UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
INSTITUTO DE FÍSICA

**Correlações angulares perturbadas
no ^{41}K recuando em ^{40}Ar**

ALINKA LÉPINE

Dono
Shiguo Watanabe
Shiguo Watanabe

CORRELAÇÕES ANGULARES PERTURBADAS

NO ^{41}K RECUANDO EM ^{40}Ar

ALINKA LÉPINE

TESE APRESENTADA AO INSTITUTO
DE FÍSICA DA UNIVERSIDADE DE
SÃO PAULO PARA A OBTENÇÃO DO
TÍTULO DE DOUTOR EM CIÊNCIAS.

SBI-IFUSP

305M810T0154

*A minha mãe, ao Jacques
e à Béatrice.*

A G R A D E C I M E N T O S

Desejo expressar meus agradecimentos ao Prof. Oscar Sala, pela orientação e pelas condições de trabalho por ele criadas no Laboratório Van de Graaff.

Meu profundo reconhecimento e gratidão ao Prof. Antonio Fernando de Toledo Piza, que leu com espírito crítico todas as versões desta tese, dando valiosa contribuição na interpretação dos resultados e que sempre teve disposição para discutir e esclarecer dúvidas.

Agradeço ao Prof. Ernst Hamburger e ao Prof. Jerry Nickles, pelo papel que tiveram na minha iniciação científica.

Agradeço ainda, ao Prof. Wayne Seale pela ajuda na parte experimental do trabalho; ao Prof. John Rogers pelo interesse sempre demonstrado por este trabalho e por ter me comunicado o trabalho de Cláudio Scherer; ao Prof. Olacio Dietzsch pelas discussões e pela leitura crítica de parte da tese; ao Prof. Alejandro Toledo e ao Prof. Albert Bond pelas sugestões quanto à interpretação dos resultados; ao Prof. Max Cohenca e à Profa. Phyllis Roney pela ajuda na programação.

Meus melhores agradecimentos, aos bolsistas (e ex-bolsistas) do Laboratório Van de Graaff, em especial à Thereza Sakai, Cecil Chow, João Zanetic, Luiz Carlos Boueres, Mihail, Joel, Mário Ojima, Léa, Márcia, Hyong, Carlos Appolloni, Carlos Watashi e César Augusto, pela ajuda incansável na tomada e redução dos dados.

Ao Jacques pela leitura de grande parte da tese, por discussões valiosas e pela compreensão.

Aos Srs. Antonio Simões, Jayme, Mário Cappello, pela ajuda nos projetos e pela execução das câmaras de alvos e aos Srs. Antonio Castro, Ary e Messias pela montagem e manutenção

dos equipamentos eletrônicos.

À Ivone, pela datilografia cuidadosa, ao Aluísio pelos desenhos e ao Sr. Bruno pela impressão deste trabalho.

Í N D I C E

I	INTRODUÇÃO	1
II	RESUMO TEÓRICO	4
	A) Generalidades	
	B) Distribuições angulares direcionais não perturbadas	8
	C) Distribuições angulares direcionais perturbadas	17
	1) Descrição geral	17
	2) Perturbações estáticas	20
	3) Perturbações dependentes do tempo	21
III	CARACTERÍSTICAS DA REAÇÃO NUCLEAR $^{40}\text{Ar}(p,\gamma)^{41}\text{K}$ E DO NÚCLEO RESIDUAL ^{41}K	25
	A) A reação $^{40}\text{Ar}(p,\gamma)^{41}\text{K}$	25
	B) A ressonância de 1.1 MeV	27
	C) Níveis do núcleo ^{41}K	29
	D) O nível de 1293 keV do ^{41}K	32
IV	MÉTODO EXPERIMENTAL	37
	A) Arranjo experimental	37
	1) O acelerador e o feixe	37
	2) A câmara de alvo	37
	a) Câmaras de alvo gasoso	37
	b) Folha de entrada na câmara	39
	c) Coleção de feixe	40
	d) Pressão do alvo gasoso	40
	e) Contaminantes	41
	f) Câmara para alvos implantados em lâminas de tântalo	41
	3) Detecção dos raios γ	42
	a) Detetores	42

b) Equipamento eletrônico de detecção	42
c) Medida do ângulo de observação	44
B) Procedimento experimental	44
1) Alvo gasoso	44
2) Alvo de argônio implantado em tântalo	49
C) Análise dos dados	50
1) Dados obtidos com alvo gasoso e detetor Ge(Li)	50
a) Cálculo das áreas debaixo dos picos e avaliação dos erros	50
b) Normalização dos dados	52
2) Dados obtidos com alvo de Ar implantado em Ta e detetor de NaI	54
D) Resultados	55
1) Medidas com alvo implantado em Ta	55
2) Medidas com alvo gasoso	57
a) Variação dos A_4 com pressão e ΔE	59
b) Variação dos A_2 com pressão e ΔE	59
c) Variação da distribuição angular da transição de 1293 keV com a pressão	65
V CÁLCULO DO FATOR DE ATENUAÇÃO $G_2(\infty)$	68
A) Interação hiperfina	69
B) Variação da interação hiperfina com tempo	73
C) Cálculo de $G_2(\infty)$ num primeiro modelo (Abraham-Pound modificado)	75
1) O modelo	75
2) Cálculo de $G_2(\infty)$	82
3) Discussão dos resultados	84
D) Cálculo de $G_2(\infty)$ num modelo esquemático que não supõe $\tau_C \ll \tau$ (Scherer modificado)	91

1) Modelo esquemático	91
2) Justificação e generalização do modelo esquemático	97
3) Cálculo de $G_2(\infty)$ pelo modelo esquemático	101
4) Discussão dos resultados	108
E) Interpretação física da variação de $G_2(\infty)$ com a pressão	112
VI PROCESSOS ATÔMICOS	115
A) Estado atômico inicial	115
B) Colisões inelásticas	116
1) Processos de troca de carga	118
2) Processos de excitação e desexcitação	126
3) Processos de troca de spin (spin-flip)	130
VII INFORMAÇÕES ESPECTROSCÓPICAS SOBRE ALGUNS NÍVEIS EXCITADOS DO NÚCLEO ^{41}K	132
A) Generalidades	132
B) Determinação de spin dos primeiros estados excitados	141
1) Estado fundamental e os dois primeiros estados excitados	144
2) Níveis de 1560, 1582 e 2593 keV	144
3) Nível de 1594 keV	153
4) Nível de 1677 keV	154
5) Nível de 1698 keV	157
6) Níveis de 2144 e 2166 keV	160
7) Nível em 2316.9 keV	163
8) Nível em 2712.2 keV	165
C) Contribuição de estados iniciais com spin e paridade diferente de $3/2^-$	168

APÊNDICES

1) Absorção dos raios γ pela câmara de alvos	172
2) Correções devido ao tamanho finito do detetor e do alvo	173
3) Freiamento do ion de potássio no gás de Ar	178
4) Captura de elétrons livres pelos ions de potássio	183
REFERÊNCIAS	188

RESUMO

Mediu-se a distribuição angular perturbada da transição de 1293.64 keV, emitida do segundo estado excitado do núcleo ^{41}K ($\tau=10.5$ nseg), em função da pressão do alvo gasoso de ^{40}Ar . A medida da distribuição angular não perturbada utilizando alvo de argônio implantado em tântalo, permitiu extrair valores do fator de atenuação integrado em tempo $G_2(\infty)$ em função da pressão. A variação de $G_2(\infty)$ com a pressão, foi calculada por dois modelos de perturbação, ambos supõem a interação hiperfina magnética variando devido às colisões com átomos de Ar. O primeiro modelo supõe válida a teoria de Abragam-Pound durante o freiamento e depois supõe a interação estática, seu acordo com os dados experimentais só é satisfatório para pressões maiores de 200 torr. O segundo modelo é uma modificação da teoria de Scherer e prevê o comportamento geral de $G_2(\infty)$, sendo o $G_2(\infty)$ calculado sempre superior ao valor medido. Foi possível extrair os seguintes valores de spin e paridade dos níveis excitados de ^{41}K {energia do nível em keV(I^π)} :

1560($1/2^\pm, 3/2^\pm$); 1582($3/2^-, 5/2^+$); 1594($1/2^+$); 1677($5/2^+$); -
1698($5/2^+, 7/2^+$), 2144($5/2^+$); 2166($3/2^\pm$); 2316($5/2^+$); -
2593($1/2^\pm, 3/2^-$); 2712($7/2^-$) a partir das dezenas de distribuições angulares em função da pressão. Única transição que apresenta perturbação variando com a pressão é a de 1293 keV.

ABSTRACT

Angular distributions of several γ -ray cascades following the capture of protons by ^{40}Ar were measured with gas targets for several values of the target pressure.

The perturbed angular distribution of the 1,293.64 keV γ transition, emitted by the 2nd excited state of ^{41}K ($\tau=10.5\text{ns}$) was measured as a function of the pressure of ^{40}Ar gas target. The measurement of the unperturbed angular distribution was done with Ar targets implanted in Ta. The attenuation factors $G_2(\infty)$ were deduced as a function of pressure. The variation of $G_2(\infty)$ with pressure was calculated for two models of the perturbation mechanism; Both models assume that the magnetic hyperfine interaction changes randomly due to collisions between the K ion and Ar atoms. The first model assumes further that the Abragam-Pound theory can be used during the slowing down time and that the interaction is static after the stopping. The agreement with experimental results is good only for pressures higher than 200 torr. The second model is a modification of the work of Sherer. It reproduces the general behaviour of $G_2(\infty)$, but the calculated $G_2(\infty)$ is always higher than the measured value.

All transitions, except the 1293 keV transition, have angular distributions which appear to be unaffected by pressure. The following spin and parity values of excited levels of ^{41}K were extracted from the angular distributions measured as a function of pressure (level energy in keV (I^π)): 1560($1/2^+$, $3/2^+$), 1582($3/2^-$, $5/2^+$), 1594($1/2^+$), 1677($5/2^+$), 1698($5/2^+$, $7/2^+$), 2144($5/2^+$), 2166($3/2^+$), 2316($5/2^+$), 2593($1/2^+$, $3/2^-$), 2712($7/2^-$).

I. INTRODUÇÃO

O estudo das correlações angulares perturbadas das radiações γ permite obter, não apenas informações de espectroscopia nuclear tais como: vidas médias, momentos magnéticos e elétricos de estados nucleares, mas dá também informações pertinentes aos campos de física do estado sólido e de física atômica e molecular, pela determinação dos campos internos dos sólidos, líquidos e gases.

Há uma grande necessidade de melhor compreensão dos mecanismos de perturbação para a obtenção de valores corretos dos parâmetros nucleares e atômicos.

Os primeiros trabalhos sobre correlações angulares perturbadas eram feitos com fontes radioativas que mais comumente se apresentam em forma de sólidos ou líquidos. O estudo experimental de perturbações em gases é, relativamente, recente.

A excitação é feita por reações nucleares (ou por excitação coulombiana) e o núcleo excitado é recuado em gás ou em vácuo. Nestes trabalhos, em geral (Go 70), a energia de recuo do núcleo excitado é grande (da ordem de MeVs), suas camadas eletrônicas estão altamente ionizadas e excitadas. Além disso, os estados atômicos bem como os campos extranucleares e sua variação com tempo, não são bem conhecidos. No recuo em gases, quando a energia de recuo é alta e as vidas médias nucleares são curtas, a velocidade de translação dos ions que contem o núcleo excitado é praticamente constante durante a vida média nuclear e a variação do campo hiperfino com o tempo (devido às colisões) é muito rápida comparada com a vida média nuclear.

Nestes casos, utiliza-se a teoria de Abragam-Pound (Ab 53) para calcular o fator de perturbação G_k e o acordo é quase sempre satisfatório. Sabe-se no entanto, que quando a variação do campo perturbador não é suficientemente rápida, a teoria de Abragam-Pound não se aplica. Para alguns desses casos, há outras teorias (Blume (Blu 68a, 68b); Scherer (Sche 70) e Gabriel (Ga - 70)) construídas sobre diferentes modelos de mecanismo de perturbação, para calcular G_k .

Para testar estas teorias, há necessidade de medidas de G_k numa região onde a teoria de Abragam-Pound não seja satisfatória. A motivação para o presente trabalho reside, justamente, neste fato. Mediu-se a variação do fator de atenuação integrado $G_2(\infty)$ em função da pressão, numa situação em que, devido à baixa energia de recuo (27 keV) e à longa vida média nuclear ($\tau \sim 10^{-8}$ seg) a variação da interação perturbadora não é muito rápida com o tempo no sentido da teoria de Abragam-Pound, e os ions são freitados antes do decaimento dos núcleos. Nessas condições, o campo hiperfino médio $\overline{B(0)}$ e o tempo de correlação τ_C (ver capítulo II) são funções do tempo.

A transição γ , cuja distribuição angular perturbada foi estudada, provem do segundo estado excitado ($E=1293.64$ keV, $I^\pi=7/2^-$, $\tau=10.5$ ns, $g=+1.26$) do núcleo ^{41}K , que foi formado na reação de captura de prótons pelo ^{40}Ar na ressonância isobárica de $E_p=1.1$ MeV. O recuo do ion de potássio se dá no próprio alvo gasoso de argônio. A distribuição angular não perturbada foi medida utilizando um alvo de argônio implantado em tântalo caso em que não deve haver interações hiperfinas apreciáveis. A pressão do alvo foi variada entre 19 e 1000 torr e observou-se um mínimo de $G_2(\infty)$ na pressão de 100 torr. Devido ainda à baixa energia de recuo, os processos inelásticos na colisão do ion

que contem o núcleo excitado com os átomos do gás são bem conhecidos, inclusive há medidas de secções de choque dos diversos processos atômicos (capítulo VI). Isto, somado com a vantagem de todos os parâmetros nucleares (vida média, spin, paridade e momento magnético) serem conhecidos permite um estudo quantitativo e detalhado do problema. A descrição da experiência e a apresentação de seus resultados são feitas no capítulo IV.

A teoria de Abragam-Pound não é aplicável durante toda vida média nuclear em nenhuma das pressões utilizadas: nas pressões altas o ion é freiado antes do núcleo decair e nas pressões baixas a variação da interação hiperfina é lenta comparada com τ ($\tau_C \sim \tau$). Para calcular $G_2(\infty)$, foram utilizados dois modelos, adaptados a partir de teorias existentes (Abragam-Pound e Scherer). O primeiro modelo supõe que durante o freiamento a teoria de Abragam-Pound se aplica e que depois do freiamento a interação é estática. Em altas pressões ($p > 200$ torr) este modelo funciona bem, mas nas pressões baixas não há nem mesmo acordo qualitativo com as medidas. O segundo modelo é uma modificação da teoria de Scherer. Nele, se supõe a interação como uma sucessão de interações estáticas, de durações bem definidas. Este modelo prevê o andamento geral com mínimo em 100 torr corretamente, mas o valor de $G_2(\infty)$ calculado é sempre superior ao medido. Estes cálculos estão no capítulo V.

