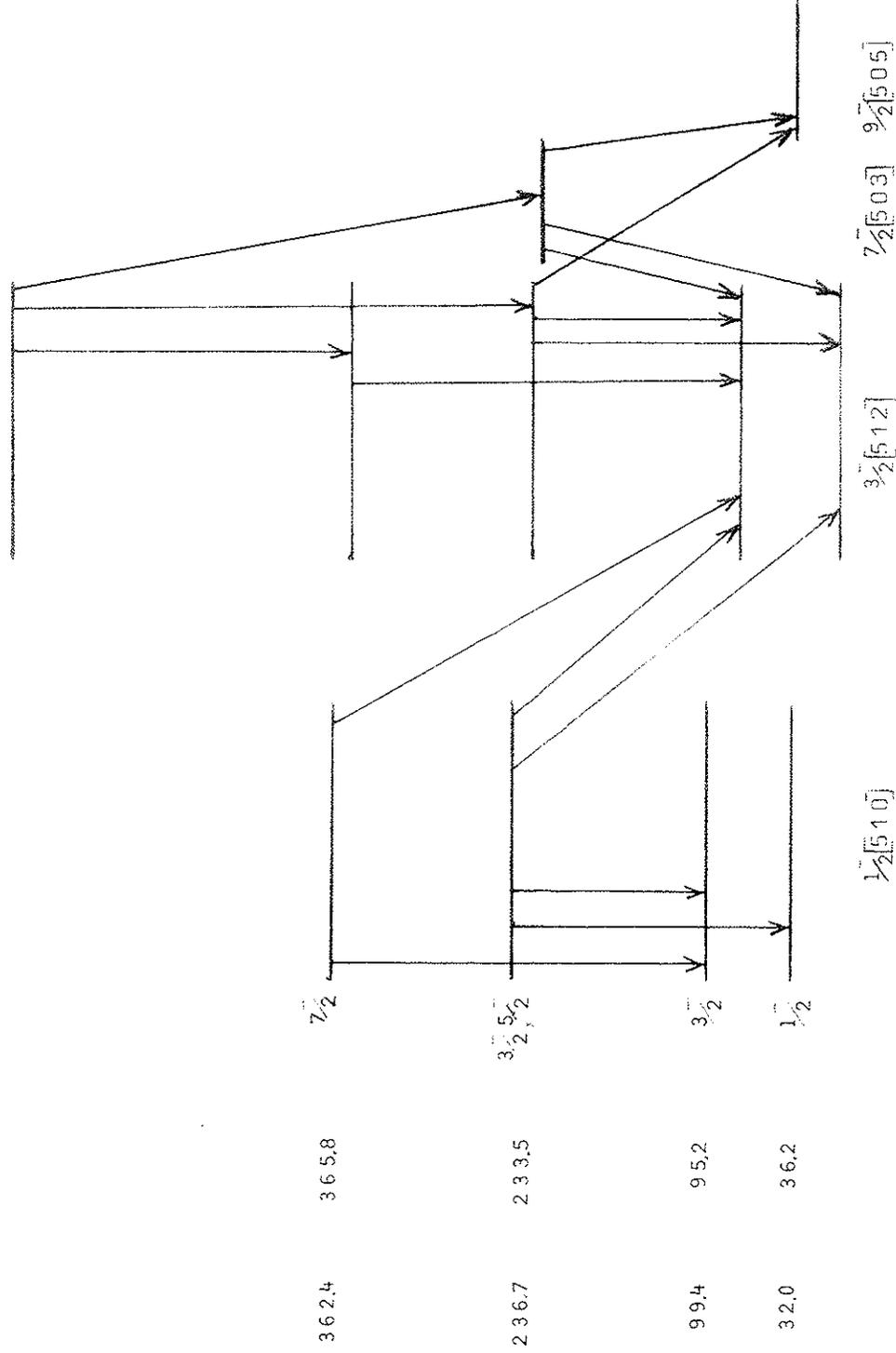


Figura 2B. Níveis rotacionais de ^{189}Os . As energias de excitação são dadas em keV. Somente transições observadas nesta experiência estão indicadas pelas flechas. (ver tabela 2B (energias, intensidades e identificação dos raios gama) e figura 1C (espectro de excitação Coulombiana de ^{189}Os)). As duas transições mais fortes (216.6 e 219.4 keV) são resolvidas na figura 1A. a) energias calculadas com nove bandas acopladas pela interação de Coriolis (MO 75).

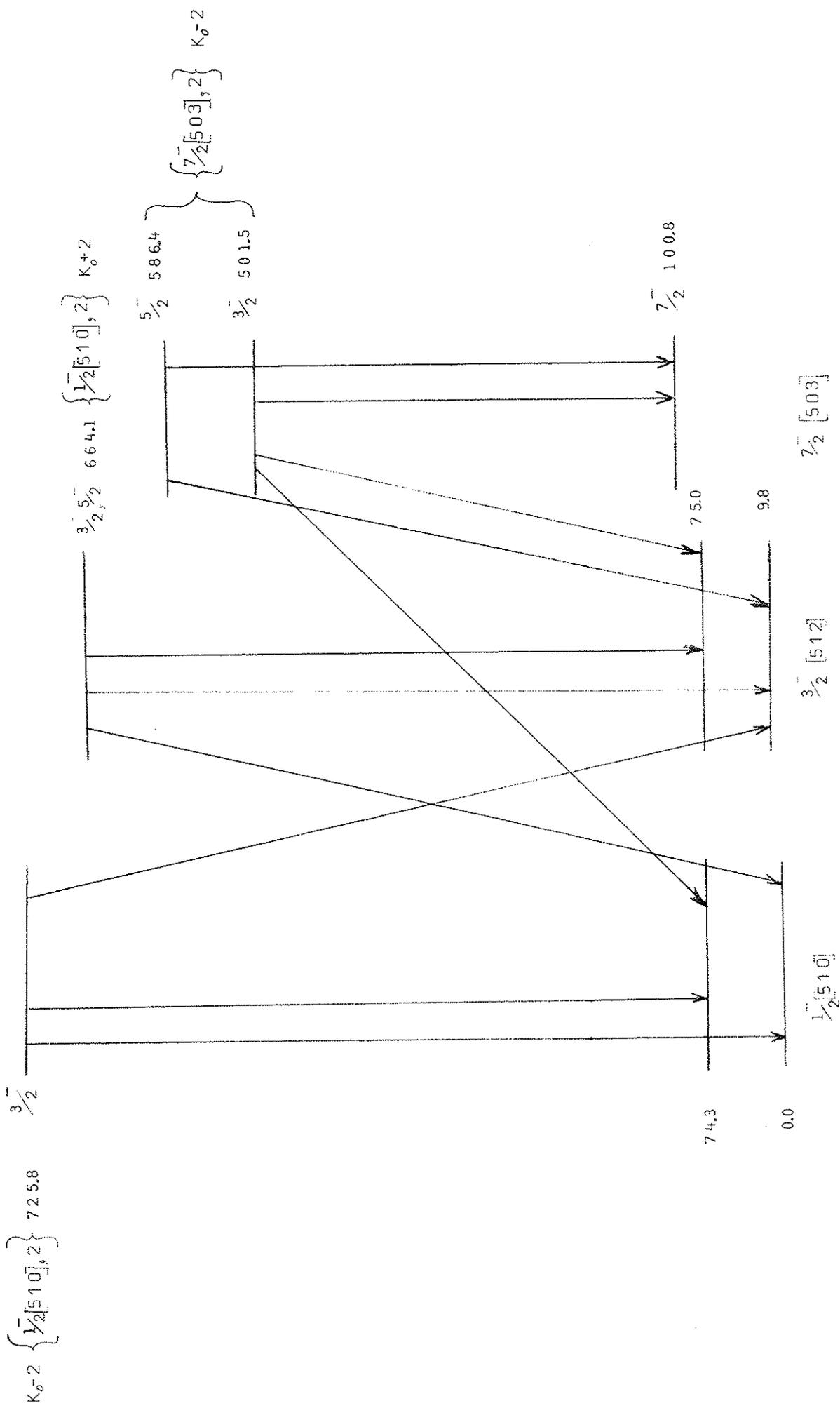


Figura 3A. Níveis vibracionais de 1870s. Vide legenda da Figura 2A.

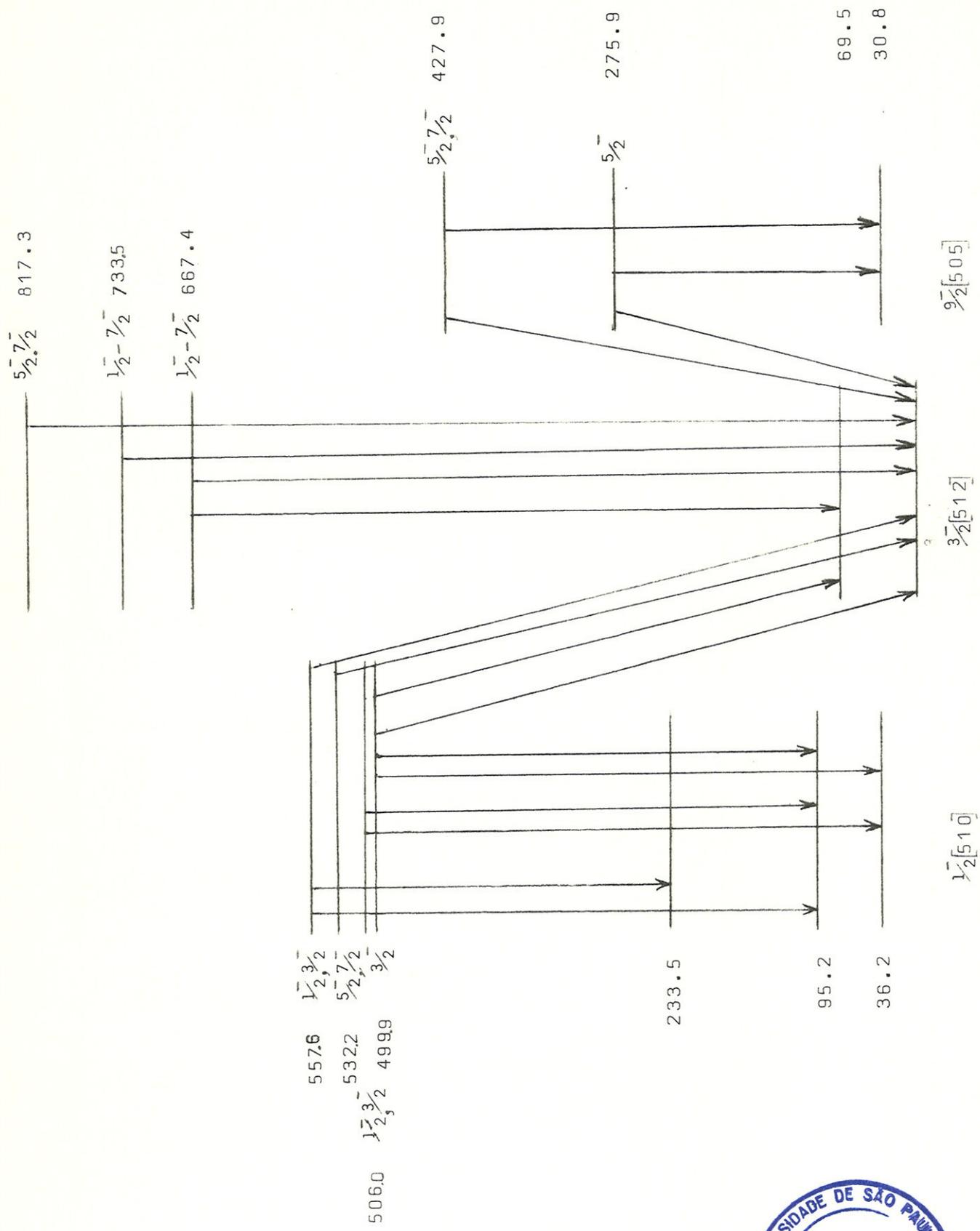


Figura 3B. Níveis vibracionais de $^{18}O_2$. Vide legenda da Figura 2B.



A excitação Coulombiana é o processo pelo qual um núcleo incidente excita um núcleo-alvo eletromagneticamente, sem a interferência da força nuclear. Como a interação eletromagnética é bem conhecida, é possível, embora as vezes difícil, extrair valores precisos das grandezas eletromagnéticas do núcleo. Para desenvolver uma descrição semi-clássica da excitação Coulombiana é necessário que o comprimento de onda do projétil seja uma fração pequena da distância de aproximação máxima, $2a$, como evidenciado por um valor grande do parâmetro $\eta (= \frac{a}{\lambda} = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{\hbar v})$. Um segundo parâmetro importante é a razão do tempo de colisão para o período nuclear: $\xi(\theta) = \frac{2\pi a / |v(\sin(\theta/2))|}{\hbar/\Delta E}$. Se o tempo de colisão for mais curto do que o período nuclear, a condição de um choque eletromagnético súbito agindo na forma de um torque grande é satisfeito. Essas duas condições conflitantes forçam uma avaliação cuidadosa da distância de aproximação máxima através da energia de incidência. No caso dessas experiências com ^{160}Os a energia de incidência deveria ser menor que 58 MeV, para o qual $\eta \geq 30$ e $\xi \sim 0.1$.

Um tratamento sucinto de excitação Coulombiana é dado por McGowan e Stelson (MC 74) em que eles interpretam o fenômeno físico e apresentam uma introdução curta à teoria de perturbação de primeira e de segunda ordem e de excitação Coulombiana múltipla. Na seção dedicada à medidas com alvo espesso, McGowan e Stelson apresentam a expressão para $B(E2)$ no caso da excitação quadrupolar elétrica direta. Como os resultados para ^{187}Os e ^{189}Os foram extraídos relativos às excitações dos núcleos par-par de ^{160}Os , empregamos

$$B(E2) = K_0 \frac{A_2 (CZ_2)^2}{A_1 I_{E2}} \gamma = K \frac{\gamma}{I_{E2}}$$

onde A_1, Z_1 são a massa atômica e a carga do íon incidente; A_2, Z_2 são a massa atômica e a carga do alvo; $C = (1 + \frac{A_1}{A_2})$; γ é o número de excitações por partícula de feixe e I_{E2} é a integral $\int_0^{E_i} \frac{(E - C\Delta E) f_{E2}(\eta, \xi)}{S(E)} dE$. A energia incidente é dada por E_i , $f_{E2}(\eta, \xi)$ foi tabelada por Alder et al. (AZ 56), ΔE é a energia de excitação e $S(E)$ é o poder de freamento dos íons incidentes no material do alvo. O número de excitações por partículas, γ , foi extraído dos dados usando a expressão

$$\gamma = \frac{1}{N_B P} \left[\sum K_i \frac{(1 + \alpha_i) N_i}{\bar{w}(\theta) \varepsilon T_\gamma} \right] = \frac{1}{N_B P} \left[\sum K_i (1 + \alpha_i) I_i \right]$$

onde α_i é a coeficiente de conversão interna, $\bar{w}(\theta)$ é a correção pela anisotropia da transição γ (próxima a 1 em nossa geometria), εT_γ é a eficiência relativa já corrigida por absorção, K_i é +1 se a transição estiver depopulando o estado de interesse ou -1 se a transição estiver alimentando o estado por cascata, e P é a porcentagem dos isótopos (Tabela 1). Como os $B(E2)$ são conhecidos para os isótopos par-par de ósmio, temos uma maneira de achar N_B ;

$$N_B = \frac{K}{P I_{E2} B(E2)_{Os \uparrow \text{par}}} \left[\sum K_i (1 + \alpha_i) I_i \right]$$