Além do estudo da perturbação hiperfina da transição de 1293 keV a medida de muitas distribuições angulares de transições γ de energias entre 780 e 1780 keV permitiu limitar os valores possíveis de spin de vários níveis excitados do núcleo ^{41}K . A invariança das distribuições angulares com a dispersão ΔE em energia de prótons permitiu avaliar a contribuição de estados de núcleo composto e ressonâncias de spins $1/2$, $3/2$ e $5/2$, $7/2$ à reação de captura de prótons no ^{41}K . Estes resultados estão apresentados no capítulo VII.

II - RESUMO TEÓRICO

II-A) Generalidades

A probabilidade da emissão de uma partícula ou de um fóton por um núcleo depende do ângulo entre a direção de emissão e a direção do spin do núcleo.

Se num conjunto dos núcleos os eixos dos spins são distribuídos ao acaso, sem uma direção preferencial, então a radiação emitida será isotrópica. Para observar uma distribuição angular anisotrópica é necessário que os spins do conjunto de núcleos que emitem a radiação tenham uma orientação preferencial no espaço.

Esta condição pode ser satisfeita de várias maneiras:

a) Colocando-se a fonte radioativa num campo magnético ou num gradiente de campo elétrico muito forte a temperaturas muito baixas. Os spins dos núcleos serão então alinhados na direção do campo externo.

b) Ainda com fontes radioativas, podemos observar dois membros sucessivos de uma cascata de radiações. Neste caso a direção de emissão do primeiro membro define o eixo de quantização. Devido à dependência angular entre a direção de emissão e a direção do spin nuclear, os spins dos núcleos que emitiram a primeira radiação na direção do detetor D_1 não serão distribuídos isotropicamente, mas terão uma distribuição preferencial no espaço.

Portanto, se detetamos a segunda radiação emitida por estes núcleos selecionados, esta segunda radiação será anisotrópica em relação à direção definida pela primeira. Experimentalmente podemos satisfazer esta condição exigindo uma coincidência em tempo entre a primeira e a segunda radiação

detetadas respectivamente nos detetores D_1 e D_2 . Se os detetores D_1 e D_2 não forem sensíveis ao estado de polarização da radiação então a probabilidade de emissão da segunda radiação na direção do detetor D_2 , em coincidência com a primeira radiação na direção do detetor D_1 , em função do ângulo entre as direções de detecção é chamada de correlação angular direcional entre a primeira e a segunda radiação.

c) Para núcleos formados em reações nucleares, o eixo de quantização é definido convenientemente pela direção do feixe de partículas incidentes que produzem a reação.

Os momentos angulares orbitais das partículas do feixe incidente são perpendiculares à direção de propagação do feixe e portanto suas projeções sobre este eixo de quantização são nulas.

Obtém-se então, em geral, uma população não uniforme dos subestados magnéticos M do momento angular total em relação ao eixo de quantização escolhido.

A probabilidade de emissão em função do ângulo entre o eixo de quantização e a direção de detecção é chamada de distribuição angular.

A condição para observar a distribuição angular resultante do alinhamento inicial é que o núcleo permaneça alinhado, e isto requer ou a ausência de campos extranucleares, ou que a vida média do estado nuclear orientado seja muito curta em comparação com o tempo de interação "extranuclear" $\hbar/\Delta E$, onde ΔE é a energia da interação entre o núcleo e os campos extranucleares.

Se a vida média for suficientemente longa e se houver campos magnéticos ou gradientes de campos elétricos (internos de origem atômica, molecular ou cristalina ou então

aplicados externamente), que interagem com os momentos magnéticos ou elétricos do núcleo, a orientação do núcleo pode mudar antes que a radiação seja emitida.

Numa imagem semiclássica o núcleo vai precessionar em torno da direção do campo extranuclear e a mudança na orientação vai resultar numa alteração na distribuição angular. Em linguagem quântica, a interação vai causar transições entre os subestados magnéticos mudando a população dos mesmos.

A medida da distribuição angular perturbada obviamente pode fornecer informações valiosas sobre os momentos magnéticos e elétricos dos estados excitados dos núcleos, se a intensidade e a natureza da interação perturbadora for conhecida. Reciprocamente, se o momento nuclear for conhecido, pode-se estudar os campos perturbadores internos que dependem do estado físico e químico da amostra.

O campo extranuclear poderá ser estático ou dependente do tempo. No caso estático a anisotropia nunca é atenuada completamente. Se tivermos um campo estático aplicado externamente os núcleos precessionam em torno da direção do campo e a anisotropia inicial é periodicamente restaurada. Se o campo estático é interno e varia ao acaso no espaço (micro-cristais), sempre existe uma fração dos núcleos que são orientados de tal maneira que sua interação com o campo estático é nula. Neste caso o valor mínimo da anisotropia é chamado de valor "hard core" e não depende da intensidade da interação.

No caso de interações dependentes do tempo a direção do campo pode mudar continuamente e ao acaso para cada núcleo. Não existe nenhuma direção em relação à qual a população dos subestados nucleares M permaneça constante. Eventualmente, todos os subestados serão igualmente populados e a distribuição

angular se tornará isotrópica.

Usando a imagem semiclássica a magnitude da interação pode ser descrita pela frequência de precessão ω . Para interações magnéticas estáticas ω é igual à frequência de Larmor $\omega_B = \frac{\mu B}{\hbar I}$ (onde μ e I são momento de dipolo magnético e spin do estado nuclear e B é o campo magnético extranuclear).

Perturbações dependentes do tempo são usualmente caracterizadas por uma frequência de precessão média $\bar{\omega}$ e por um intervalo de tempo característico, chamado de tempo de correlação τ_c , após o qual a interação perturbadora sofre uma mudança apreciável. Chamando de τ a vida média do estado nuclear, em primeira aproximação pode se dizer que a correlação será perturbada se, $\omega\tau \gg 1$ (no caso estático), ou se $\bar{\omega}^2 \tau_c \tau \gg 1$ (no caso dependente do tempo), pois $\omega\tau$ é o ângulo de precessão que o spin sofre durante a vida média nuclear.

Nas perturbações dependentes do tempo podemos distinguir dois casos limites. São:

- a) $\tau_c \gg \tau$ e a perturbação é aproximadamente estática
- b) $\tau_c \ll \tau$ a interação varia muito rapidamente com tempo.

Vamos, a seguir, desenvolver com algum detalhe a teoria da distribuição angular não perturbada das radiações γ , utilizando o formalismo de Rose e Brink (Ro 67).

Depois apresentaremos as modificações introduzidas na teoria devido à presença de campos perturbadores. Daremos ênfase às perturbações dependentes do tempo, mostrando os resultados de teoria de Abragam-Pound (Ab 53, Fra 64).

II-B) Distribuições angulares direcionais não perturbadas (Ro 67)

Vamos calcular a distribuição angular direcional da radiação γ circularmente polarizada, emitida do estado nuclear $|I_1\rangle$ para o estado nuclear $|I_2\rangle$ quando o sistema apresenta simetria cilíndrica. Escolheremos o eixo de quantização z na direção do eixo de simetria.

Este formalismo se aplica por exemplo nos casos em que a polarização não é observada e o alinhamento do estado inicial $|I_1\rangle$ é obtido por:

- 1) Captura de partículas
- 2) Reação de partícula - partícula, sendo que a partícula emergente não é observada, ou então é observada na direção 0° ou 180° em relação ao feixe de partículas incidentes.

Nestes dois casos o eixo de simetria é a direção do feixe incidente.

- 3) Detecção de um primeiro raio γ , que se origina de um estado populado ao acaso (não orientado) e é seguido por outros raios γ . Neste caso o eixo de simetria é a direção do primeiro raio γ .

A probabilidade de transição de um estado $|a\rangle$ para um estado $|b\rangle$ é dada pela teoria de perturbação de primeira ordem:

$$W_{a \rightarrow b} = \left(\frac{2\pi}{\hbar}\right) |\langle b|V|a\rangle|^2 \rho_b \quad (\text{II-1})$$

onde V é a interação que causa a transição e ρ_b é a densidade dos estados finais.

No nosso caso, $|a\rangle$ é um estado nuclear $|I_1 M_1\rangle$, e $|b\rangle$ é um estado nuclear $|I_2 M_2\rangle$ mais um fóton emitido na direção $\vec{k}$ com polarização circular $\vec{e}_q$. No cálculo da probabilidade de transição para absorção de fóton, V pode ser descrito semi-classicamente em termos da interação entre um sistema de partículas carregadas e o campo eletromagnético. O processo de emissão de fóton é calculado a partir do processo de absorção usando a transformação de inversão temporal.

Esta interação V pode ser expandida numa série de operadores multipolares $T_{LM}^{<\pi>}$ e, sendo o comprimento de onda λ do fóton muito maior que o raio nuclear R , esta expansão converge rapidamente, pois a contribuição do multipolo de ordem LM é proporcional a $(\frac{R}{\lambda})^L$:

$$V(\vec{k}, \vec{e}_q) = \sum_{LM\pi} q T_{LM}^{<\pi>} D_{Mq}^L(R) \quad (\text{II-2})$$

onde $q = \pm 1$, $T_{LM}^{<\pi>}$ são tensores esféricos de ordem L e $D_{Mq}^L(R)$ é a matriz de rotação. Se $\pi=0$, então $T_{LM}^{<0>}$ é o operador de interação elétrica e para $\pi=1$ $T_{LM}^{<1>}$ é operador de interação magnética.

Chamando de $A_{M_1 M_2}^q(\vec{k})$ a amplitude da probabilidade por unidade de tempo e por unidade de ângulo sólido para a emissão de um fóton na direção $\vec{k}$ com polarização circular q na transição do estado nuclear $|I_1 M_1\rangle$ para o estado $|I_2 M_2\rangle$, a probabilidade de transição é dada por:

$$W_{I_1 M_1 \rightarrow I_2 M_2}(\vec{k}, \vec{e}_q) = |A_{M_1 M_2}^q(\vec{k})|^2 = \sum_{L'M'\pi'} q^\pi q^{\pi'} D_{Mq}^L(R) D_{M'q'}^{L'*}(R) \left(\frac{k}{2\pi\hbar}\right) \times \quad (\text{II-3})$$

$$\times \langle I_1 M_1 | T_{LM}^{<\pi>} | I_2 M_2 \rangle \langle I_1 M_1 | T_{L'M'}^{<\pi'>} | I_2 M_2 \rangle^*$$

Esta expressão pode ser simplificada usando o teorema de Wigner-Eckart e a fórmula de redução para o produto de matrizes de rotação. Como os subestados magnéticos e a polarização não são observados, para chegar à expressão da probabilidade observada deve-se somar a expressão anterior sobre M_1, M_2 e q . Na soma sobre M_1 deve-se levar em conta a população inicial desigual, representada pelos parâmetros de população $\omega(M_1)$. Obtemos então:

$$W(\vec{k}) = \sum_{M_1 q} \omega(M_1) \sum_{M_2} |A_{M_1 M_2}^q(\vec{k})|^2$$

$$W(\vec{k}) = \sum_{\substack{LL' \\ k}} B_k(I_1) R_k(LL' I_1 I_2) P_k(\cos \theta) \{1 + (-1)^{L+L'+\pi+\pi'-k}\} \\ \times \frac{\langle I_1 || T_L^{\pi} || I_2 \rangle}{(2L+1)^{1/2}} \frac{\langle I_1 || T_{L'}^{\pi'} || I_2 \rangle^*}{(2L'+1)^{1/2}} \left(\frac{k}{2\pi\hbar}\right) \quad (\text{II-4})$$

onde θ é o ângulo entre $\vec{k}$ e o eixo de quantização

$$e \quad B_k(I_1) = \sum_{M_1} \omega(M_1) (-1)^{I_1-M_1} (2I_1+1)^{1/2} (I_1 I_1 M_1 -M_1 | k0) \quad (\text{II-5})$$

$$\text{sendo } \sum_{M_1} \omega_{M_1} = 1 \quad (\text{II-6})$$

$$e \quad R_k(LL' I_1 I_2) = (-1)^{1+I_1-I_2+L'-L-k} \{ (2I_1+1) (2L+1) (2L'+1) \}^{1/2} \\ \times (LL' 1-1 | k0) W(I_1 I_1 LL'; k I_2) \quad (\text{II-7})$$

Hã várias regras de seleção e restrições dinâmicas que vão limitar as contribuições em k e em L, L' na expressão (II-4). As regras de seleção são:

$$1) |I_1 - I_2| \leq L, L' \leq I_1 + I_2 \quad (\text{II-8})$$

$$2) k \leq 2I_1 \quad \text{e} \quad k \leq L + L' \quad (\text{II-9})$$

3) Se os estados I_1 e I_2 tem paridade bem definida, utilizando o fato que a interação eletromagnética conserva a paridade, temos que:

a) Se I_1 e I_2 têm a mesma paridade, com $\pi=0$ (multipolo elétrico) só temos termos com L par, e com $\pi=1$ (multipolo magnético) só temos termos com L ímpar ($M1, E2, M3$).

b) Se I_1 e I_2 têm paridades contrárias, com $\pi=0$ só temos L ímpares, e com $\pi=1$ só temos L pares ($E1, M2, E3$).

As restrições dinâmicas são:

4) A razão entre a contribuição de multipolos magnéticos e elétricos de mesma ordem é proporcional a $(\frac{v}{c})^2 \approx 0.05$, onde v é a velocidade dos nucleons no núcleo.

5) Devido à razão $(\frac{R}{\lambda})^L$ entre a contribuição de termos sucessivos, podemos desprezar os termos de ordem superior em L e considerar somente os dois primeiros multipolos permitidos da expansão.

Se o primeiro termo, de ordem L , for multipolo elétrico, então o termo em $L+1$ será praticamente desprezível por ser multipolo magnético e por ser de ordem maior em multipolaridade. Ex: $E1$ e $M2$.

Se o primeiro termo for magnético, então o próximo termo poderá ser competitivo com o primeiro por ser elétrico,

embora seja de ordem maior em multipolaridade. Ex: M1 e E2.

Ainda se I_1 e I_2 tem paridades bem definidas e a polarização da radiação não é observada pode-se mostrar que, na soma sobre k , os termos com k ímpar são nulos e, teremos só termos com k par.

A mistura entre os dois primeiros multipolos permitidos numa transição $I_1 \rightarrow I_2$ pode ser descrita pela razão entre os elementos de matriz reduzidos dos operadores $T_L^{<\pi>}$ e $T_{\bar{L}}^{<\bar{\pi}>}$ onde $\bar{L}$ é a ordem multipolar mais baixa ($L = \bar{L} + 1$).

$$\delta = \frac{\langle I_1 || T_L^{<\pi>} || I_2 \rangle / (2L + 1)^{1/2}}{\langle I_1 || T_{\bar{L}}^{<\bar{\pi}>} || I_2 \rangle / (2\bar{L} + 1)^{1/2}} \quad (\text{II-10})$$

δ é chamado de razão de mistura de multipolaridades.

Utilizando as regras de seleção e as considerações acima citadas, levando em conta apenas os dois multipolos $\bar{L}$ e L e introduzindo a razão de mistura δ entre estes multipolos, a equação (4) pode ser escrita, com uma normalização apropriada, como:

$$W(\theta) = \sum_{k \text{ par}} B_k(I_1) R_k(I_1 I_2) P_k(\cos \theta) \quad (\text{II-11})$$

$$\text{onde } R_k(I_1 I_2) = \frac{R_k(\bar{L} \bar{L} I_1 I_2) + 2\delta R_k(\bar{L} L I_1 I_2) + \delta^2 R_k(L L I_1 I_2)}{1 + \delta^2} \quad (\text{II-12})$$

e onde δ é dado pela equação (II-10).