Então, para uma excitação em ^{187}Os ou ^{189}Os

$$B(E2)_{Os \uparrow \text{impar}} = \frac{K}{I_{E2} P N_B} \left[\sum K_i (1 + \alpha_i) I_i \right]. \quad (\text{vide tabelas 2A e 2B}$$

para I_i).

Chegamos a um valor de $N_B = 0.112 \pm 0.020$ para a experiência com ^{189}Os a energia incidente de 56 MeV, portanto com um desvio padrão relativo de 20%. Usando esse valor de N_B extraímos os valores de $B(E2)$ para todas as excitações diretas de quadrupolo elétrico em ^{189}Os . Procedendo da mesma maneira para os outros espectros, todos com o alvo de ^{187}Os , foram determinados valores de $B(E2)$ para transições tanto em ^{189}Os quanto em ^{187}Os devido a porcentagem grande de ^{189}Os no alvo. A Tabela 3 dá uma descrição curta das configurações experimentais para cada espectro, os respectivos valores de N_B e os valores de $B(E2)$ para os dois núcleos ímpares de ósmio. Quando possível foram feitas as médias dos valores que, por sua vez, foram comparadas a outras medidas. Devido, possivelmente, a problemas com a absorção dos raios γ de baixa energia usados na determinação de N_B [^{186}Os (137 keV), ^{188}Os (155 keV), ^{190}Os (186 keV), ^{192}Os (205 keV)] há uma dispersão de 10 a 20% nos valores individuais de N_B que então é propagada aos valores finais de $B(E2)$.

Em excitação Coulombiana múltipla, os estados que diferem por mais de duas unidades de spin do estado fundamental supondo que a excitação de quadrupolo elétrico seja mais importante) são populados por excitação virtual através de vários estados intermediários. Para descrever este processo de uma maneira independente de modelo, é necessário resolver a equação dependente do tempo de Schrödinger;

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} |\psi(t)\rangle = \{H_0 + V(t)\} |\psi(t)\rangle$$

onde

TABELA 3 - continuação

$160 + 1870s$

$160 + 1890s$

Nível (keV)	K, J^{π}	$\theta_D = 90^\circ$; Detetor Planar		Detetor Coaxial Ge HP		$E(^{16}O) = 56 \text{ MeV}$ $\theta_D = 0^\circ$ Ge(Li) coaxial $N_B = 0.112 \pm .020$ HR 67	MO 75 MA 70	$B(E2)e^2b^2$	Nossos Resultados	Unidades Weisskopf B(E2)
		$E(^{16}O) = 37.4$ MeV	$E(^{16}O) = 52.8$ MeV	$E(^{16}O) = 52.8$ MeV	$\theta_D = 55^\circ$ $N_B = 2.99 \pm .056$					
506.1		$N_B = 0.0310 \pm .0026$	$N_B = 0.0102 \pm .0012$	$\theta_D = 90^\circ$ $N_B = 0.206$.025		.025	3.9	
532.2						.007		.007	1.1	
557.5						$.017 \pm .008$.017	2.6	
667.4				.030		.020		.025	3.9	
773.5				.015		.015		.015	2.3	
817.3						.004		.004	.6	

$$\psi(t) = \sum_n a_n(t) |\phi_n(r)\rangle \exp(-iE_n t/\hbar)$$

e

$$H_0 |\phi_n(r)\rangle = E_n |\phi_n(r)\rangle$$

Combinando essas equações e usando a propriedade de ortonormalidade chegamos a

$$\frac{da_k}{dt} = -i\hbar \sum_n a_n(t) \langle \phi_k | V(t) | \phi_n \rangle \exp \frac{it}{\hbar} (E_k - E_n)$$

Expandindo a interação entre o alvo e o projétil em componentes multipolares temos

$$V(t) = \sum_{\lambda=1}^{\infty} \sum_{\mu=-\lambda}^{\lambda} \frac{4\pi Z_1 e}{2\lambda+1} (-1)^\mu \frac{Y_{\lambda\mu}(\theta, \phi)}{r^{\lambda+1}} \mathcal{M}(E\lambda, -\mu)$$

onde $\mathcal{M}(E\lambda, \mu) = \int \rho(r) r^\lambda Y_{\lambda\mu}(\theta, \phi) d^3r$ é o momento multipolar elétrico.

As variáveis r, θ, ϕ descrevem a órbita hiperbólica do projétil em relação ao alvo no sistema de centro de massa. Como há uma transferência de energia do projétil para o alvo, devido à excitação do alvo, a energia final é menor do que a energia inicial. Mesmo que a energia de excitação seja muito menor que a energia do feixe, é necessário um procedimento de simetrização onde a energia do projétil é intermediária às energias inicial e final. A esse ponto é efetuada, por conveniência, uma mudança das variáveis de posição e tempo (WI 75), o que não vamos detalhar. Nós escreve-

mos o conjunto de equações diferenciais acopladas que têm que ser resolvido com as condições iniciais $a_n(t = -\infty)$ descrevendo o núcleo-alvo no estado fundamental (inicial). Integrando numericamente essas equações chega-se às amplitudes $a_s(t = +\infty)$ que descrevem o núcleo após a colisão.

$$\frac{da_k(t)}{dt} = -i \frac{4\pi Z_1 e}{\hbar} \sum_n a_n(t) \exp \frac{i\hbar}{t} (E_k - E_n) \sum_{\lambda\mu} (-1)^\mu \bar{S}_{\lambda\mu}(t) \langle \phi_k | m_{\lambda, -\mu} | \phi_n \rangle$$

onde

$$S_{\lambda\mu} = \int_{-\infty}^{\infty} \bar{S}_{\lambda\mu} e^{i\omega t} dt = \int_{-\infty}^{\infty} e^{i\omega t} \frac{Y_{\lambda\mu}(\theta, \phi)}{r^{\lambda+1}} dt$$

é uma integral orbital para excitações elétricas.

Se o parâmetro de interação entre dois estados $\chi_{n \rightarrow m} = \sqrt{P_{n \rightarrow m}(\cdot, 0)}$ for menor que a unidade é possível usar a teoria de perturbação dependente do tempo. Neste caso simples, $P_{0 \rightarrow n} = |a_n|^2$ e com algumas manipulações (AL 75) a secção de choque resulta em

$$d\sigma_{E\lambda} = \frac{1}{4} \sin^{-4} \left(\frac{\theta}{2} \right) \frac{16\pi^2 Z_1^2 e^2}{\hbar^2} \frac{B(E\lambda)}{(2\lambda+1)^3} \sum_{\mu} |S_{\lambda\mu}|^2 d\Omega.$$

Recentemente, na Universidade de Rochester (CZ 83), um programa de minimização não-linear de mínimos quadrados foi desenvolvido para estudar excitação Coulombiana múltipla com íons pesados na aproximação semi-clássica. O programa GOSIA foi especificamente projetado para trabalhar com espectroscopia γ pela inclusão de um cálculo das características de decaimento subsequente a excitação Coulombiana.