$W(\theta)$ foi normalizada de tal maneira que o coeficiente de $P_0(\cos \theta)$ seja 1. Ela representa a distribuição angular da radiação γ emitida do estado nuclear $|I_1\rangle$ para o estado nuclear $|I_2\rangle$.

$B_k(I_1)$ descreve a formação do estado inicial $|I_1\rangle$ mostrando explicitamente a população desigual dos subestados M_1 . O termo B_k depende só das quantidades que caracterizam a transição nuclear $I_1 \rightarrow I_2$. $W(\theta)$ é simétrica em torno de $\theta = 90^\circ$, devido à ausência de termos ímpares em k .

Frequentemente o decaimento do estado I_1 não se processa através da emissão de uma radiação, mas através de uma cascata de radiações e por isso é desejável obter a fórmula da distribuição angular para qualquer membro da cascata, em termos da população inicial $\omega(M_1)$ dos subestados magnéticos de I_1 .

Vamos supor que a radiação γ que deexcita I_1 para I_2 não é observada e queremos descrever a distribuição angular da radiação que vai de I_2 para I_3 .

A expressão desta distribuição angular é da seguinte forma:

$$W(\theta) = c \sum_q \sum_{M_2} \omega(M_2) \sum_{M_3} |A_{M_2 M_3}^q(\vec{k})|^2 \quad (\text{II-13})$$

onde c é uma constante de normalização.

A probabilidade $|A_{M_2 M_3}^q(\vec{k})|^2$ já foi calculada anteriormente (II-3) e a população $\omega(M_2)$ pode ser expressa facilmente em termos da população $\omega(M_1)$ e a amplitude $A_{M_1 M_2}$ da transição $|I_1 M_1\rangle \rightarrow |I_2 M_2\rangle$. Efetuando os cálculos chega-se ao resultado:

$$W(\theta) = \sum_{k_{\text{par}}} B_k(I_1) U_k(I_1 I_2) R_k(I_2 I_3) P_k(\cos \theta) \quad (\text{II-14})$$

$$\text{onde } U_k(I_1 I_2) = \frac{U_k(\bar{L}_{12}, I_1 I_2) + \delta_{L_{12}}^2 U_k(L_{12}, I_1 I_2)}{1 + \delta_{L_{12}}^2} \quad (\text{II-15})$$

onde $\bar{L}_{12}$ e L_{12} são as ordens multipolares mais baixas em ordem ascendente ligando I_1 a I_2 , sendo que

$$U_k(L_{12}, I_1 I_2) = \frac{W(I_1 I_1 I_2 I_2; k L_{12})}{W(I_1 I_1 I_2 I_2; 0 L_{12})} (-1)^k \quad (\text{II-16})$$

$$e (\delta_{L_{12}})^2 = \left| \frac{\langle I_1 | T_{L_{12}}^{<\pi 12>} | I_2 \rangle / (2L_{12}+1)^{1/2}}{\langle I_1 | T_{\bar{L}_{12}}^{<\bar{\pi} 12>} | I_2 \rangle / (2\bar{L}_{12}+1)^{1/2}} \right|^2 \quad (\text{II-17})$$

A existência da transição não observada é descrita pelo fator $U_k(I_1 I_2)$, que incluído na fórmula da distribuição vai atenuar a correlação, pois $U_k(I_1 I_2) \leq 1$.

Cada membro não observado da cascata introduz um novo fator U_k de mesma forma na fórmula, atenuando cada vez mais a distribuição angular. Então a distribuição angular da radiação γ observada, emitida do nível n para o nível $n+1$ pode ser escrita como:

$$W(\theta) = \sum_{k_{\text{par}}} B_k(I_1) U_k(I_1 I_2) \dots U_k(I_{n-1} I_n) R_k(I_n I_{n+1}) P_k(\cos \theta) \quad (\text{II-18})$$

$$W(\theta) = \sum_{k_{\text{par}}} A_k P_k(\cos \theta) \quad (\text{II-19})$$

Vamos discutir com mais detalhe qual é a maior ordem

em k que deve ser levado em conta na prática. Como vimos, $k \leq 2I_1$ e $k \leq L+L'$. Se o estado inicial tiver spin elevado, então a primeira condição não limita $k_{\max}$. Vamos examinar por isso a segunda condição. Em geral $L+L' \leq 5$, pois variações de momento angular maiores que $|I_{n+1}-I_n| = 2$ resultam em vidas médias τ muito longas para o estado $|I_n\rangle$, tornando a correlação não mensurável. Como na expansão só temos termos com k par, então em geral $k_{\max} \leq 4$. Se, por outro lado, o estado inicial tiver spin $I_1 = 0, 1/2$ então só existirá o termo em $k = 0$ na expansão e a distribuição angular será isotrópica.

Antes de comparar a distribuição angular medida experimentalmente com a distribuição teórica, deve-se introduzir correções, que levem em conta o tamanho finito do detector. Isto é, o detector deteta radiações emitidas não apenas na direção θ , mas compreende ângulos de $\theta - \Delta\theta$ até $\theta + \Delta\theta$, atenuando a dependência angular de $W(\theta)$.

A distribuição angular medida é:

$$W'(\theta) = 1 + A'_2 P_2(\cos \theta) + A'_4 P_4(\cos \theta) \quad (\text{II-20})$$

$$\text{onde } A'_k = A_k Q_k, \text{ sendo que } \begin{aligned} Q_k &\leq 1 \\ Q_0 &= 1 \end{aligned} \quad (\text{II-21})$$

Para detetores de simetria cilíndrica os coeficientes Q_k estão calculados em função da energia da radiação γ e em função da geometria. Mais detalhes sobre estes coeficientes como também sobre correções necessárias devido ao tamanho finito da fonte são dados no apêndice 2.

Se os spins e paridades dos estados I_1 e I_2 são conhecidos, a medida da distribuição angular da transição $I_1 \rightarrow$

→ I_2 permite determinar a razão de mistura de multipolaridades δ . O cálculo teórico da magnitude e do sinal de δ depende da escolha de um modelo nuclear.

Para uma primeira comparação costuma-se usar o modelo extremo de partícula independente. Neste modelo considera-se uma partícula fora das camadas fechadas e a transição é devida à passagem desta partícula da órbita com momento angular L ($I_1 = L + 1/2$) para a órbita com momento angular zero ($I_2 = 1/2$). A probabilidade de transição assim calculada é chamada de estimativa de Weisskopf (Wi 60).

Sendo que δ^2 é a razão das probabilidades de transição dos multipolos $L+1$ e L , e chamando de δ_{exp}^2 e δ_w^2 respectivamente a razão determinada experimentalmente e calculada pelo modelo extremo de partícula única:

$$\frac{\delta_{\text{exp}}^2}{\delta_w^2} = \frac{|M|^2 (L+1)^{<\pi>}}{|M|^2 (L)^{<\pi'>}} \quad (\text{II-22})$$

onde $|M|^2 = \Gamma/\Gamma_w$ é a intensidade da transição em unidades de Weisskopf.

A compilação de grande quantidade de medidas experimentais permitiu extrair valores sistemáticos de $|M|^2$ para multipolos elétricos e magnéticos até $L=3$ (Sko 66, Wi 60).

Se um dos spins for desconhecido (I_1 ou I_2), os coeficientes A_k fornecem dois valores de δ para cada escolha de spin. A comparação destes δ^2 com a sistemática em geral permite eliminar vários candidatos ao valor do spin e escolher um ou dois como mais prováveis.

Os valores sistemáticos de $\frac{\delta_{\text{exp}}^2}{\delta_w^2}$ estão na tabela abaixo:

	$\frac{\delta^2_{\text{exp}}}{\delta^2_w} \left(\frac{E2}{M1} \right)$	$\frac{\delta^2_{\text{exp}}}{\delta^2_w} \left(\frac{M2}{E1} \right)$	$\frac{\delta^2_{\text{exp}}}{\delta^2_w} \left(\frac{E3}{M2} \right)$	$\frac{\delta^2_{\text{exp}}}{\delta^2_w} \left(\frac{M3}{E2} \right)$	REF.
$5 \leq A \leq 40$	25	120	21	0.24	Sko 66
$40 < A$	~ 5000	~ 1000	~ 1	~ 0.02	Wi 60

TABELA 1

II-C) Distribuições angulares direcionais perturbadas

II-C-1) Descrição geral

Vamos supor válidas as mesmas condições de simetria cilíndrica discutidas na parte II-B. Seja uma sequência de duas transições $I_1 \rightarrow I_2 \rightarrow I_3$ onde somente a transição $I_2 \rightarrow I_3$ é observada e tal que o estado inicial I_1 é orientado, sendo $\omega(M_1)$ o parâmetro de população dos subestados M_1 . Vamos escolher novamente o eixo Z na direção do eixo de simetria cilíndrica.

Vamos mostrar esquematicamente qual é a modificação introduzida na expressão da distribuição angular devido a uma perturbação durante a vida média do estado intermediário I_2 .

A distribuição angular não perturbada é dada pela equação (II-13):

$$\begin{aligned}
 (\theta) = & c \sum_q \sum_{M_2} \omega(M_2) \sum_{M_3} \frac{k}{2\pi\hbar} \sum_{\substack{LL' \\ MM'}} \sum_{\pi\pi'} q^{\pi+\pi'} \langle I_2 M_2 | T_{LM}^{<\pi>} | I_3 M_3 \rangle \\
 & \langle I_2 M_2 | T_{L'M'}^{<\pi'>} | I_3 M_3 \rangle^* \cdot D_{Mq}^L D_{M'q}^{L'}{}^*
 \end{aligned}
 \tag{II-23}$$

Seja $t=0$ o instante da formação do estado $|I_2 M_2\rangle$. A intera-

ção do núcleo com os campos extranucleares é descrito pela Hamiltoniana K , que vai agir desde o instante $t=0$ até o instante em que a radiação γ é emitida. O vetor de estado $|I_2 M_2\rangle$ vai evoluir sob influência de K e sua evolução temporal pode ser descrita pelo operador de evolução $\Lambda(t)$, onde:

para K estático $\Lambda(t) = \exp(-iKt/\hbar)$

para K dependente do tempo $\Lambda(t) = \exp(-\frac{i}{\hbar} \int_0^t K(t') dt')$

Os estados $|IM\rangle$ formam um conjunto completo e o vetor de estado $\Lambda(t) |I_2 M_2\rangle$ pode ser expandido nesta base como:

$$\Lambda(t) |I_2 M_2\rangle = \sum_M |I_2 M\rangle \langle I_2 M | \Lambda(t) | I_2 M_2\rangle \quad (\text{II-24})$$

Se K é hermitiano o operador Λ é unitário e a norma do vetor se conserva com o tempo.

A distribuição angular perturbada pode ser expressa, substituindo o estado $|I_2 M_2\rangle$ pelo estado $\Lambda(t) |I_2 M_2\rangle$ (equação II-24) na equação (II-23):

$$W(\theta, t) = c \sum_{qq'} \omega(M_2) \sum_{M_3} \left(\frac{k}{2\pi\hbar} \right) \sum_{\substack{LL' \\ MM' \\ M_2' M_2''}} \langle I_2 M_2' | T_{LM}^{<\pi>} | I_3 M_3 \rangle \times \quad (\text{II-25})$$

$$\times \langle I_2 M_2' | T_{L'M'}^{<\pi>} | I_3 M_3 \rangle^* \cdot D_{Mq}^L D_{M'q'}^{L'*} \langle I_2 M_2' | \Lambda(t) | I_2 M_2 \rangle \langle I_2 M_2' | \Lambda(t) | I_2 M_2 \rangle^*$$

onde:

$$\omega(M_2) = \sum_q \int d\Omega \sum_{M_1} \omega(M_1) |A_{M_1 M_2}^q(\vec{k})|^2 = \frac{4k}{\hbar} \sum_{M_1} \omega(M_1) \sum_{\substack{L_{12} \\ \pi_{12}}} \times \quad (\text{II-26})$$

$$\times \frac{|\langle I_1 || T_{L_{12}}^{<\pi_{12}>} || I_2 \rangle|^2}{2L_{12} + 1} (I_2 L_{12} M_2 M_{12} | I_1 M_1)^2$$

Desenvolvendo a expressão (II-25) de uma maneira semelhante ao que foi feito com a expressão da distribuição angular não perturbada para passar da equação (II-3) à equação (II-11), e utilizando as definições de (II-15) a' (II-17) chega-se ao resultado:

$$W(\theta, t) = \sum_{\substack{k_1 \text{ par} \\ k_2 \text{ par} \\ \text{HN}}} B_{k_1}(I_1) U_{k_1}(I_1 I_2) G_{k_1 k_2}^{\text{HO}}(t) R_{k_2}^N(I_2 I_3) D_{\text{HN}}^{k_2} \quad (\text{II-27})$$

onde $H = M - M' = M_2' - M_2'$ e $N = q - q'$, sendo que $N=0$, quando a polarização não é observada. O fator de perturbação $G_{k_1 k_2}^{\text{HO}}(t)$ é definido como:

$$G_{k_1 k_2}^{\text{HO}}(t) = \sum_{M_2 M_2' M_2'} (-1)^{2I_2 + M_2 + M_2'} (I_2 I_2 M_2 - M_2 | k_1 0) \times \quad (\text{II-28})$$

$$\times (I_2 I_2 M_2' - M_2' | k_2 H) \cdot \langle I_2 M_2' | \Lambda(t) | I_2 M_2 \rangle \langle I_2 M_2' | \Lambda(t) | I_2 M_2 \rangle^*$$

A influência da perturbação extranuclear está completamente descrita pelo fator de perturbação $G_{k_1 k_2}^{\text{HO}}(t)$.

Quando não há perturbação, $\Lambda(t)$ é a matriz unidade e pela ortogonalidade dos coeficientes de Clebsch-Gordan

$$G_{k_1 k_2}^{\text{HO}} = \delta_{k_1 k_2} \delta_{\text{HO}} \delta_{\text{NO}}$$

e a distribuição não perturbada é obtida, pois $D_{00}^k = P_k(\cos\theta)$.

A expressão da equação (II-27) é chamada de "distribuição angular perturbada diferencial em relação do tempo" (time-differential), isto é, a distribuição que se observa se somente as transições $I_2 \rightarrow I_3$ emitidas no intervalo de tempo

entre t e $t+dt$ forem detetadas.

Se todas as radiações γ da transição $I_2 \rightarrow I_3$ forem detetadas independentemente do instante t de sua emissão, o que vai se medir é a "distribuição angular integrada em relação ao tempo": (time integrated).

$$W(\theta, \infty) = \frac{1}{\tau} \int_0^{\infty} e^{-t/\tau} W(\theta, t) dt \quad (\text{II-29})$$

Como somente o fator de perturbação $G_{k_1 k_2}^{\text{HO}}(t)$ depende do tempo, podemos definir o fator de perturbação integrado em relação ao tempo:

$$G_{k_1 k_2}^{\text{HO}}(\infty) = \frac{1}{\tau} \int_0^{\infty} e^{-t/\tau} G_{k_1 k_2}^{\text{HO}}(t) dt \quad (\text{II-30})$$

II-C-2) Perturbações estáticas

Se a perturbação estática tiver um eixo de simetria macroscópico, que não coincide com o eixo de simetria do sistema livre então a simetria cilíndrica é destruída, e isto causa o aparecimento dos termos de interferência $\langle M_2' | \Lambda(t) | M_2 \rangle \times \langle M_2' | \Lambda(t) | M_2 \rangle$ com $M_2' \neq M_2$.

Este é o caso de um campo magnético aplicado externamente numa direção diferente do eixo Z .

O fator de perturbação é dado pela expressão (II-28) e é calculado para interação magnética ou elétrica no trabalho de revisão de Frauenfelder-Steffen (Fra 64).

Se o campo perturbador variar ao acaso em função do espaço, sendo sua direção Z' diferente para cada microcristal ou para cada núcleo, calculamos a distribuição angular observada integrando sobre a direção Z' e a ortogonalidade das matrizes de rotação garante (Fra 64), que:

$$k_1 = k_2 = k$$

$$H = M_2' - M_2'' = M_2 - M_2 = 0 \quad \text{portanto } M_2' = M_2''$$

$$D_{HN}^{k_2} = D_{OO}^k = P_k(\cos \theta)$$

$$G_{k_1 k_2}^{HO}(t) = G_k^{OO}(t) = G_k(t)$$

Portanto, a equação (II-27) se reduz a:

$$W(\theta, t) = \sum_{k_{\text{par}}} A_k G_k(t) P_k(\cos \theta) \quad (\text{II-31})$$

A distribuição angular não perturbada $w(\theta, 0)$ é multiplicada pelos fatores $G_k(t)$ que atenuam a anisotropia, pois $G_k(t) \leq 1$ e são chamados fatores de atenuação, sendo que:

$$G_k(t) = \sum_{M_2 M_2'} (-1)^{2I_2 + M_2 + M_2'} (I_2 I_2 M_2 - M_2 | k 0) (I_2 I_2 M_2' - M_2' | k 0) \\ | \langle I_2 M_2' | \Lambda(t) | I_2 M_2 \rangle |^2 \quad (\text{II-32})$$

O fator $| \langle I_2 M_2' | \Lambda(t) | I_2 M_2 \rangle |^2$ é a probabilidade do núcleo estar no estado $| I_2 M_2' \rangle$ no instante t , se no instante $t=0$ estava no estado $| I_2 M_2 \rangle$.

Para interações elétricas e magnéticas, os fatores de atenuação são facilmente calculados (Fra 64).

II-C-3) Perturbações dependentes do tempo

Se os campos extranucleares variarem ao acaso em função do tempo, não havendo nenhuma direção macroscópica de simetria, então a simetria cilíndrica em torno do eixo z é preservada, a projeção M é uma constante do movimento e portanto:

$$M_2' = M_2'' \text{ e os termos de interferência desaparecem}$$

$$H = 0 \quad e \quad N = 0 \quad e \quad \text{então} \quad D_{HN}^{k_2} = D_{00}^{k_2} = P_{k_2}(\cos \theta)$$

$$e \quad W(\theta, t) = \sum_{\substack{k_1 \text{ par} \\ k_2 \text{ par}}} B_{k_1}(I_1) U_{k_1}(I_1 I_2) G_{k_1 k_2}(t) R_{k_2}(I_2 I_3) P_{k_2}(\cos \theta)$$

(II-33)

onde o fator de perturbação é:

$$G_{k_1 k_2}(t) = \sum_{M_2 M_2'} (-1)^{2I_2 + M_2 + M_2'} {}^2(I_2 I_2 M_2 - M_2 | k_1 0) (I_2 I_2 M_2' - M_2' | k_2 0) \\ | \langle I_2 M_2' | \Lambda(t) | I_2 M_2 \rangle |^2 \quad (II-34)$$

Se a perturbação for estatística no espaço também, então $k_1 = k_2$ e o fator de perturbação $G_{k_1 k_2}(t)$ se reduz ao fator de atenuação $G_k(t)$.

O problema central da teoria de perturbações dependentes do tempo é o cálculo da função de probabilidade $| \langle I_2 M_2' | \Lambda(t) | I_2 M_2 \rangle |^2$. Esta função depende do mecanismo de interação perturbativa e é calculada fazendo uma média sobre todos os núcleos, que interagem com os campos perturbativos.

Abragam e Pound (Ab 53), Dillenburg e Maris (Di 62, Di 64, Di 65), Blume (Blu 68a, Blu 68b, Blu 71), Gabriel (Ga 70) Scherer (Sche 70) calcularam o fator de perturbação para alguns mecanismos de interação relativamente simples.

Aqui relataremos apenas as hipóteses e os resultados do cálculo de Abragam e Pound, por ser a mais simples e a mais usada.

II-C-4) Teoria de Abragam e Pound

O cálculo de $G_k(t)$ é feito para uma interação estatística no espaço, que varia rapidamente e ao acaso com o tem

po. É suposto que uma mudança apreciável no estado nuclear intermediário $|I_2 M_2\rangle$ é causada por muitas interações ao acaso, cada uma delas tendo pouco efeito. Esta hipótese permite calcular o efeito de cada pequena interação pela teoria de perturbação de primeira ordem. Quando se calcula a média sobre todos os núcleos que emitem a radiação γ , esta interação estatística no tempo e no espaço é descrita por uma interação média, constante no tempo e no espaço e é caracterizada por um tempo de correlação τ_c , durante a qual uma mudança apreciável ocorreu na interação real.

A interação média é calculada fazendo a média temporal do quadrado do campo perturbador. O tempo de correlação τ_c é definido escrevendo a função de correlação $G(t-t')$ da função aleatória $\langle M_2' | K(t) | M_2 \rangle$ com $\langle M_2' | K(t') | M_2 \rangle$ sob a forma:

$$G(t-t') = G(0) e^{-|t-t'|/\tau_c} \quad (\text{II-35})$$

Para um ensemble estacionário este tempo de correlação τ_c é constante. As hipóteses principais da teoria de Abragam e Pound são:

- 1) $\tau_c \ll \tau$, onde τ é a vida média do estado I_2 ;
- 2) $\bar{\omega} \tau_c \ll 1$, onde $\bar{\omega}$ é a frequência de precessão média

Com estas hipóteses o fator de atenuação $G_k(t)$ para interações magnéticas e elétricas é da forma:

$$G_k(t) = e^{-\lambda_k t} \quad (\text{II-36})$$

Para interações magnéticas:

$$\lambda_k = \frac{k(k+1)}{3} \overline{\omega^2} \tau_c \quad (\text{II-37})$$

onde,

$$\bar{\omega}^2 = \frac{\mu^2 \bar{B}^2}{I_2^2 \hbar^2} \quad (\text{II-38})$$

e $\bar{B}^2$ é a média temporal do quadrado do campo magnético extra-nuclear, e μ é o momento do dipolo magnético do estado nuclear $|I_2\rangle$.

Para interações elétricas:

$$\lambda_k = \frac{3}{80} \frac{\tau_c}{\hbar^2} (eQ)^2 \overline{\left(\frac{\partial^2 V}{\partial z^2}\right)^2} \frac{k(k+1) \{4I_2(I_2+1) - k(k+1) - 1\}}{I_2^2 (2I_2-1)^2} \quad (\text{II-39})$$

onde Q é o momento de quadrupolo elétrico do estado nuclear $|I_2\rangle$ e $\overline{\left(\frac{\partial^2 V}{\partial z^2}\right)^2}$ é a média temporal do quadrado do gradiente do campo elétrico perturbador.

Há uma vasta evidência experimental que dentro dos limites de validade estabelecidas pelas hipóteses $\tau_c \ll \tau$ e $\bar{\omega} \tau_c \ll 1$ a teoria de Abragam-Pound é uma boa aproximação para o cálculo do fator de atenuação $G_k(t)$.

Nos casos em que $\tau_c \sim \tau$ há cálculos feitos por Blume, Gabriel e Scherer para vários modelos de mecanismo de interação. No limite de $\tau_c \ll \tau$ todos se reduzem ao resultado exponencial de Abragam Pound.

No capítulo V onde trataremos da distribuição angular perturbada da transição de 1293keV do ^{41}K vamos discutir dois modelos de mecanismo de interação e vamos calcular $G_k(t)$ para estes modelos.

III - CARACTERÍSTICAS DA REAÇÃO NUCLEAR $^{40}\text{Ar}(p,\gamma)^{41}\text{K}$ E DO NÚCLEO RESIDUAL ^{41}K .

III-A) A reação $^{40}\text{Ar}(p,\gamma)^{41}\text{K}$

A reação de captura de prótons no ^{40}Ar foi estudada por vários grupos de pesquisadores no intervalo de energia $E_p = 0.8\text{--}2.0\text{ MeV}$ (Ar 61, Co 63, Bl 64, Du 65, Ke 66, Bl 67, Ni 68).

Utilizando as reações (p,γ) e (p,p) no ^{40}Ar , Dumazet e outros (Du 65, Ke 66), reconheceram as ressonâncias situadas em $E_p = 1.1\text{ MeV}$, 1.58 MeV , 1.86 MeV , 2.45 MeV e 2.90 MeV como sendo análogos aos 2º, 3º, 4º, 6º e 8º estados excitados do ^{41}Ar (ver figura 1).

FIGURA 1 - Diagrama dos estados análogos alimentados na reação $^{40}\text{Ar}(p,\gamma)^{41}\text{K}$.

As ressonâncias correspondentes ao estado fundamental e ao primeiro estado excitado do ^{41}Ar devem estar em $E_p = 0.58$ MeV e em 0.75 MeV respectivamente, mas devido à barreira coulombiana e centrífuga ($\ell=3$ para as duas ressonância) elas são muito estreitas e dificilmente observáveis.

Fizemos uma curva de excitação da reação (p, γ) no ^{40}Ar variando a energia dos prótons incidentes de 0.15 MeV até 1.55 MeV com uma resolução de energia de 120 keV (figura 2) e não observamos, como previsto, ressonâncias em $E_p = 0.58$ MeV e 0.75 MeV. Só encontramos a ressonância de 1.1 MeV e uma subida correspondente ao início da ressonância de 1.58 MeV.

FIGURA 2 - Curva de excitação da reação $^{40}\text{Ar}(p, \gamma)^{41}\text{K}$, contando apenas os raios γ de 1.29 MeV. Resolução na energia dos prótons é de 120 keV.

III-B) A ressonância de 1.1 MeV

Escolhemos a ressonância de $E_p = 1.1$ MeV para produzir a reação ${}^4_0\text{Ar}(p,\gamma)$, por ser ela bem conhecida e estar numa energia bem acessível ao acelerador de S.Paulo. Vários trabalhos foram feitos sobre esta ressonância isobárica, utilizando as reações (p,p) , (p,γ) e (p,α) .

A ressonância apresenta uma estrutura fina, mostrando que a intensidade do estado análogo está distribuída sobre estados de núcleo composto de mesmo spin e paridade. O estado análogo tem $I^\pi = 3/2^-$ e $T = 5/2$. Na estrutura fina dessa ressonância apresentam-se 3 componentes mais intensas nas energias de próton de 1086.46 keV, 1101.80 keV e 1108.39 keV. Em torno de 1118 keV tem-se um agrupamento de quatro componentes de menor intensidade. O spin e a paridade das 3 componentes de maior intensidade foram determinados como sendo $3/2^-$ (Bl 67) e o grupo em torno de 1118 keV tem $I^\pi \neq 1/2$ (Ar 64).

FIGURA 3a - Curva de excitação da reação ${}^4_0\text{Ar}(p,\gamma){}^4_1\text{K}$ feita por R.Bloch e outros (Bl 67). Resolução na energia dos prótons é de 200 eV.

FIGURA 3b - Curva de excitação da reação ${}^4_0\text{Ar}(p,\gamma){}^4_1\text{K}$ feita por S.E.Arnell (Ar 61), contando todos os raios γ com energia maior de 1 MeV. Resolução na energia dos prótons é de 1 keV.

A medida de Arnell foi feita variando a energia dos prótons incidentes entre 800 e 1350 keV com uma resolução de 1 keV, enquanto que na medida de Bloch a variação foi de 1075 a 1200 keV com uma resolução de 200 eV.

As medidas de Bloch mostram que a separação entre as ressonâncias é muito maior do que a largura delas. Consequentemente não devemos esperar interferência entre as várias ressonâncias.

As ressonâncias mais intensas da faixa de energia de prótons de 800–1350 keV são as componentes de 1086, 1102 e 1108 keV da ressonância isobárica e estas ressonâncias estão numa energia de excitação de 8.88 MeV no ^{41}K .

III-C) Níveis do núcleo ^{41}K

As informações espectroscópicas sobre este núcleo provêm principalmente de trabalhos onde foram usadas as reações $^{40}\text{Ar}(p,\gamma)^{41}\text{K}$, $^{40}\text{K}(n,\gamma)^{41}\text{K}$, $^{41}\text{K}(p,p'\gamma)^{41}\text{K}$ e o decaimento β^- do núcleo ^{41}Ar .

Nickles (Ni 68) estudou a reação $^{40}\text{Ar}(p,\gamma)^{41}\text{K}$ nas ressonâncias de $E_p = 1.1, 1.58, 1.72$ e 1.86 MeV, com resolução de ~ 85 keV na energia de prótons incidentes devido ao uso de alvos gasosos grossos, e utilizando detetor de Ge(Li) para detetar os raios γ .

Estudou o esquema de decaimento da ressonância de 1.1 MeV (nível de 8.88 MeV de excitação do ^{41}K), populando simultaneamente todas as ressonâncias contidas dentro da dispersão do feixe incidente e mediu a distribuição angular das radiações γ mais intensas, atribuindo spins e paridades a vários níveis. Em todas as distribuições angulares medidas o ajuste por Polinômios de Legendre forneceu $A_4=0$, indicando

que neste intervalo de 85 keV não há nenhuma ressonância com $\text{spin} > 3/2$.

Beckstrand (Be 71), utilizando a reação de captura de neutrons térmicos pelo ^{40}K , determinou a energia de muitos níveis e de várias transições além de medir as intensidades das radiações γ . A resolução por ele obtida na detecção dos raios γ permitiu separar picos não resolvidos anteriormente e determinar as energias com maior precisão. Mediram o espectro de coincidência entre raios γ de energias de 0 até 2 MeV permitindo estabelecer o esquema de decaimento dos primeiros estados excitados.

O esquema de decaimento do estado de captura de neutrons não foi completamente determinado, embora as intensidades absolutas das transições que decaem do estado de captura de neutrons para os estados mais baixos tenham sido determinadas.

O nível de captura dos neutrons térmicos tem energia de excitação de 10096 keV no ^{41}K e spin e paridade de $I^\pi = 7/2^-$ ou $9/2^-$. Embora não tenham feito medidas das distribuições angulares das radiações γ , sugerem valores dos spins e paridades para vários níveis, baseados em evidências dadas pela alimentação e decaimento dos níveis.