Até duzentos elementos da matriz ligando, no máximo, cinquenta estados bem como outras informações (por exemplo, misturas multipolares, vidas médias) podem ser incluídas no ajuste de alguns milhares de dados colhidos de até cinquenta experiências independentes de excitação Coulombiana (diferentes ângulos de espalhamento, projéteis com Z diferentes, variação em energia incidente, variação nos ângulos dos detetores). O programa permite integração sobre os ângulos sólidos dos detetores e sobre a perda da energia do feixe no alvo, além de fazer correções para o ângulo sólido e desorientação do núcleo emissor causada pela interação entre o momento magnético do núcleo e o campo magnético do íon em recuo.

A potencialidade plena desse programa não chegou a ser utilizado na análise dos nossos dados de ^{187}Os ou de ^{189}Os , mas, mesmo assim, teria sido impossível fazer estimativas dos elementos de matriz ligando os estados mais elevados. No trabalho com ^{187}Os há 79 elementos de matriz ligando catorze estados envolvidos no ajuste de 27 intensidades experimentais. Com ^{189}Os a situação era mais complexa; havia 107 elementos de matriz ligando 17 estados para ajustar as 37 intensidades.

Alguns elementos de matriz foram deduzidos de informações na literatura (*MA 70, MA 71, EL 82, FI 81*); durante o ajuste esses valores foram mantidos fixos. Aos momentos estáticos dos estados mais baixos foram atribuídos os valores do modelo rotacional. Como a sensibilidade de ajuste para os momentos estáticos é baixa, uma estimativa errada dos momentos dos níveis vibracionais teria um efeito despre-

zível no ajuste das probabilidades de transição. As probabilidades reduzidas de transição de quadrupolo elétrico foram estimadas em 20 ou 30 unidades Weisskopf e as de dipolo magnético em 0.002 unidades Weisskopf, seguindo a sistemática de valores medidos em ósmio ímpar (MA 70, MA 71).

IV.C. PROBABILIDADES REDUZIDAS DE TRANSIÇÃO

Os resultados de GOSIA estão apresentados nas tabelas 4A e 4B onde juntamos os resultados teóricos e experimentais de outros autores. Para o núcleo ^{187}Os (Tabela 4A) incluímos os resultados teóricos de Sahu et al. (SA 81) e os cálculos de acoplamento Coriolis de Malmskog et al. (MA 71) e de Thompson e Sheline (TH 73). Os únicos outros resultados experimentais referentes a probabilidades de transição são do Malmskog et al. (MA 71) ou de referências citadas por eles.

Na tabela 4B estão incluídas as probabilidades reduzidas de transições de Malmskog et al. (MA 70) e de Morgen et al. (MO 75) além das nossas medidas. O cálculo de acoplamento de duas bandas, feito primeiro por Kerman (KE56) para o núcleo ^{183}W não dá um ajuste satisfatório para os níveis de ^{189}Os , como já foi notado por vários autores (CR 63, SH 76).

As incertezas em nossos valores de $B(E2)$, como mencionado no caso dos níveis excitados diretamente, são da ordem de 20%. Deve ser notado que a maioria das transições entre os estados mais elevados tem intensidades que são me-

TABELA 4A - RESULTADOS DE ^{187}Os B(E2) em Unidades de $(e^2 \cdot b^2)$

Banda	J^π Inicial	J^π Final	MA 71	Esse Trabalho	Cálculos de B(E2) c/Interação Coriolis		Cálculo Microscópico SA 81
					MA 71	TH 73	
$\frac{1}{2}^-$ 510	$3/2^-$	$1/2^-$.35	a	.36	.57	.17
	$5/2^-$	$1/2^-$.56	.48	.55	.48	.22
	$5/2^-$	$3/2^-$.63	.84	.90	.49	.37
	$7/2^-$	$3/2^-$.69		.82	
	$7/2^-$	$5/2^-$.40		.29	
	$9/2^-$	$5/2^-$.76		.92	
	$9/2^-$	$7/2^-$.20	
$\frac{1}{2}^-$ 510 ↓ $\frac{3}{2}^-$ 512	$3/2^-$	$3/2^-$	>.45	a	.74±.10	.69	.28
	$5/2^-$	$3/2^-$.22	.22	.18	.10	.08
	$5/2^-$	$5/2^-$	<.11	.20		.12	.06
	$7/2^-$	$3/2^-$.27		.01	
	$7/2^-$	$5/2^-$.21		.08	
	$9/2^-$	$5/2^-$		b		.002	
	$9/2^-$	$7/2^-$.44		.05	
$\frac{3}{2}^-$ 512 ↓ $\frac{1}{2}^-$ 510	$3/2^-$	$1/2^-$	<.24	a	1.2±.6	.26	.19
	$5/2^-$	$1/2^-$.19	a	.18	.32	.13
$\frac{3}{2}^-$ 512	$5/2^-$	$3/2^-$.56	a	.58	.82	.26
	$7/2^-$	$3/2^-$.41		.70	
	$7/2^-$	$5/2^-$.40		.43	.23
	$9/2^-$	$5/2^-$.53		.87	
	$9/2^-$	$7/2^-$		a		.27	

a) Transição de baixa energia não observada

b) Transição não observada; intensidade abaixo do nível de detecção

TABELA 4B - RESULTADOS DE ^{189}Os

B(E2) em Unidades de $(e^2 \cdot b^2)$								
Banda	J^π Inicial	J^π Final	MA 70	MO 75	Esse Tra- balho	MO 75 Cálculo de B(E2) c/acopla- mento Co- riolis		
$\frac{1}{2}^-$ 510	$3/2^-$	$1/2^-$.17			.41		
	$5/2^-$	$1/2^-$.22	.36
	$5/2^-$	$3/2^-$.09	.22
	$7/2^-$	$3/2^-$.13	.55
	$7/2^-$	$5/2^-$					a	.14
$\frac{1}{2}^-$ 510 ↓ $\frac{3}{2}^-$ 512	$1/2^-$	$3/2^-$.16	.17	a	.12		
	$3/2^-$	$3/2^-$.09			.22		
	$3/2^-$	$5/2^-$.63			.02		
	$5/2^-$	$3/2^-$.08			.06	.10	
	$5/2^-$	$5/2^-$				a	.06	
	$7/2^-$	$3/2^-$.12	b	.002
	$7/2^-$	$5/2^-$.14	.05
$\frac{3}{2}^-$ 512 ↓ $\frac{1}{2}^-$ 510	$5/2^-$	$1/2^-$.13		a	.13		
$\frac{3}{2}^-$ 512	$5/2^-$	$3/2^-$.65	.65	a	.64		
	$7/2^-$	$3/2^-$.37			.19		
	$7/2^-$	$5/2^-$.39			.13	.17	
	$9/2^-$	$5/2^-$.34	.57	
	$9/2^-$	$7/2^-$				b	.08	
	$11/2^-$	$7/2^-$.27	.18	
$\frac{7}{2}^-$ 503 ↓ $\frac{9}{2}^-$ 505	$7/2^-$	$9/2^-$.10	.01		
$\frac{3}{2}^-$ 512 ↓ $\frac{9}{2}^-$ 505	$7/2^-$	$9/2^-$.03	.01		

TABELA 4B - continuação

B(E2) em Unidades de (e ² ·b ²)						
Banda	J ^π Inicial	J ^π Final	MA 70	MO 75	Esse Tra- balho	MO 75 Cálculo de B(E2) c/acopla- mento Co- riolis
$\frac{7}{2}^-$ 503 ↓ $\frac{3}{2}^-$ 512	$7/2^-$	$3/2^-$.13	.19
$\frac{3}{2}^-$ 512 ↓ $\frac{7}{2}^-$ 503	$7/2^-$	$5/2^-$.11	.18
$\frac{3}{2}^-$ 512 ↓ $\frac{7}{2}^-$ 503	$11/2^-$	$7/2^-$.33	.42

- a) Transição de baixa energia não observada
 b) Transição não observada; intensidade abaixo do nível de detecção

nos que 10% da intensidade das transições de 177 keV em ^{187}Os e de 219 keV em ^{189}Os .