Em trabalho recente, Jundt (Ju 71) utilizou o decaimento radioativo $^{41}\text{Ar}(\beta^-) ^{41}\text{K}$ e a reação $^{41}\text{K}(p, p'\gamma) ^{41}\text{K}$, encontrando um novo nível em 1594 keV e determinando o esquema de decaimento dos nove primeiros estados excitados.

Todas as informações referentes aos primeiros estados excitados estão resumidas na figura 4. As atribuições de spin e paridade são de Beckstrand e de Nickles. Apenas os três primeiros estados tem seus spins e paridades determinadas

FIGURA 4 - Os estados excitados do núcleo ^{41}K e seus esquemas de desexcitação. As linhas tracejadas correspondem a transições não observadas experimentalmente.

sem ambiguidade. Os branching ratio-s dos nove primeiros estados são uma síntese dos trabalhos de Jundt e Beckstrand (Ju 71, Be 71), e para os níveis mais altos usamos as medidas de intensidades absolutas de Beckstrand para calcular os branching ratios.

Os dois níveis, cujo decaimento foi interpretado de maneira muito discrepante por Beckstrand e por Nickles são os de 2316.5 keV e de 2599.8 keV. As duas soluções propostas para o decaimento do nível de 2316.5 keV estão na figura 5.

FIGURA 5 - Decaimento do nível de 2316.5 keV proposto por Beckstrand e Nickles

Os espectros de coincidência confirmam o decaimento proposto por Beckstrand.

No capítulo VII, discutiremos o decaimento do nível de 2599.8 keV.

III-D) O nível de 1293 keV do ^{41}K

Este nível é intensamente populado pelo decaimento β^- do ^{41}Ar e foi cuidadosamente estudado. Sua energia de excitação é $E = 1293,64 \pm 0.04$ keV (Whi 68), seu spin e paridade

de, meia vida e momento magnético são $I^\pi = 7/2^-$ (En 53, El 52), $T_{1/2} = 7.3 \pm 0.2 \text{ nseg}$, $\mu = + 4.41 \pm 0.05 \text{ mn}$ (Ble 69).

Nickles verificou que este estado não é diretamente populado a partir do nível 8.88 MeV, mas sua alimentação se faz por meio de duas transições γ sucessivas. Os estados, que alimentam o nível de 1293 keV e que por sua vez são diretamente alimentados pelo nível a 8.88 MeV ($I^\pi = 3/2^-$), tem energias de excitação de 2316.5 keV, 2712.2 keV, 3450.0 keV, 3612.5 keV, 3762.4 keV, 3827.4 keV e 4027.3 keV (Ni 68).

Estes estados são também diretamente alimentados do estado de captura de neutrons térmicos de $I^\pi = 7/2^-$ ou $9/2^-$ e 10.096 MeV (Be 71), o que indica um spin 5/2 para estes níveis, supondo que o decaimento dos estados de captura se processa de preferência por meio de transições dipolares.

Como o valor do spin e paridade dos níveis de 8.88 MeV e 1.293 MeV é $I^\pi = 3/2^-$ e $7/2^-$, respectivamente, estes níveis que servem de elo nas cascatas provavelmente tem paridade positiva e portanto, $I^\pi = 5/2^+$, pois assim os dois membros das cascatas são transições de dipolo elétrico. Neste caso a razão de mistura de multipolaridade é provavelmente nula para os dois membros das cascatas, pois a contribuição de M2 comparada com a de E1 é usualmente desprezível.

Segundo Beckstrand (Be 71), a alimentação do estado de 1293 keV se processa também por meio de transições de 1201.4 keV, 1244.1 keV, 1467.3 keV, 1849.0 keV, 1920.0 keV e 1942.1 keV, provenientes dos estados de 2494.7, 2507.9, 2760.7, 3142.1, 3213.4 e 3235.6 keV de energia de excitação. As transições de 1201, 1214 e 1467 keV estão ausentes dos nossos espectros (figura 9), enquanto os de 1849, 1920 e 1942 keV estão fora do intervalo de energia por nós estudado, mas nenhuma de-

las está presente nos espectros de Nickles (Ni 68), indicando que estes estados não são alimentados pelo estado de captura de $I^\pi = 3/2^-$ e 8.88 MeV e portanto, devem ter spin maior ou igual a 7/2.

Conhecidos os spins e paridades dos estados envolvidos no decaimento, podemos calcular teoricamente a distribuição angular não perturbada dos raios γ emitidos do estado de 1293 keV para o estado fundamental. O esquema de decaimento e os spins envolvidos estão representados na figura 6.

FIGURA 6 - Alimentação do estado de 1293 keV a partir do nível de 8.88 MeV.

A distribuição angular não perturbada da transição $7/2^- \rightarrow 3/2^+$, quando as transições $3/2^- \rightarrow 5/2^+$ e $5/2^+ \rightarrow 7/2^-$ não são observadas podem ser calculadas utilizando a equação (II-18).

$$W(\theta) = 1 + B_2(3/2)U_2(3/2 \ 5/2)U_2(5/2 \ 7/2)R_2(7/2 \ 3/2)P_2(\cos \theta) \quad (\text{II-18})$$

pois como $k \leq 2I_1$ e $I_1 = 3/2$ o termo de maior ordem terá $k=2$.

$B_2(3/2)$ é dado pela equação (II-5) e descreve a formação do estado inicial de 8.88 MeV. Como o spin do núcleo ^{40}Ar é zero em seu estado fundamental, e os protons capturados para formar o estado de $I_1^{\pi_1} = 3/2^-$ tem momento angular orbital $\ell=1$ e componente $m_\ell=0$ os únicos subestados populadados do estado inicial tem $M_1 = 1/2$ e $-1/2$. Então $B_2(3/2) = -1$.

Os termos $U_2(3/2 \ 5/2)$ e $U_2(5/2 \ 7/2)$ são dados pela equação (II-15) e supondo que as transições $3/2^- \rightarrow 5/2^+$ e $5/2^+ \rightarrow 7/2^-$ tem caráter de dipolo elétrico puro, isto é, $\delta_{12} = \delta_{23} = 0$, temos que:

$$U_2(3/2 \ 5/2) = 0.7483 \quad \text{e} \quad U_2(5/2 \ 7/2) = 0.8748$$

O termo $R_2(7/2 \ 3/2)$ é calculado usando a equação (II 12), e depende do valor de δ_{34} .

$$R_2(7/2 \ 3/2) = \frac{-0.4676 + 1.0102 \delta_{34} - 0.5455 \delta_{34}^2}{1 + \delta_{34}^2}$$

A distribuição angular não perturbada desta transição foi medida utilizando alvo de Argônio implantado em Tântalo, como será visto no capítulo seguinte e o resultado da medida é $A_2 = 0.29 \pm 0.04$. A comparação deste A_2 experimental

com o cálculo, permite a determinação de δ_{34} , pois:

$$A_2 = (-1) \cdot (0.7483) \cdot (0.8748) \cdot \frac{-0.4676 + 1.0102\delta_{34} - 0.5455\delta_{34}^2}{1 + \delta_{34}^2} = 0.29 \pm 0.04$$

Donde $\delta_{34} = + 0.02 \pm 0.06$

A mistura prevista pela sistemática das intensidades de transição é de 9% no máximo e isto está de acordo com o δ_{34} determinado a partir da medida experimental de A_2 .

Como o erro em δ_{34} é várias vezes maior que o próprio valor de δ_{34} , em primeira aproximação podemos supor que a transição é de multipolaridade M2 pura, isto é $\delta_{34} = 0$. Neste caso o coeficiente de anisotropia seria $A_2 = +0.306$.

IV - MÉTODO EXPERIMENTAL

IV-A) Arranjo experimental

IV-A-1) O acelerador e o feixe

A reação $^{40}\text{Ar}(p,\gamma)^{41}\text{K}$ foi produzida usando o feixe de prótons do Acelerador Eletrostático da Universidade de São Paulo (Sa 48) no intervalo de energia de 0.5 a 1.5 MeV. A energia é controlada por um voltímetro diferencial, que define a energia do feixe incidente na câmara com um desvio de $\pm 0.3\%$ (resolução total: 5-6 keV em 992 keV).

Ao sair do acelerador, o feixe é analisado e desviado por um eletroímã, para a canalização destinada ao estudo de correlações angulares. O feixe é focalizado por lentes eletrostáticas no terminal de alta tensão do acelerador e por lentes quadrupolares magnéticas ao longo da canalização. Na região próxima à câmara de alvo temos dois diafragmas de tântalo de 2 mm de diâmetro, separadas por uma distância de 1 m, que servem para colimar o feixe incidente na câmara.

IV-A-2) A câmara de alvo

IV-A-2a) Câmaras de alvo gasoso

Nas diversas fases da experiência, foram utilizadas quatro câmaras diferentes. Tres delas eram utilizadas para alvo gasoso do argônio e uma para alvos de argônio implantado em lâminas de tântalo.

Para poder mudar a pressão do alvo gasoso, sem no entanto mudar a perda de energia dos prótons no gás, era necessário variar o comprimento do alvo. Era indesejável a variação da perda de energia dos prótons no gás, pois isto implicaria

na variação do número de ressonâncias alimentadas.

Na tabela abaixo (tabela 2) daremos os comprimentos de alvo utilizados com as três câmaras, com os respectivos intervalos de pressão, com as respectivas perdas de energia ΔE_{gas} por prótons de 1.1 MeV e com o alcance calculado do íon de potássio no argônio (apêndice 3). Verifica-se que o alcance dos íons de potássio é muito menor que o comprimento das câmaras e isto garante que a grande maioria dos íons param no gás.

TABELA 2

CÂMARA	COMPRIMENTO DO ALVO	PRESSÃO	ΔE_{gas}	ALCANCE
I	35.1 $\pm$ 0.5mm	19 torr	22 keV	3.6 mm
I	17.91 $\pm$ 0.15mm	53 -636torr	32-382keV	1.3 -0.11 mm
II	6.25 $\pm$ 0.5mm	300-836torr	63-175keV	0.23- .083mm
III	3.0 -3.5mm	300-1008 "	30-120keV	0.23- .070mm

As câmaras I e II (figura 7) tiveram essencialmente a mesma geometria, apenas as dimensões e o material utilizado eram diferentes. Ambas apresentam paredes externas finas para diminuir a absorção dos raios γ . A câmara II foi projetada para possibilitar a aplicação de um campo magnético externo variável de 0-6 KGauss, paralelo com a direção do feixe incidente, na região da reação. O objetivo deste campo é desacoplar a interação hiperfina do núcleo com o campo magnético extranuclear, restituindo assim a correlação angular não perturbada. A câmara II foi utilizada também sem o campo magnético em pressões intermediárias.

FIGURA 7 - Desenho esquemático da câmara I

IV-A-2b) Folha de entrada na câmara

Nas câmaras I, II e III foram utilizadas folhas de Mo libdênio de $25000 \text{ \AA}$ (1×10^{-4}) de espessura, para separar a região do alvo gasoso da região de vácuo. Prótons de 1 MeV perdem 250 keV ao atravessarem a folha. A dispersão introduzida na energia do feixe incidente ao atravessar a folha é de 40 ± 6 keV (LTMA), como pudemos verificar pelas curvas de excitação feitas com diferentes pressões e extrapolando para pressão nula.

As curvas de excitação da figura 3 mostram, que nesta reação temos ressonâncias estreitas espaçadas de 5-10 keV. Como na região de pressões elevadas a perda de energia no gás não poderia ser reduzida devido à limitação de um comprimento de alvo fisicamente realizável, mesmo usando folhas mais finas não poderíamos resolver as ressonâncias individuais. As folhas grossas no Molibdênio tem a vantagem de serem muito resistentes, permitindo o uso de pressões elevadas com feixes inten-

sos (até $3\mu\text{A}$).

IV-A-2c) Coleção do feixe

O feixe de prótons era parado no fim da câmara e não foram tomados cuidados especiais para a supressão dos elétrons secundários, arrancados das superfícies metálicas atingidas pelo feixe. No entanto a medida exata da intensidade do feixe não é necessária, devido à normalização interna nos nossos dados, possível graças à transição isotrópica do primeiro estado excitado (980.4 keV) para o estado fundamental do ^4K .

Observando entretanto, o desenho das câmaras (figura 7), vemos que os elétrons arrancados do fim da câmara não podem escoar, senão de volta para a câmara, pois o suporte de folha estando eletricamente isolado da terra e da câmara logo atinge um potencial negativo de vários kilovolts e repele os elétrons secundários.

A corrente produzida pelo feixe de prótons e coletada na câmara, foi medida e acumulada num integrador de corrente. A integração em geral era feita até atingir uma carga correspondente a 23 mC aproximadamente ($20 \times 10^{24} \text{c}$).

IV-A-2d) Pressão do alvo gasoso

A pressão do gás na câmara era medida por meio de um manômetro de tubo em U com mercúrio. Pressões abaixo de 400 torr eram medidas mantendo um dos lados do manômetro ligado à câmara e o outro em vácuo (10^{-6}mm do Hg). O comprimento do tubo em U não permitia a medida de pressões acima de 400 torr por este método. Para estas pressões elevadas utilizamos como referência a pressão atmosférica do ar, estando um lado do manômetro ligado à câmara e o outro aberto para a pressão atmosférica. A pressão atmosférica era medida diariamente por um barômetro. A precisão na leitura da pressão era da ordem de ± 0.5 torr.

IV-A-2e) Contaminantes

O gas utilizado na experiência era argônio natural fornecido pela White Martins S.A. e segundo especificação do fornecedor as impurezas contidas no gás eram menores que 0.1%. O argônio natural é constituído por 99.6% de ^{40}Ar e não foram observadas transições γ devido à ^{36}Ar ou ^{38}Ar .

O contaminante que mais problemas causou foi o fluor, devido à secção de choque elevada da reação $^{19}\text{F}(p,\alpha\gamma)\text{O}^{16}$. Foi necessário o uso de fluxos de solda especiais, que não contivessem fluor, limpeza mecânica rigorosa da câmara e banhos de água deionizada a 100°C para a câmara e o suporte de folha.

IV-A-2f) Câmara para alvos implantados em lâminas de tântalo

Os alvos de argônio implantado em lâminas de tântalo foram fabricados por R.J.Nickles na Universidade de Wisconsin. Feixe de Ar^{+} produzido em fonte de ions RF, era analisado por meio de um eletroímã, e incidia sobre lâminas finas de tântalo com uma energia de 15 keV. Aproximadamente 7. mC de Ar^{+} eram acumulados em cada alvo.

Havia necessidade de refrigeração dos alvos, quando expostos ao feixe de prótons, pois 30 min. de bombardeio com feixe de 1 μA de prótons de 1 MeV era suficiente para evaporar todo argônio implantado no alvo.

A câmara IV foi projetada para permitir a refrigeração dos alvos com N_2 líquido. O alvo estava preso num suporte de cobre, termicamente ligado a uma barra de cobre imerso em N_2 líquido. O alvo estava eletricamente isolado do suporte de cobre, por meio de uma peça de safira (isolante elétrico, mas condutor térmico), o que permitia a medida do feixe, que era parado no próprio alvo. Há um cilindro eletricamente isolado na frente

do alvo para acumular os eletrons secundários até seu potencial tornar-se suficientemente negativo para refleti-los.