V. DISCUSSÃO

Os valores das probabilidades reduzidas de transição nas Tabelas 3, 4A e 4B e os esquemas de níveis nas Figuras 2A, 2B, 3A e 3B nos trazem, à primeira vista, a impressão de que o modelo unificado oferece uma interpretação adequada do ^{187}Os e do ^{189}Os . As bandas de baixa energia foram estendidas para spins mais elevados com os valores de $B(E2)$ das transições intrabandas maiores que 20 unidades Weisskopf. Os níveis atribuídos aos acoplamentos de uma quase-partícula e uma vibração γ possuem energias de excitação próximas às energias da vibração γ dos núcleos $^{186,188,190}\text{Os}$; 768, 638 e 558 keV, respectivamente. Os $B(E2)$ de excitação desses níveis têm valores de algumas unidades de Weisskopf.

Os resultados do programa GOSIA demonstraram que o nosso equipamento não poderia detetar as transições intrabandas com origem em níveis de spin elevado, com $B(E2)$ da ordem de 20-30 unidades Weisskopf. O spin máximo detetável no ^{187}Os seria $\frac{9^-}{2}$ tanto na banda $\frac{1^-}{2}$ [510] quanto na banda $\frac{3^-}{2}$ [512]; em ^{189}Os a atribuição de um nível com spin $\frac{9^-}{2}$ na banda $\frac{1^-}{2}$ [510] seria muito duvidoso enquanto a atribuição do nível de spin $\frac{11^-}{2}$ na banda $\frac{3^-}{2}$ [512] parece seguro. Isto coloca em dúvida algumas das atribuições feitas em relatos preliminares desse trabalho (JH 83, JH 84).

O nosso esquema de níveis rotacionais para o ^{187}Os está em acordo com a compilação recente (EL 82) até o nível de spin $\frac{9^-}{2}$ na banda do estado fundamental e até o nível $\frac{7^-}{2}$ na banda $\frac{3^-}{2}$ [512]. Há pequenas diferenças nas energias dos níveis $\frac{7^-}{2}$ (332.7 keV em vez de 333.5 keV) e $\frac{9^-}{2}$ (508.8 keV em vez de 508.3 keV) e a atribuição de um nível $\frac{9^-}{2}$ a 330.6 keV é

uma possibilidade coerente com os resultados de espectroscopia γ em linha (SO 75). Porém, existe no espectro de $^{183}\text{W}(d,2n\gamma)$ uma linha forte não identificada a 255.7 keV que em nosso trabalho foi atribuída (Tabela 2A) a uma transição entre $\frac{9^-}{2}$ e $\frac{5^-}{2}$ da banda $\frac{3^-}{2}$ [512].

A idéia do modelo rotacional é comprometida no ^{189}Os pois a compilação dos Nuclear Data Sheets (FI 81) atribuiu spin $(\frac{3^-}{2})$ ao nível de 233.5 keV ao invés de $\frac{5^-}{2}$, como previsto no modelo. Em dois trabalhos de atividade residual do ^{189}Ir (HA 62, SY 67) nos quais os elétrons de conversão foram medidos, os autores concluíram que a transição do estado a 233.5 keV ao estado de spin $\frac{1^-}{2}$ com 36.2 keV tem uma mistura multipolar E2+M1. Porém, as intensidades das linhas L de conversão eletrônica não são bem conhecidas (há picos duplos e picos não resolvidos) e como os autores usaram a razão da intensidade K para L a medida é muito incerta. Também, esta linha é uma das mais fracas. Há um terceiro trabalho (SA 79) em que foi afirmado, sem mostrar qualquer evidência, que a transição é E2 pura. Os resultados das reações (d,p), (d,t), (d,d') e de excitação Coulombiana são coerentes com um spin $\frac{5^-}{2}$, mas isto é um argumento dependente do modelo. Os outros spins das duas bandas são coerentes com os resultados do espalhamento inelástico de dêuterons e com o modelo rotacional. As energias de dois níveis na banda $\frac{3^-}{2}$ [512] são diferentes em nossos dados, mas ainda consistentes com outros resultados; 350 e 595 keV em vez de 346 e 594 keV.

A presença de níveis vibracionais, como mencionado no capítulo II, já foi constatada em reações de transfe -

rência de um nêutron. Normalmente, a transferência de um nêutron deveria ter uma secção de choque baixa na excitação de um estado vibracional, com um caráter de muitas quase-partícula. Se houver uma mistura de uma quase-partícula com o mesmo K da banda $K_0 \pm 2$, a secção de choque indicará a quantidade de mistura entre o modo vibracional e a quase-partícula. Como o *fingerprint* da quase-partícula permite sua identificação, a reação de transferência é um método privilegiado para definir as bandas vibracionais. Uma revisão da situação das bandas vibracionais em ^{187}Os foi feita como parte de um trabalho (SH 76) com a reação (p,t) em cinco isótopos de ósmio. Naquela revisão, Sharma e Hintz (SH 76) interpretam a evidência em favor de quatro bandas vibracionais. Dos sete estados assim classificados há em nossos resultados sinais de quatro estados, sendo três cabeças-de-banda (Figura 3A). As nossas intensidades relativas das transições de decaimento (*branching ratios*) são iguais às aquelas já medidas no decaimento do ^{187}Ir . Segundo um argumento simples apresentado por Bunker e Reich (BU 71) nós devemos esperar uma probabilidade reduzida de transição desses níveis que é por volta de metade do $B(E2)$ do estado vibracional nos núcleos vizinhos par-par. Os nossos resultados (Tabela 3) apoiam essa interpretação pois os valores de $B(E2)$ variam de 1 até 13 unidades de Weisskopf (o total é 21 unidades) enquanto o segundo estado 2^+ em ^{186}Os e ^{188}Os tem um $B(E2)$ de 38 e 39 unidades, respectivamente. Mas, mais adiante, Bunker e Reich (BU 71), citando outros trabalhos (BE 66, SO 67), observam que a probabilidade de transição não é uma indicação sensível de quanta mistura de componente vibracional há em um estado excitado.

Os principais candidatos para os níveis vibracionais em ^{189}Os são os dois recomendados por Benson et al. (BE 76) e Morgen et al. (MO 75) a 506 e a 557.5 keV. Como é possível ver na Tabela 3 e Figura 3B há quatro outros níveis em comum com aqueles destacados como vibracionais por Morgen et al. (MO 75): 532.2, 667.4, 733.5 e 817.3 keV. Nós medimos, também, os $B(E2)$ de níveis a 428.5 e a 498.8 keV. Há informações prévias em relação às transições γ para os níveis 428.5, 498.8, 505.35 e 557.6 com as quais os nossos dados estão de acordo. Porém, há certas transições não observadas por serem fracas, de energias abaixo de 150 keV ou encobertas por picos muito fortes. Os $B(E2)$ para excitação desses níveis variam de 0.6 a 4 unidades Weisskopf com um total de 17 unidades Weisskopf, muito parecido com o total medido em ^{187}Os .