IV-A-3) Detecção dos raios γ

IV-A-3a) Detetores

Os raios γ provenientes da reação $^{40}\text{Ar}(p,\gamma)^{41}\text{K}$ foram detetados por um detetor de Ge(Li), quando utilizamos alvo gasosos, e por cristal de NaI, quando utilizamos alvo implantado em tântalo.

O detetor de Ge(Li) foi comprado da Princeton γ -Tech Inc., é coaxial verdadeiro (true-coaxial), tem volume ativo de $\sim 40\text{cm}^3$, resolução em energia de 2.4 keV no pico de 1.33 MeV de Co^{60} , eficiência de 8%, quando comparado com cristal de NaI de 3"x3", colocado à mesma distância da fonte de Co^{60} . A razão entre a altura do pico de energia total e a altura do patamar Compton é 25.

Devido à pequena quantidade de Ar contida nos alvos implantados, havia necessidade de utilizar cristal de NaI, por ser um detetor mais eficiente que o detetor de Ge(Li), embora a resolução em energia fosse muito pior. Utilizamos um cristal de NaI de 2"x2", acoplado a uma fotomultiplicadora Dumont 6292.

IV-A-3b) Equipamento eletrônico de detecção

Associado com Ge(Li).

A voltagem de polarização (bias) recomendada pelos fabricantes do detetor era de 3kV, mas o limite superior de fonte de tensão de que dispomos (John Fluke) era de 2kV. Devido a isto a resolução que obtivemos no pico de 1.33 MeV do Co^{60} ,

nunca foi melhor que 4 keV. Os pulsos provenientes do detetor eram amplificados (preamplificador 118A da ORTEC ou 1408C da CANBERRA; amplificador 440A da ORTEC; biased-amplificador 408 da ORTEC) e analisados em um analisador de 1024 canais (Nuclear Data) (figura 8).

FIGURA 8 - Diagrama de bloco do equipamento eletrônico associado com detetor de Ge(Li)

Associado a NaI.

A tensão de polarização de 1000V, fornecida por uma fonte de tensão John Fluke, era dividida entre os dinodos por meio de um divisor de tensão de fabricação caseira. Um preamplificador Brasele e um amplificador 440A da ORTEC amplificaram os pulsos, que depois eram analisados no mesmo analisador de 1024 canais.

Simultaneamente dois analisadores de altura de pulso (SCA da ORTEC) selecionaram os pulsos correspondentes a duas transições γ da reação e dois contadores contavam o número destes pulsos.

IV-A-3c) Medida do ângulo de observação

Os detetores estavam sobre uma mesa que girava livremente, permitindo mudar facilmente o ângulo de observação. O centro da mesa coincidia com o centro dos alvos utilizados dentro de 1% e os ângulos eram medidos com desvio de 0.5° .

A distância entre o centro do alvo e a face do detector de Ge(Li) era de 8 cm sendo o ângulo total subtendido pelo detector de 28° .

A distância entre o centro do alvo e a face do cristal de NaI era de 4.3 cm, sendo o ângulo total de 61° .

IV-B) Procedimento experimental

IV-B-1) Alvo gasoso

Para cada pressão de alvo gasoso era feito uma curva de excitação na região de energia de prótons de 1.1 MeV, para escolher a energia que dá maior rendimento da reação.

Nesta energia as ressonâncias mais importantes ($E_p = 1086$ keV, 1102 e 1108 keV) devem estar localizadas no centro da câmara de alvo. Estas curvas de excitação eram feitas contando o número de raios γ de energias 980 keV e 1293 keV (transições do primeiro e do segundo estado excitado para o estado fundamental). Estas contagens eram usadas também como monitoração durante a medida da distribuição angular.

Como Nickles verificou que $A_4=0$ (ver discussão no ca

pítulo VII) , as distribuições angulares são caracterizadas pelos coeficientes A_2 .

Sendo que a distribuição angular é simétrica em torno de 0° e 90° e só tem termos até $k=2$, a máxima assimetria deve se apresentar entre 0° e 90° . Entre estes pontos extremos (0° e 90°) a distribuição angular é uma função linear em $P_2(\cos \theta)$ e o coeficiente angular é A_2 . É fácil ver, que para determinar o coeficiente angular A_2 com menor erro num dado tempo de medição, é preferível medir a função nos pontos extremos (0° e 90°) com melhor estatística, que medi-la em vários ângulos (ângulos intermediários também, além de 0° e 90°) com estatística mais pobre. Por isto, optou-se pela primeira dessas estratégias.

Como o nosso interesse era observar os raios γ pouco energéticos com o maior detalhe possível, escolhemos o ganho do sistema eletrônico de amplificação de tal maneira, que um canal no analisador correspondia a 1 keV e analisamos os raios γ cujas energias estavam no intervalo de 800 até 1800 keV.

Acumulavam-se as contagens no analisador multicanal até obter um erro estatístico de $\sim 2\%$ na intensidade da transição de 1293 keV.

Um espectro típico está representado na figura 9.

Variando a energia dos prótons e mantendo a pressão do alvo, varia-se a alimentação das ressonâncias pela reação e como cada ressonância deve ter seu próprio esquema de decaimento, deve variar o espectro de raios γ . Se mudamos o ângulo de observação θ e simultaneamente a energia dos prótons sofre uma variação incontrollável, a mudança no espectro de γ pode ser tanto devido à distribuição angular anisotrópica como devido à variação da energia incidente. Por isso achamos impor-

FIGURA 9 - Espectro dos raios γ da reação $^{40}\text{Ar}(p,\gamma)^{41}\text{K}$ em $E_p = 1.1 \text{ MeV}$, obtido com alvo gasoso e com o detector de Ge(Li)

tante medir a variação do espectro de raios γ com a energia dos prótons . Utilizamos a câmara mais curta com pressão de 300 torr sendo $\Delta E_{\text{gas}} = 35$ keV. Variamos a energia dos prótons de 1080 keV até 1125 keV e verificamos que neste intervalo a intensidade de raios γ de cada transição varia fortemente (figura 10).

FIGURA 10 - Intensidades absolutas das transições de energia E_γ em função da energia de proton incidente E_p .

FIGURA 11 - A razão das intensidades das transições de energia E_γ e da transição isotrópica de 980keV ($\frac{C(E_\gamma, 0^\circ)}{C(980\text{keV}, 0^\circ)}$) em função da energia do próton incidente E_p . (Ver página 52).

Como veremos mais tarde, os dados são normalizados pela transição isotrópica de 980 keV e a razão das intensidades das transições de energia E_γ pela intensidade da transição de 980 keV (figura 11) também varia fortemente com a energia dos prótons.

A variação com energia da transição de 1011 keV, também praticamente isotrópica ($A_2 = -0.03 \pm 0.01$), é muito parecida à variação da transição de 1293 keV. Isto permite distinguir entre o efeito incontrollável da variação da energia e o efeito real da distribuição angular para a transição de 1293 keV. Espectros onde houve desconfiança de variação da energia não foram utilizados.

IV-B-2) Alvo de argônio implantado em tântalo

Devido à pequena quantidade de Ar acumulado nestes alvos e à ausência de folhas de Mo, foi possível separar a estrutura fina da ressonância isobárica de $E_p = 1.1$ MeV. Curvas de excitação foram medidas detetando os raios γ com energias entre 920-1070 keV (transições de 980 e 1012 keV juntas) com o cristal de NaI, utilizando o alvo refrigerado com N_2 líquido.

Depois de localizada a ressonância de $E_p = 1102$ keV, a energia era fixada neste valor e as contagens eram acumuladas no analisador de 1024 canais (raios γ de 200-1900 keV).

Foram feitos espectros em $\theta = 0^\circ$ e 90° sendo a carga acumulada da ordem de 180 mC ($150 \times 1024c$) para cada espectro (30h em tempo de máquina). As contagens do analisador de altura de pulso serviam de monitoração e frequentemente tivemos que reajustar a energia para mantê-la na ressonância de 1102 keV. Espectros de fundo foram feitos com o detetor nos dois ângulos, para que ele pudesse ser subtraído pois a contribuição do fundo

era da mesma ordem que a contribuição da reação. Um espectro típico feito com NaI está representado na figura 12.

FIGURA 12 - Espectro dos raios γ da reação $^{40}\text{Ar}(p,\gamma)^{41}\text{K}$ em $E_p = 1102 \text{ keV}$, obtido com alvo de Ar implantado em tântalo, e com detetor de NaI.

IV-C) Análise dos dados

IV-C-1) Dados obtidos com alvo gasoso e detetor de Ge(Li)

IV-C-1a) Cálculo das áreas debaixo dos picos e avaliação dos erros

O número de raios γ correspondentes a uma transição de energia E_γ , é proporcional à área debaixo do pico de energia total E_γ do espectro. Estes picos aparecem sobrepostos a um fundo que em parte é devido à contagens não relacionadas com a reação e em parte é uma superposição dos patamares Compton das transições mais energéticas. O fundo que é devido a fontes radioativas naturais (^{40}K , ^{226}Ra , ^{228}Th , etc.) foi medido e subtraído de todos os espectros.

As áreas debaixo dos picos foram calculadas somando

as contagens nos canais correspondentes ao pico e subtraindo um fundo linear, avaliado da seguinte maneira:

Picos isolados

O fundo é avaliado, fazendo-se a média de 10-20 canais nos dois lados do pico e admitindo um fundo linear que passa por estas médias. A incerteza neste fundo é a área do retângulo, que é o número de canais no pico vezes o desvio médio quadrático dos pontos experimentais do fundo em relação à reta adotada como fundo. Esta incerteza é estatística e pode ser propagada junto com o erro estatístico na área. Vamos chamar esta incerteza na avaliação do fundo de σ_{fundo} .

Picos não totalmente resolvidos

O fundo e a incerteza no fundo calculam-se da mesma maneira como no caso dos picos isolados, tomando os 10-20 canais cuja média é calculada nos dois lados do grupo de picos, onde não há mais superposição com outros picos.

A separação de picos é feita sempre no ponto de rendimento mínimo entre eles. Neste caso estamos cometendo um erro sistemático, que é proporcional à área mas que, por isso, não afeta o valor do coeficiente A_2 como veremos mais adiante.

Além disso deve ser admitido um erro incontrollável e não sistemático, devido à impossibilidade de fazer a separação de picos sempre com o mesmo critério. Este erro $\sigma_{\text{separação}}$ é avaliado como sendo a contagem no mínimo entre os dois picos, isto é, a incerteza na reprodução do critério de separação é de um canal.

Se chamamos de A a área debaixo do pico incluindo o fundo e de B o fundo, então a área devido aos raios γ da transição E_γ será $C=A-B$ e o erro não sistemático em C será σ_C onde:

$$\sigma_C = \sqrt{(A+B) + \sigma_{\text{fundo}}^2 + \sigma_{\text{separação}}^2} \quad (\text{IV-1})$$

Em alguns espectros os picos de 980, 1012 e 1023 keV apareceram sobrepostos a um ruído eletrônico gerado pelo "bias ed amplifier". Devido à dificuldade de avaliar o fundo nestes espectros, o erro é consideravelmente maior nas áreas destes picos, como podemos verificar nos dados experimentais apresentados.

IV-C-1b) Normalização dos dados

O primeiro estado excitado do ^{41}K , de energia de excitação 980.4 keV tem $J^\pi = 1/2^+$ e portanto a transição emitida deste estado para o estado fundamental será isotrópica. Chamando de $C(E_\gamma, \theta)$ a área debaixo do pico de energia total E_γ medido no ângulo de observação θ , se dividirmos esta área, pela área correspondente à transição de 980 keV do mesmo espectro, a razão $\frac{C(E_\gamma, \theta)}{C(980\text{keV}, \theta)}$ não vai depender do feixe incidente, da pressão do alvo, do ângulo sólido e portanto variações nestes parâmetros não vão introduzir erro na medida da distribuição angular.

Chamando de $T(E_\gamma, \theta)$ a transmissão da câmara para raios γ de energia E_γ , na direção θ (apêndice 1), toda a dependência angular da quantidade:

$$\omega(E_\gamma, \theta) = \frac{C(E_\gamma, \theta)}{C(980 \text{ keV}, \theta)} \times \frac{T(980 \text{ keV}, \theta)}{T(E_\gamma, \theta)} \quad (\text{IV-2})$$

será devido à distribuição angular dos raios γ de energia E_γ e pode ser expandida em polinômios de Legendre:

$$\omega(E_\gamma, \theta) = a_0 + a_2 P_2(\cos \theta) \quad (\text{IV-3})$$

A medida das áreas $C(E_\gamma)$ nos ângulos 0° e 90° permite determinar a_0 e a_2 e o coeficiente A_2' da distribuição angular normalizada:

$$A_2' = \frac{a_2}{a_0} = \frac{2\{\omega(0^\circ) - \omega(90^\circ)\}}{\omega(0^\circ) + 2\omega(90^\circ)} \quad (\text{IV-4})$$

Fazendo a correção devido ao tamanho finito do detetor (apêndice 2), obtem-se:

$$A_2 = \frac{A_2'}{Q_2} = \frac{1}{Q_2} \times \frac{2(\omega(0^\circ) - \omega(90^\circ))}{\omega(0^\circ) + 2\omega(90^\circ)} \quad (\text{IV-5})$$

onde Q_2 para raios γ de 600-2500 keV, detetados por um detetor cilíndrico coaxial de Ge(Li) com a mesma geometria que nós utilizamos (apêndice 2), é $Q_2 = 0.970 \pm 0.001$.

Um erro sistemático em C e proporcional a C , afeta $\omega(0^\circ)$ e $\omega(90^\circ)$ de um mesmo fator constante e é cancelado no cálculo de A_2 .

Para algumas pressões foram medidos espectros em 0° , 54° e 90° o que permitiu determinar A_2 e A_4 . Assim temos medidas de A_4 para todas as transições γ intensas com ΔE_{gas} (energia perdida pelos prótons no alvo gasoso) de 60 keV, 155 keV, 180 keV, isto é, quando incluimos muitas ressonâncias além das isobáricas de $E_p = 1.1$ MeV. O coeficiente $Q_4 = 0.903 \pm .002$ (apêndice 2).

Os erros em A_2 e A_4 foram calculados fazendo a propagação dos erros nos $\omega(E_\gamma, \theta)$ da maneira usual e os erros em $\omega(E_\gamma, \theta)$ foram calculados a partir dos erros não sistemáticos nas áreas $C(\sigma_C)$ e dos erros na transmissão T (apêndice 1).

IV-C-2) Dados obtidos com alvo de Ar implantado em tântalo e detetor de NaI

A resolução em energia do detetor de NaI é muito pior que do detetor de Ge(Li), (figura 12). Os picos de 980 keV, 1011 keV e 1023 keV não são resolvidos e tão pouco são os de 1560 keV, 1582 keV, 1594 keV, 1677 keV e 1698 keV. Esses dois grupos aparecem no espectro como dois picos.

O pico de 1293 keV está bem separado destes dois grupos de picos e graças a isto, ela é a única transição cuja distribuição angular foi possível medir a partir destes espectros.

Para fazer a normalização dos dados, utilizamos a área debaixo do pico correspondente às transições de 980 keV + 1011 keV + 1023 keV. A transição de 1011 keV é quase isotrópica, como podemos verificar pelos resultados que seguem, e a transição de 1023 keV, embora não seja isotrópica ($A_2 = -0.07 \pm 0.03$) mas a área devido a ela é apenas 6% da área total. Portanto, o erro cometido em considerar o pico de 980 keV + 1011 keV + 1023 keV como isotrópico e utilizar para normalização é pequeno quando comparado com os erros estatísticos nas áreas debaixo dos picos.

Utilizamos vários critérios para avaliar o fundo, mas desde que o mesmo critério fosse usado nos espectros de 0° e 90° , o coeficiente de anisotropia obtido A_2 era o mesmo. Isto está de acordo com a nossa afirmação anterior, de que um erro sistemático na área do pico, proporcional à área do pico não afeta o A_2 . A transmissão da câmara IV está calculada no apêndice 1. Os coeficientes Q_2 para cristais de NaI estão tabelados, em função da geometria e da energia do raio γ (Ya 65).

Para a nossa geometria e para a transição de 1293.6 keV $Q_2 = 0.875 \pm .002$.

IV-D) Resultados

IV-D-1) Medidas com alvo implantado em tântalo

Os espectros feitos com alvos de argônio implantado em tântalo permitiram medir a distribuição angular da transição de 1293.6 keV, quando apenas a ressonância de $E_p = 1101.80$ keV era alimentada. O resultado desta medida é o coeficiente de anisotropia: $A_2G_2(1293.6 \text{ keV}) = 0.29 \pm 0.04$.

O objetivo ao usar alvo implantado em tântalo era eliminar os campos extranucleares, para poder medir a distribuição angular não perturbada da transição de 1293.6 keV, isto é, impondo $G_2 = 1$, determinar A_2 .

Vamos ver com pouco mais de detalhe, por que os campos extranucleares são desprezíveis no tântalo.

Tântalo é um metal paramagnético ($\chi = 0.84 \times 10^{-6}$ emu/g) de estrutura cristalina cúbica do tipo bcc (body-centered cubic). Não havendo campo magnético aplicado externamente, o campo magnético interno é nulo. O argônio é implantado em estado iônico Ar^+ , com uma configuração eletrônica $3p^5$, isto é, tendo um buraco na camada 3p. Os elétrons do Ar^+ devido à interação spin-spin com os elétrons do metal vão sofrer rápido spin-flip isto é, em média o campo magnético criado por estes elétrons será nulo. Então os campos magnéticos internos serão nulos e não vai haver perturbação devido à interação magnética.

Resta a possibilidade de perturbação, devido à interação elétrica entre o momento do quadrupolo elétrico do núcleo ^{41}K e gradientes de campos elétricos existentes na rede. Em primeira aproximação, o gradiente de campo elétrico numa rede cúbica deveria ser nulo devido à simetria. No entanto, devido a defeitos sempre existentes nas redes reais, este gradiente em geral é diferente de zero.

Existe uma medida recente da interação quadrupolar em Ta. Sugimoto (Su 70) produziu núcleos de ^{12}B e ^{12}N orientados, por meio de reação nuclear e os implantou em tântalo. A intensidade de interação quadrupolar é caracterizado pela frequência de precessão ω_Q , e para ^{12}B em Ta foi medida $\omega_Q(^{12}\text{B}) = 135 \pm 7 \text{ kHz}$. Conhecendo o momento de quadrupolo do ^{12}B e do ^{41}K poderíamos calcular a frequência de precessão a qual é submetido a núcleo ^{41}K . $Q(^{12}\text{B}) = 0.0171 \pm .0016 \text{ b}$ mas infelizmente não conhecemos o momento de quadrupolo do estado de 1293.6 keV do ^{41}K , apenas do estado fundamental. Utilizando o valor de Q do estado fundamental como primeira aproximação: $Q(^{41}\text{Kg.s}) = 0.112 \text{ b}$, obtemos para a frequência de precessão $\omega_Q(^{41}\text{Kg.s}) \approx 900 \text{ kHz} \sim 10^6 \text{ Hz}$.

Durante a vida média do estado de 1293 keV (10.5nseg) esta interação causaria uma precessão de ângulo $\Delta\theta$, onde:

$$\Delta\theta = \omega_Q \tau \approx 10^6 \times 10.5 \times 10^{-9} = 10^{-2} \text{ rd} \quad (\text{IV-6})$$

Esta precessão é desprezível, isto é, a perturbação causada por esta interação quadrupolar é desprezível.

Então podemos dizer, em geral que os campos extranucleares são praticamente nulos e a distribuição angular da transição de 1293.6 keV medida com alvo de Ar implantado em Ta, não será perturbada, sendo $G_2 = 1$.

$$\text{Portanto, } A_2 = 0.29 \pm 0.04 \quad (\text{IV-7})$$

Na secção D do capítulo III calculamos o valor de A_2 desta transição, supondo nulas todas as misturas de multipolaridades, em particular, a transição do estado de 1293.6 keV para o estado fundamental tinha caráter M2 puro. Nestas condi-

ções, o resultado do cálculo era $A_2 = 0.306$.

Calculamos também a mistura de multipolaridade δ necessário para fornecer $A_2 = 0.29 \pm 0.04$ e obtivemos

$$\delta = 0.02 \pm 0.06 \quad (\text{IV-8})$$

Como a sistemática prevê uma mistura E_3 , M_2 de 9% no máximo, o valor $\delta = 2\%$ está em bom acordo com a sistemática.

Como o erro em δ é várias vezes maior que o próprio valor de δ , podemos supor $\delta = 0$ e adotar como coeficiente de anisotropia.

$$A_2 = 0.306 \quad (\text{IV-9})$$

IV-D-2) Medidas com alvo gasoso

Os resultados das medidas experimentais são os valores de A_2 e A_4 para as transições de 1011.4 keV, 1023 keV, 1293.6 keV, 1560 keV, 1582 keV, 1594 keV, 1677 keV e 1698 keV obtidos com pressões variando de 19 até 1008 torr e com a energia ΔE_{gas} , perdida pelos prótons no alvo gasoso, variando de 22-372 keV.

Os prótons depois de atravessarem a folha de molibdênio tem uma distribuição em energia cuja largura na meia altura (LTMA) é $\Delta E_f = 40 \pm 6$ keV. Esta distribuição é alargada devido ao straggling no gás (ΔE_{stragg}) e no fim do alvo a largura da distribuição é $\sim \sqrt{\Delta E_f^2 + \Delta E_{\text{stragg}}^2}$.

Quando a perda de energia no gás é $\Delta E_{\text{gás}}$, então supõe-se que os prótons no alvo tem energias que se distribuem num intervalo de largura ΔE , onde aproximadamente

$$\Delta E \sim \sqrt{\Delta E_{\text{gas}}^2 + \Delta E_f^2 + \frac{\Delta E_{\text{stragg}}^2}{4}} \quad (\text{IV-10})$$

o termo $\Delta E_{\text{stragg}}^2$ aparece dividido por 4 pois estamos fazendo um média entre o começo do alvo, onde $\Delta E_{\text{stragg}} = 0$, e o fim do alvo.

Como na maior parte dos dados a ressonância de 1.1 MeV estava no centro do alvo, a energia dos prótons no alvo varia aproximadamente de $1.1 \text{ MeV} + \frac{\Delta E}{2}$ até $1.1 \text{ MeV} - \frac{\Delta E}{2}$, por exemplo quando $\Delta E = 200 \text{ keV}$, isto significa que estamos alimentando todas as ressonâncias de 1000 até 1200 keV.

Como utilizamos câmaras de comprimentos diferentes, temos dados obtidos com o mesmo ΔE , utilizando pressões diferentes e vice-versa, isto é, dados com a mesma pressão, mas com ΔE bem diferentes. Afim de ilustrar essa situação, vamos apresentar numa tabela (figura 13) as condições nas quais obtivemos dados e o número de distribuições angulares obtidas em cada caso, para cada transição.

<div> <div>PRESSÃO</div> <div>ΔE</div> <div>(KeV)</div> </div> <div> <div>(Torr.)</div> <div></div> </div>	19	52	97	200	300	400	450	530	620	710	830	1008
48 ± 6	1	1										
71 ± 6			1		2	1		2*				
82 ± 6									1			
92 ± 6						1				1		
108 ± 6											1	
122 ± 6				1				3				1
139 ± 6									2			
161 ± 6										1*		
183 ± 6					2						1*	
220 ± 6					1	1						
275 ± 7							1					
303 ± 7								1				
$\sim 811 - 1163$						1		2				
$\sim 928 - 1287$								2	1			

FIGURA 13 - As distribuições angulares foram medidas nas condições resumidas nesta tabela. As colunas corres

pondem a dados obtidos com a mesma pressão e as linhas a dados obtidos com mesmo ΔE . O número escrito na intersecção da coluna P com a linha ΔE representa o número de distribuições angulares medidas naquelas condições. Quando o A_4 também foi medido indicamos por um asterisco ao lado do número.

IV-D-2a) Variação dos A_4 com pressão e ΔE

Como veremos também, mais adiante, os A_4 não perturbados não devem depender da pressão, mas apenas do ΔE . Para estudar a variação dos A_4 com ΔE podemos comparar todos os A_4 não perturbados, mesmo os feitos com pressões diferentes. Na figura 14 representamos todos os A_4 em função de ΔE para todas as transições inclusive da transição perturbada de 1293 keV, e vemos que todos os A_4 são menores do que o erro experimental para ΔE até 180 keV. Isto significá que a contribuição de estados iniciais com $I \geq 5/2$ é desprezível. Todos os A_2 serão calculados na hipótese de que $A_4 = 0$, mesmo quando $\Delta E > 180$ keV. (Ver capítulo VII).

IV-D-2b) Variação dos A_2 com pressão e com ΔE .

Observando a tabela da figura 13, podemos ver, que é possível determinar a variação de A_2 em função da pressão, mantendo ΔE constante (comparando dados de uma mesma linha) ou em função de ΔE , mantendo a pressão constante (comparando dados de uma mesma coluna).

A primeira comparação permite tirar a seguinte conclusão: a) o coeficiente A_2 de todas as transições, com exceção da transição de 1293 keV, independe da pressão.

A variação da pressão não deve afetar A_2 , quando a

FIGURA 14 - Os coeficientes A_4 das transições γ mais intensas, em função de ΔE (dispersão de energia dos prótons no alvo).

distribuição angular não é perturbada ($G_2=1$) isto é, quando a vida média dos níveis envolvidos na transição é bem curta. A conclusão (a) então confirma que, dos níveis desexcitados pelas transições observadas nos nossos espectros (de 800-1800 keV), o único que tem meia vida bastante longa para haver perturbação é o de 1293.6 keV, as outras distribuições angulares não sendo perturbadas. O coeficiente de anisotropia da distribuição angular da transição de 1293.6 keV varia fortemente com a pressão. Esta variação será discutida mais adiante.

A segunda comparação permite tirar a seguinte conclusão: b) o coeficiente A_2 de todas as transições praticamente independe de ΔE . A restrição na comparação somente a dados de uma mesma coluna é necessária apenas para a transição perturbada de 1293 keV, pois ela depende da pressão. Para todas as outras transições podemos comparar todos os dados mesmo quando obtidos com diferentes pressões, para examinar sua dependência com ΔE . Quando há vários A_2 com mesmo ΔE calculamos sua média ponderada. A simples observação da figura 15 ($A_2 \times \Delta E$) permite confirmar a conclusão(b), de que a inclusão de novas ressonâncias não afeta o valor dos A_2 . Foi feito um ajuste de reta por mínimos quadrados (Programa Ajulin, cedido por O.Dietzsch e M.J.Bechara) a todas as funções $A_2(\Delta E)$, isto é, $A_2 = a + b\Delta E$, para ΔE variando de 0-375 keV, e de 0-183 keV e foram obtidos os seguintes valores de a e b para as transições consideradas, (ver tabela 3).

Pode-se verificar que, b é sempre muito pequeno (para ΔE variando até 183 keV b é menor do que o erro experimental em b isto é, A_2 é constante em função de ΔE dentro do erro experimental). Como para os dados com ΔE grande, a ressonância de 1.1 MeV não estava no centro do alvo, quando indicamos $\Delta E = 375$ keV, na realidade a energia dos prótons no alvo estava

FIGURA 15a - Os coeficientes A_2 das transições mais intensas em função de ΔE (dispersão de energias dos prótons no alvo).

FIGURA 15b - Os coeficientes A_2 das transições γ mais intensas em função de ΔE (dispersão de energia dos prótons no alvo).

TABELA 3

ΔE varia de 0-375 keV		
E_γ	a	b
1011 keV	-0.0301 ± 0.0087	$(-0.58 \pm 0.42) \times 10^{-4}$
1023 "	-0.070 ± 0.026	$(-1.52 \pm 1.43) \times 10^{-4}$
1293 " (530 torr)	$+0.172 \pm 0.017$	$(+0.073 \pm 0.528) \times 10^{-4}$
1560 "	$+0.0057 \pm 0.0125$	$(-0.225 \pm 0.506) \times 10^{-4}$
1582 "	$+0.0406 \pm 0.0074$	$(-0.640 \pm 0.366) \times 10^{-4}$
1677 "	$+0.189 \pm 0.017$	$(-0.687 \pm 0.720) \times 10^{-4}$
1698 "	$+0.262 \pm 0.011$	$(-1.546 \pm 0.457) \times 10^{-4}$
ΔE varia de 0-183 keV		
E_γ	a	b
1011 keV	-0.0306 ± 0.0162	$(-0.84 \pm 1.59) \times 10^{-4}$
1023 "	-0.090 ± 0.047	$(-1.26 \pm 4.57) \times 10^{-4}$
1560 "	$+0.015 \pm 0.024$	$(-1.14 \pm 1.93) \times 10^{-4}$
1582 "	$+0.045 \pm 0.012$	$(-1.36 \pm 1.11) \times 10^{-4}$
1677 "	$+0.194 \pm 0.032$	$(-1.40 \pm 2.55) \times 10^{-4}$
1698 "	$+0.272 \pm 0.020$	$(-2.40 \pm 1.65) \times 10^{-4}$

variando de 1287 keV até 811 keV (isto é $\Delta E = 476$ keV, mas não centrado em torno de 1.1 MeV). Desse modo, se ve que a inclusão de ressonâncias de 811 keV até 1287 keV, mantém constante o coeficiente A_2 .

O significado deste resultado surpreendente será discutido no capítulo VII. Ele nos dá uma segurança em relação aos dados, no sentido de permitir a medida da distribuição angular de todas as transições, sem referência explícita ao

número de ressonâncias alimentadas, nem aos seus spins e paridades.

IV-D-2c) Variação da distribuição angular da transição de 1293 keV com a pressão.

Como vimos acima, as distribuições angulares de todas as transições praticamente independem de ΔE . Podemos verificar isto para a transição de 1293 keV também, (figura 15) se compararmos dados obtidos com a mesma pressão, mas com câmaras e consequentemente ΔE diferentes. Podemos então fazer uma média ponderada de todos os dados feitos com mesma pressão, embora com ΔE diferentes. Este procedimento reduz bastante o erro estatístico (para 530 torr temos 10 medidas independentes).

Depois de calculadas as médias, temos então os coeficientes de anisotropia das distribuições angulares de 1293 keV em função da pressão do alvo gasoso.