Uma comparação detalhada dos nossos resultados com as previsões do modelo unificado é baseada em um ajuste das energias rotacionais levando em conta a interação de Coriolis entre as bandas $\frac{3}{2}^- [512]$ e $\frac{1}{2}^- [510]$. Como no caso de ^{183}W (KE 56) o núcleo ^{187}Os apresenta essas duas bandas suficientemente isoladas de outras para permitir um cálculo de mistura de Coriolis de duas bandas. Do ajuste de energias, extrai-se, além dos novos parâmetros das bandas rotacionais, as misturas de configuração dos níveis em função dos estados base. Essa mistura de configurações faz com que essas bandas não sejam mais puras em K. Um efeito imediato, visto no capítulo II, p.9 é a ocorrência de transições interbandas fortes de quadrupolo elétrico, pois para bandas puras, haveriam somente transições intrabandas. Dois cálculos (MO 73, TH 73)

das energias rotacionais, seguindo o procedimento de Kerman, foram incluídos na Figura 2A. Thompson e Sheline (TH 73) calcularam os valores das amplitudes de mistura para cada estado até $9/2$ e os $B(E2)$ de cada transição possível entre estados com spin de $1/2$ a $7/2$. Estendemos esta tabela dos $B(E2)$ para transições 9^- a 7^- e 9^- a 5^- . Esses cálculos de $B(E2)$ estão incluídos na Tabela 4A para fazer uma comparação direta com os valores experimentais. Também, os resultados de um cálculo de Malmskog et al. (MA 71) estão incluídos mas deve-se observar que esse ajuste foi baseado nos valores de alguns $B(E2)$. Isto faz com que a constante rotacional, $\frac{\hbar^2}{2\mathcal{I}}$, tome um valor de ~ 30 keV ao passo que os outros cálculos (TH 73, MO 73) deram um valor de ~ 18 keV nas duas bandas. Sem levar em conta a interação Coriolis, a constante rotacional seria 23.7 keV para a banda 1^- [510] e 13.1 keV para a banda 3^- [512] (BU 71).

Sahu et al. (SA 81) fizeram um cálculo microscópico de ^{187}Os com uma descrição triaxial do caroço ^{188}Os em que para cada nível a assimetria (β, γ) do caroço é fixa, podendo ser, porém, diferente para cada nível. A esse caroço foi acoplada uma quase-partícula em um conjunto de quatro orbitais de Nilsson originando de $3p_{1/2}$, $3p_{3/2}$ e $2f_{5/2}$. Eles mostraram os resultados para cinco bandas de paridade negativa e uma de paridade positiva. Duas das bandas de paridade negativa correspondem às bandas 3^- [512] e 1^- [510]. Para essas bandas Sahu et al. (SA 81) calcularam os valores de $B(E2)$ e $B(M1)$. Os $B(E2)$ de Sahu et al. (SA 81) (Tabela 4A) têm valores 30 a 50% abaixo dos nossos valores experimentais.

Hã somente quatro dos nossos $B(E2)$ que podem ser comparadas com outras medidas; um desses é a metade do nosso valor (Tabela 4A). Dos treze $B(E2)$ determinados nestas medidas sã dois deles estão de acordo com os cálculos de acoplamento Coriolis de duas bandas (TH 73). Oito dos nossos valores sã maiores que os cálculos (TH 73) por um fator de dois. Malmskog et al. (MA 71) comentaram que as informações sobre momentos magnéticos e transições dipolares magnéticas eram insuficientes para fazer algum ajuste com a interação de Coriolis. Acrescentaram que a razão dos $B(M1)$

$$\frac{B(M1, 5/2 \rightarrow 1/2 \rightarrow 5/2 \rightarrow 3/2)}{B(M1, 5/2 \rightarrow 1/2 \rightarrow 3/2 \rightarrow 3/2)}$$

é menor que 0.05 enquanto o modelo rotacional prevê uma razão 6.8. Terminaram com a observação que esse desacordo indica uma mistura de bandas (MA 71).

Uma comparação detalhada entre as informações espectroscópicas de ^{189}Os e as previsões baseadas no modelo unificado é mais difícil pois é impossível fazer um ajuste das energias com um cálculo da interação de Coriolis com duas bandas (MO 75, SH 76). Morgen et al. (MO 75), como mencionado no capítulo II, fizeram um cálculo fenomenológico da estrutura do ^{189}Os acoplando nove bandas de $N=5$ com a interação Coriolis. Com isso, conseguiu-se as amplitudes dos níveis dessas nove bandas em função dos nove estados de base. Além do fornecimento das energias desses níveis e os constantes rotacionais das bandas, alguns valores de $B(E2)$ foram calculados e comparados com os valores de $B(E2)$ medidos por Malmskog et al. (MA 70). Com as amplitudes de Morgen et al. (MO 75) completou-se a tabela de valores de $B(E2)$ (Tabela 4B).

As previsões de Morgen et al. (MO 75) para as transições intrabandas da banda $\frac{1}{2}^-$ [510] são duas vezes maiores do que nossas medidas. Para as transições da banda $\frac{3}{2}^-$ [512] as previsões (MO 75) variam desde 1/10 da nossa medida até duas vezes mais que nossa medida. De modo geral, as previsões para as transições interbandas são menores do que as medidas. Esses cálculos (MO 75) supunham um valor de Q_0 , o momento quadrupolar, de 5.0b o que corresponde a um parâmetro de deformação de $\delta=.15$.

Malmkog et al. (MA 70) compararam as suas medidas com um cálculo de acoplamento Coriolis em que eles variaram o valor do elemento de matriz que liga as duas bandas independentemente dos valores de energia dos níveis. Para um valor de $\delta=.13$ e uma constante rotacional igual a 15 keV o modelo de Nilsson prevê um elemento de matriz de acoplamento que é 1/4 do valor necessário para reproduzir os valores de $B(E2)$. Eles tinham cinco $B(M1)$ e três momentos magnéticos à disposição para determinar os seis parâmetros de um ajuste das propriedades magnéticas. Usando um valor de acoplamento Coriolis de acordo com o modelo de Nilsson, o melhor ajuste dos $B(M1)$ e momentos magnéticos forneceu valores para os outros cinco parâmetros. Os parâmetros regendo as transições interbandas e as transições intrabandas da banda $K = \frac{3}{2}^-$ são coerentes com as previsões do modelo. Porém, os valores da razão giromagnético coletivo, g_R , do parâmetro regendo as transições intrabandas da banda $K = \frac{1}{2}^-$ e do fator relacionado ao parâmetro de desacoplamento não concordam com as previsões do modelo de Nilsson.

A discussão dos nossos resultados experimentais desenvolveu-se até agora de uma maneira muito entrelaçada com o modelo unificado. Esse modelo é utilizado na interpretação de núcleos nesta região por seu grande sucesso em núcleos ímpares deformados, por exemplo, ^{183}W e por sua simplicidade conceitual. Mesmo que os núcleos tenham uma deformação de somente $\delta \approx 0.15$ e estejam em uma região de transição de forma, os autores dos trabalhos citados no capítulo II e nesta discussão recorreram ao modelo unificado por terem os núcleos apresentados aspectos qualitativamente parecidos aos núcleos mais deformados.

Uma variante desse modelo é o de uma quase-partícula acoplada a um rotor triaxial. Esta variante foi investigada por Meyer-ter-Vehn (ME 75) e por Toki e Faessler (TO 75); o primeiro utilizou o rotor triaxial rígido de Davydov (DA 58) e o segundo usou um rotor triaxial com um momento de inércia variável (MA 69) para aparentar um caroço mole. Porém, nos dois trabalhos foi considerada somente uma quase-partícula ocupando um estado intruso do modelo de camadas. Embora esses modelos apresentem um certo êxito em núcleos transitacionais, especialmente este com caroço mole, três trabalhos mais recentes (PA 77, KE 77, DO 77) demonstraram a insensibilidade da quase-partícula para distinguir a forma do caroço. Nos três trabalhos foi considerado o acoplamento de uma quase-partícula intrusa de spin elevado ($11/2$ ou $13/2$). Em cada um dos trabalhos havia a comparação de resultados entre um rotor triaxial acoplado a uma quase-partícula e um dos seguintes modelos: em $^{193,195}\text{Au}$ um agregado de três buracos de

próton acoplado a um vibrador (PA 77); em ^{197}Hg um vibrador anarmônico acoplado com uma quase-partícula (KE 77) e em ^{191}Pt um caroço com potencial instável em relação à deformação γ (γ mede o desvio de simetria axial) acoplado à quase-partícula (DO 77). Concluiu-se que, como a qualidade dos resultados não dependia do modelo utilizado, a quase-partícula não é suficientemente sensível para distinguir entre os vários modelos.

O modelo de bósons interagentes (IBM), desenvolvido há dez anos por Arima e Iachello (AR 76, EL 85) tem sido útil em uma interpretação alternativa de aspectos coletivos de núcleos par-par. Nesse modelo, somente nucleons ou buracos de valência são considerados. Esses nucleons ou buracos são tratados como pares (bósons) acoplados a um momento angular 0 (bóson s) ou 2 (bóson d). O total de bósons s e d é dado por metade do número de partículas ou buracos de valência. Representando os bósons em termos de operadores de criação e de aniquilação (são cinco bósons d_{μ} e um bóson s) é gerado um espaço vetorial em seis dimensões. Os produtos bilineares desses operadores geram a álgebra $U(6)$ de transformações lineares unitárias em seis dimensões. Há três subálgebras que resultam em simetrias conhecidas na natureza. Essas simetrias são $SU(5)$, $SU(3)$ e $O(6)$. Elas correspondem, respectivamente, a um vibrador anarmônico, um rotor deformado com simetria axial e um núcleo instável em γ . Na região de massa entre W e Pt os núcleos vão se transformando de simetria prolata à oblata via instabilidade em γ (KU 68).

A extensão desse modelo a núcleos ímpares (IBFM)

envolve o acoplamento de um fermion ao caroço de bósons (IA 79). Uma parte das investigações em relação ao IBFM é dirigida às regiões de transição. Em uma série de artigos recentes (WA 84a, WA 84b) foi claramente demonstrado que é possível estabelecer uma correspondência entre a simetria $U(6/12)$ - $SU(3)$ e as órbitas de Nilsson com origem nos estados $2p_{1/2}$, $2p_{3/2}$, $1f_{5/2}$ do modelo de camadas. Recentemente, D.D. Warner et al. (WA 85) demonstraram que é possível seguir a transição da estrutura de baixa energia entre ^{185}W e ^{195}Pt com uma Hamiltoniana simples. Embora as estruturas rotacionais de Nilsson $\frac{1}{2}^- [510]$ e $\frac{3}{2}^- [512]$ estejam bem reproduzidas ainda faltam informações espectroscópicas em relação a níveis mais altos em energia.

VI. CONCLUSÃO

A técnica de excitação Coulombiana foi usada para esclarecer a estrutura rotacional dos núcleos ímpares estáveis de ósmio. Conseguiu-se medir as energias dos níveis com spin mais elevado nas bandas $\frac{3}{2}^-$ [512] e $\frac{1}{2}^-$ [510] por meio das transições eletromagnéticas mais fortes. Os valores das probabilidades reduzidas de transição para quadrupolo elétrico, $B(E2)$, foram determinados, ou pela teoria de perturbação de primeira ordem para as excitações diretas (Tabela 3) ou pela análise do programa GOSIA para excitação múltipla (Tabelas 4A e 4B). Os valores de $B(E2)$ foram comparados com cálculos fenomenológicos levando em conta a mistura de bandas causada pela interação de Coriolis e com um cálculo microscópico.

As mesmas experiências serviram para a determinação de algumas propriedades dos estados vibracionais; as energias, as transições de decaimento e as $B(E2)$ para excitação. As energias de excitação são próximas às energias do segundo estado de spin 2^+ nos núcleos par-par vizinhos, que é o cabeça-de-banda da banda vibracional γ . A soma das $B(E2)$ para excitação dos estados vibracionais nesses dois núcleos é aproximadamente metade da $B(E2)$ do segundo estado 2^+ em ^{188}Os ou em ^{190}Os .

O modelo de Nilsson, com as correções devidas à interação de Coriolis pode ser útil na interpretação das propriedades gerais dos núcleos ^{187}Os e ^{189}Os ; em particular das energias de quase-partículas de baixa energia e as estru

turas rotacionais construídas sobre essas. Os valores de $B(E2)$ elevados, tanto intrabanda quanto interbanda indicam um momento quadrupolar de acordo com a deformação do núcleo ($\delta \approx 0.15$). Esse modelo tem falhas para esta região de massa, o que não deve nos surpreender pois esses núcleos não são tão deformados quanto ^{183}W ($\delta = 0.2$ a 0.3). De fato, como esta é uma região de transição de forma nuclear (de prolato para oblato) deve-se esperar que o modo vibracional tenha uma importância crescente à medida que ocorre o preenchimento da camada.

Os cálculos com GOSIA demonstraram que um feixe de ^{28}Si seria muito mais eficaz na excitação dos estados rotacionais, especialmente em relação a níveis com spin mais elevado. Com uma secção de choque maior seria mais fácil medir as distribuições angulares, o que por sua vez iria possibilitar as medidas de $B(M1)$.

O tratamento de núcleos pelo modelo unificado nesta região de massa é dificultado pela concorrência dos modos rotacionais e vibracionais com a superposição de um grau de liberdade de uma quase-partícula ocupando vários estados de Nilsson. Embora a importância do caroço na interpretação de núcleos ímpares não esteja em dúvida, há dificuldades em distinguir entre os vários modelos para o caroço: rotor deformado com simetria axial, rotor deformado triaxialmente que pode ser ou rígido ou mole, vibrador harmônico ou um caroço de bósons interatuantes. Ainda é cedo para chegar a uma conclusão, particularmente em relação ao modelo de bósons fermion interatuantes (WA 85) para o qual as investigações teóricas e experimentais estão incompletas.

VII. REFERÊNCIAS

- AL 56 - K. Alder, A. Bohr, T. Huus, B. Mottelson e A. Winther
Revs. Mod. Phys. 28, 432 (1956)
- AL 75 - K. Alder e A. Winther
Electromagnetic Excitation, North-Holland, Amsterdam
(1975)
- AR 76 - A. Arima e F. Iachello
Ann. of Phys. 99, 253 (1976)
- BE 66 - D.R. Bès e Cho Yi-Chung
Nucl. Phys. 86, 581 (1966)
- BE 76 - D. Benson Jr., P. Kleinheinz, R.K. Sheline e E.B. Shera
Phys. Rev. C14, 2095 (1976)
- BO 75 - A. Bohr e B.R. Mottelson
Nuclear Structure V.II, W.A. Benjamin, Inc. Reading, Mass. (1975)
- BR 65 - R.T. Brockmeier, S. Wahlborn, E.J. Seppi e F. Boehm
Nucl. Phys. 63, 102 (1965)
- BU 71 - M.E. Bunker e C.W. Reich
Rev. Mod. Phys. 43, 348 (1971)
- CL 81 - D. Cline
Interacting Bose-Fermi Systems in Nuclei, Ed. F. Iachello, Plenum Press (1981) p. 241, New York
- CR 63 - B. Crasemann, G.T. Emery, W.A. Kane e M.W. Pearlman
Phys. Rev. 132, 1681 (1963)
- CZ 83 - T. Czosnyka, D. Cline e C.Y. Wu
Biennial Report of Nuclear Structure Research Laboratory, Univ. of Rochester (1982-1983) p. 130

- DA 58 - A.S. Davydov e G.F. Filippov
Nucl. Phys. 8, 237 (1958)
- DO 77 - F. Döhau e S. Frauendorf
Phys. Lett. 71B, 263 (1977)
- EL 69 - B. Elbek e P.O. Tjom
Advances in Nuclear Physics 3, 259 (1969)
- EL 82 - Y.A. Ellis-Akovaali (A=187)
Nucl. Data Sheets 36, 559 (1982)
- EL 85 - J.P. Elliot
Rep. Prog. Phys. 48, 171 (1985)
- FI 81 - R.B. Firestone (A=189)
Nucl. Data Sheets 34, 537 (1981)
- HA 62 - B. Harmatz, T.H. Handley e J.W. Mihelich
Phys. Rev. 128, 1186 (1962)
- HR 67 - A.Z. Hryniewicz, B. Sawicka, J. Styżen, S. Szymczyk
 e M. Szawłowski
Acta Physica Polonica XXXI, 437 (1967)
- IA 79 - F. Iachello e O. Scholten
Phys. Rev. Lett. 44, 679 (1979)
- JH 83 - S. Jha, W.A. Seale, R.V. Ribas, E.W. Cybulska, M.N.
 Rao, J.D. Rogers e G.M. Julian
Phys. Rev. C28, 921 (1983)
- JH 84 - S. Jha, M.N. Rao, W.A. Seale, R.V. Ribas, E.W. Cybuls
 ka e G.M. Julian
Bull. Am. Phys. Soc. 29, 719 (1984)
- KE 56 - A.K. Kerman
Kgl. Danske Videnskab. Selskab, Mat. Fys. Medd. 30,
 (1956), n^o 15

- KE 77 - P. Kemnitz, F. Döna, L. Funke, H. Strusny, D. Venos,
E. Will, G. Winter e J. Meyer-ter-Vehn
Nucl. Phys. A293, 314 (1977)
- KU 68 - K. Kumar e M. Baranger
Nucl. Phys. A110, 490; A110, 529; A122, 241; A122,
273 (1968)
- LE 82 - C.M. Lederer (A=190)
Nucl. Data Sheets 35, 525 (1982)
- MA 55 - M.G. Mayer e J.H.D. Jensen
Elementary Theory of Nuclear Shell Structure (Wiley,
New York, 1955)
- MA 69 - M.A.J. Mariscotti, G.S. Goldhaber e B. Buck
Phys. Rev. 178, 1864 (1969)
- MA 70 - S.G. Malmskog e A. Bäcklin
Nucl. Phys. A153, 316 (1970)
- MA 71 - S.G. Malmskog, V. Berg, B. Fogelberg e A. Bäcklin
Nucl. Phys. A166, 573 (1971)
- MC 63 - F.K. McGowan e P.H. Stelson
ORNL 3425 (1963)
- MC 74 - F.K. McGowan e P.H. Stelson
Nuclear Spectroscopy and Reactions, cap. VII, ed. by
J. Cerny, Acad. Press N.Y. and London (1974)
- MC 79 - F.K. McGowan, C.E. Bemis Jr., J.L.C. Ford Jr., W.T.
Milner, D. Shapira e P.H. Stelson
Phys. Rev. C20, 2093 (1979)
- ME 75 - J. Meyer-ter-Vehn
Nucl. Phys. A249, 111 e 141 (1975)
- MO 73 - P. Morgen, B.S. Nielsen, J. Onsgaard e C. Sondergaard
Nucl. Phys. A204, 81 (1973)

- MO 75 - P. Morgen, J.H. Onsgaard, B.S. Nielsen e C.Sondergaard
Nucl. Phys. A252, 477 (1975)
- NA 65 - O. Nathan e S.G. Nilsson
Beta and Gamma-ray Spectroscopy, North-Holland,
Amsterdam (1965)
- NI 55 - S.G. Nilsson
Kgl. Danske Videnskab. Selskab, Mat. Fys. Medd. 29,
(1955) n^o 16
- PA 77 - V. Paar, Ch. Vieu e J.S. Dionisio
Nucl. Phys. A284, 199 (1977)
- RO 65a- D.J. Rowe
Nucl. Phys. 61, 1 (1965)
- RO 65b- J.D. Rogers
Rev. of Nucl. Sci. 15, 241 (1965)
- RO 69 - J.T. Routti e S.G. Prussin
Nucl. Inst. Meth. 72, 125 (1969)
J.T. Routti
UCRL, 19452 - não publicado
- SA 79 - M. Sakaguchi, T. Tamura e Z.I. Matsumoto
J. Phys. Soc. Jpn. 46, 1067 (1979)
- SA 81 - R. Sahu, W. Satpathy e L. Satpathy
Phys. Rev. C23, 1777 (1981)
- SC 74 - M.R. Schmorak (A=186)
Nuclear Data Sheets 13, 267 (1974)
- SH 76 - H.L. Sharma e N.M. Hintz
Phys. Rev. C13, 2288 (1976)

- SH 83 - V.S. Shirley e J.M. Dairiki (A=192)
Nucl. Data Sheets 40, 425 (1983)
- SI 81 - B. Singh e D.A. Viggars (A=188)
Nucl. Data Sheets 33, 223 (1981)
- SO 67 - V.G. Soloviev e P. Vogel
Nucl. Phys. A92, 449 (1967)
- SO 75 - H. Sodan, W.D. Fromm, L. Funke, K.H. Kaun, P. Kemnitz,
E. Will, G. Winter e J. Berzins
Nucl. Phys. A237, 333 (1975)
- SY 67 - G.I. Sychikov, D.D. Kovrigin, G.D. Latyshev, G.A.
Londarenko e V.N. Novikov
Bull. Acad. Sci. USSR, Phys. Ser. 30, 169 (1967)
- TH 73 - R. Thompson e R.K. Sheline
Phys. Rev. C7, 1247 (1973)
- TO 75 - H. Toki e A. Faessler
Nucl. Phys. A253, 231 (1975)
- WA 84a- D.D. Warner
Phys. Rev. Lett. 52, 259 (1984)
- WA 84b- D.D. Warner e A.M. Bruce
Phys. Rev. C30, 1066 (1984)
- WA 85 - D.D. Warner, P. van Isacker, J. Jolie e A.M. Bruce
Phys. Rev. Lett. 54, 1365 (1985).