Para todas as pressões utilizadas o valor do coeficiente de anisotropia é menor, do que o valor calculado ou medido com alvo implantado ($A_2 = 0.306$). Isto é, a distribuição angular está atenuada em relação àquela medida na ausência de campos extranucleares. Esta atenuação deve ser causada por interações perturbadoras que agem durante a vida média longa deste estado. A variação com a pressão também só pode ser explicada por meio de perturbação, pois A_2 sendo uma propriedade puramente nuclear, não deve ser afetada pela variação de pressão. A atenuação em relação ao valor calculado de A_2 e a variação com a pressão são indicações de que a distribuição angular medida com alvo gasoso está perturbada. Em vez de medir A_2 , estamos medindo $A_2 G_2$ e o fator de perturbação G_2 depende da pressão.

Como nós detetamos todos os raios γ de 1293 keV independentemente do instante de sua emissão, nós medimos a distribuição angular integrada em tempo e o fator de perturbação também é integrado em tempo, isto é, $G_2(\infty)$.

Na seção IV-D-1) tinha sido adotado o valor $A_2 = 0.306$ (IV-9). Utilizando este valor de A_2 podemos determinar os fatores de perturbação $G_2(\infty)$ a partir dos $A_2 G_2(\infty)$ medidos, em função do alvo gasoso.

A variação de $G_2(\infty)$ com a pressão está representada na figura 16.

FIGURA 16 - Variação de fator de atenuação $G_2(\infty)$ da transição de 1293.6 keV com a pressão.

A incerteza em $G_2(\infty)$ inclui apenas a incerteza experimental de $A_2G_2(\infty)$ e não inclui a incerteza no valor adotado de A_2 , pois ela não afeta a variação de $G_2(\infty)$ com a pressão, mas apenas os seus valores absolutos e o nosso interesse era estudar a variação de $G_2(\infty)$ com o maior detalhe possível.

Um dos objetivos do nosso trabalho é explicar quantitativamente esta variação, e isto vai ser feito nos próximos capítulos.

V - CÁLCULO DO FATOR DE ATENUAÇÃO $G_2(\infty)$

Na seção D do capítulo anterior, apresentamos os resultados experimentais sobre a variação do fator de atenuação $G_2(\infty)$ da transição de 1293 keV em função da pressão (figura 16).

Neste capítulo, será discutida a natureza da interação perturbadora e sua dependência com o tempo. As evidências experimentais e hipóteses, que permitiram determinar os estados atômicos mais prováveis e sua variação com o tempo, permitindo consequentemente o conhecimento da variação da interação hiperfina com o tempo, serão apresentados no próximo capítulo.

Neste capítulo será apresentado o cálculo do fator de atenuação $G_2(\infty)$ efetuado com dois modelos diferentes de mecanismo de perturbação.

O primeiro modelo supõe que a interação varia muito rapidamente durante o freiamento e portanto a teoria de Abraham-Pound é aplicável nesta fase. Depois de freiado, supõe-se que o núcleo está sujeito a uma interação hiperfina estática. Este modelo funciona bem para as pressões maiores de 200 torr, reproduzindo o andamento de $G_2(\infty)$ com a pressão de uma maneira quantitativa. Nas pressões menores de 100 torr, onde a variação da interação com o tempo não é muito rápida e onde a separação em uma interação que varia rapidamente com o tempo e outra estática é artificial, este modelo não deve funcionar bem.

O segundo modelo não supõe que a interação varia muito rapidamente durante a vida média nuclear, e representa a interação como uma sucessão de interações estáticas. O cálculo com este modelo acompanha a evolução média de um átomo durante e depois do seu freiamento, estendendo este comportamento para

todos os átomos. Este modelo dá um acordo qualitativo em todas as pressões, reproduzindo a variação geral de $G_2(\infty)$ com a pressão. No entanto, este acordo não é quantitativo pois o valor de $G_2(\infty)$ calculado por este modelo está 50 a 100% acima do valor medido em todas as pressões.

V-A) Interação Hiperfina

A interação hiperfina pode ser definida como a interação entre os campos eletromagnéticos criados no núcleo pelos elétrons do átomo e os multipolos eletromagnéticos do núcleo.

No caso do átomo de potássio produzido no argônio gasoso podemos supor que este é o único mecanismo que causa a perturbação do núcleo, pois a interação do núcleo com os campos eletromagnéticos produzidos pelos átomos vizinhos é desprezível, já que o núcleo excitado é produzido e se desexcita num meio gasoso. O único efeito dos átomos vizinhos são as colisões que podem contribuir para a variação da interação hiperfina com o tempo.

O termo mais importante da interação hiperfina é o termo de dipolo magnético. Em primeira aproximação a estrutura hiperfina dos átomos é explicada supondo somente a interação de dipolo magnético e o termo quadrupolar é uma correção importante somente nos casos dos núcleos com momento de quadrupolo elétrico muito grande (Cas36). Quando o momento angular total da camada eletrônica é $j = 0$ ou $1/2$, devido à simetria esférica da distribuição de carga dos elétrons, a interação quadrupolar é nula.

O átomo de potássio neutro K^0 tem 19 elétrons, que no estado fundamental apresentam uma configuração $4^2S_{1/2}(1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 4s)$, isto é, os 18 elétrons formam um caroço de subcamadas fechadas e o último elétron está no estado $4^2S_{1/2}$.

Os primeiros estados excitados correspondem a elevar o elétron 4s para as camadas 4p, 5s, 3d, 5p e assim por diante. Os estados excitados, que envolvem excitação do caroço tem energia de excitação acima do potencial de ionização e devido a isto são chamados estados autoionizantes (Fe 63). Os primeiros estados autoionizantes apresentam um buraco na camada $3p^6$ e os dois elétrons podem ter configuração 4s4s, 4s4p, 4s3d, etc. Os níveis de energia do átomo de potássio K^0 estão indicados na figura 17.

FIGURA 17 - Níveis de energia do átomo e ion de potássio K^0 e K^+

O ion de potássio K^+ em seu estado fundamental tem configuração $3s^2 3p^6$, isto é, 18 elétrons formando subcamadas fechadas. Os primeiros estados excitados começam 20 eV acima do estado fundamental e apresentam um buraco na camada 3p e um elétron na camada 4s, 3d, 4p, etc. Os níveis de energia do ion K^+ também estão indicados na figura 17.

O ion de potássio K^{++} tem configuração $3s^2 3p^5$ em seu estado fundamental, isto é, um buraco na camada 3p. Seu primeiro estado excitado é $3s 3p^6$, isto é, um buraco na camada 3s e a camada 3p completa.

Vamos, agora, examinar os campos magnéticos e gradientes de campos elétricos criados pelas configurações eletrônicas acima consideradas. Existem medidas de acoplamento hiperfino magnético e elétrico para vários estados do átomo de potássio, que permitem calcular exatamente os campos extranucleares (Ful 69, Zim 69, Chan 71, Ko 58, Sp 68). Para os estados nos quais não há medidas, os campos extranucleares foram estimados usando a fórmula semiempírica de Kopferman (Ko 58). Resumimos todas as informações na tabela 4.

Utilizando estas quantidades determinamos a razão entre as energias de interação quadrupolar elétrica e dipolar magnética (Cas36) para o estado excitado $4^2P_{3/2}$ do átomo neutro ^{39}K , quando seu núcleo está no estado fundamental, e obtemos:

$$\frac{\Delta E_{el}}{\Delta E_{mag}} = 0.02 \quad (V-1)$$

Para os outros estados esta razão é desta mesma ordem de grandeza ou é nula (estados com $j=0, 1/2$) e por isto vamos desprezar a interação quadrupolar em face à interação dipolar magnética.

Átomo K ⁰			
configuração	$\overline{B(0)}$ (Gauss)	$\frac{\partial^2 \overline{V}}{\partial Z^2}(0)$ (V/m ²)	observação (referência)
4 ² S _{1/2}	5.803x10 ⁵	0	medida experimental (Blo60)
4 ² P _{1/2}	0.725x10 ⁵	0	" " (Bu 57)
4 ² P _{3/2}	0.460x10 ⁵	2.1x10 ²¹	" " (Zim69)
5 ² S _{1/2}	1.521x10 ⁵	0	calculado (Ko58, Chan 71)
5 ² P _{1/2}	0.226x10 ⁵	0	medida experimental (Ne68)
5 ² P _{3/2}	0.147x10 ⁵	0.69x10 ²¹	" " (Ne68)
3 ² D _{5/2,3/2}	~0.5x10 ⁵	~10 ²¹	estimado (Sp68)
3p ⁵ 4s4p	26.41x10 ⁵	59.3x10 ²¹	medida experimental (Sp68)
3p ⁵ 4s3d	23.43x10 ⁵	59.3x10 ²¹	" " (Sp68)
Ion K ⁺			
3p ⁶	0	0	
3p ⁵ 4s	~10x10 ⁵	60x10 ²¹	estimado (Sp68)
3p ⁵ 4p	~6.5x10 ⁵	60x10 ²¹	" (Sp68)
3p ⁵ 3d	~6.0x10 ⁵	60x10 ²¹	" (Sp68)
Ion K ⁺⁺			
3s ² 3p ⁵	5x10 ⁵ G	158x10 ²¹	estimado (Sp68)
3s 3p ⁶	71x10 ⁵ G	0	" (Sp68)

TABELA 4 - $\overline{B(0)}$ e $\frac{\partial^2 \overline{V}}{\partial Z^2}(0)$ são respectivamente o campo magnético e o gradiente de campo elétrico médios criados no núcleo pelos elétrons do átomo ou do ion de potássio livre.

Por outro lado, o momento de dipolo magnético do estado de 1293 keV do ⁴¹K foi medido (Ble 69) e seu valor é $\mu = +4.41 \pm 0.05$ mn.

A frequência de Larmor (definida com $\omega_L = \frac{B(0)\mu}{\hbar I}$) é,

no estado de 1293 keV, $\omega_L = 6.04 \times 10^3 B(0) \text{ seg}^{-1}$ onde $B(0)$ é dado em Gauss.

V-B) Variação da interação hiperfina com tempo

Quando o núcleo de ^{40}Ar captura um próton de 1.1 MeV, o núcleo ^{41}K formado na captura terá energia cinética de recuo de 27 keV. Esta energia inicial do átomo de potássio vai ser perdida em colisões com os átomos de argônio do alvo gasoso. Depois de freiado, o átomo de potássio em movimento térmico sofrerá colisões elásticas, pois não há energia disponível para os processos inelásticos.

Vamos supor que os estados atômicos mais prováveis durante o freiamento são K^0 , K^{0*} ($3p^6 4p$) e K^+ (capítulo VI). Esses símbolos representam respectivamente o átomo neutro em estado fundamental, no primeiro estado excitado e o ion de potássio de carga +1 em estado fundamental. Chamaremos de Δt_0 e Δt_1 os intervalos de tempo que o átomo permanece nos estados de carga 0 e +1 respectivamente, sem sofrer colisões de troca de carga, e de $\Delta t'_0$ o intervalo de tempo entre colisões de excitação e desexcitação do átomo neutro. O spin do átomo excitado K^{0*} pode se reorientar em colisões com átomos de argônio, sendo Δt_{sf} o intervalo de tempo entre estas colisões do spin-flip. O intervalo de tempo Δt_{sf} depende pouco da energia e é sempre menor que $\Delta t'_0$ (capítulo VI). Em média $\Delta t_1 \sim 4\Delta t_0$.

Os campos hiperfinos e as frequências de Larmor correspondentes aos estados atômicos acima considerados (tabela 4) são:

$$\begin{array}{ll}
 B(K^0(4s)) = 5.80 \times 10^5 \text{ G} & \omega(K^0(4s)) = 3.51 \times 10^9 / \text{seg} \\
 B(K^{0*}(4p)) \cong 0.6 \times 10^5 \text{ G} & \omega(K^{0*}(4p)) \sim 0.36 \times 10^9 / \text{seg} \\
 B(K^+) = 0 & \omega(K^+) = 0
 \end{array} \quad (V-2)$$

A variação do módulo do campo hiperfino em função do tempo é calculada a partir das secções de choque de troca de carga (capítulo VI) e é representada esquematicamente nas figuras abaixo. A variação da direção do campo devido a spin-flip é representada pelas linha tracejadas.

Seja $\Delta t'_0 = \frac{\Delta t_0}{C}$ onde supomos que C é uma constante sobre toda faixa de energia. O valor de C não é conhecido, pois não se conhece a importância do processo de excitação em comparação com o de troca de carga. É conveniente, por isso, considerar os dois casos seguintes:

- Caso a) Se $C < 1$ ($\Delta t'_0 > \Delta t_0$) supõe-se que o átomo neutro está sempre em estado fundamental e a excitação nunca ocorre ($C=0$).

- Caso b) Se $C > 1$ ($\Delta t'_0 < \Delta t_0$) o átomo neutro é excitado antes de ser ionizado.

O campo médio e o tempo de correlação são bastante diferentes nos dois casos acima. Calcula-se o fator de atenuação nas duas situações, escolhendo vários valores de C e a comparação destes cálculos com os fatores de atenuação medidos permite decidir qual é o caso que ocorre na realidade.

V-C) Cálculo de $G_2(\infty)$ num primeiro modelo (Abragam-Pound modificado)

V-C-1) O modelo

Cálculos preliminares do tempo de freiamento (apêndice 3) mostram que este tempo é da ordem da vida média nuclear τ do estado de 1293 keV ($\tau \sim 10.5$ nseg) e que para pressões maiores de argônio ($p > 400$ torr) os átomos de potássio "param" antes do núcleo decair para o estado fundamental.

Vamos propor um modelo que apresenta as seguintes características principais:

a) A interação perturbativa é separada em duas partes; uma age durante o freiamento e varia rapidamente com o tempo e a outra agindo depois do freiamento é estática.

b) Utiliza-se a teoria de Abragam-Pound para calcular o fator de atenuação correspondente à fase de freiamento, isto é, supõe-se que $\tau_C \ll \tau$ e $\bar{\omega}\tau_C \ll 1$ durante o freiamento.

Com estas hipóteses o fator de atenuação integrado em tempo é escrito como:

$$G_2(\infty) = \frac{\int_0^\infty e^{-t/\tau} G_2(t) dt}{\int_0^\infty e^{-t/\tau} dt} = \frac{1}{\tau} \int_0^\infty e^{-t/\tau} G_2(t) dt = \frac{1}{\tau} \int_0^{t_f} e^{-t/\tau} e^{-\lambda_2 t} dt +$$

$$+ \frac{1}{\tau} \sum_i \int_{t_f}^\infty F_i e^{-t/\tau} e^{-\lambda_2 t_f} G_2^i(t) dt \quad (V-3)$$

O primeiro termo na soma se refere ao freiamento do potássio no argônio gasoso. Supõe-se que durante o freiamento a mesma interação média age sobre todos os núcleos de potássio e esta interação varia rapidamente com o tempo. O fator de atenuação então é calculado pela teoria de Abragam-Pound (Ab 53) supondo $G_2(t) = e^{-\lambda_2 t}$ quando $t < t_f$.

A partir de um dado instante t_f supomos que os átomos não mudam mais de estado atômico (pelo menos durante um intervalo de tempo suficientemente longo para que os núcleos ^{41}K decaiam do estado 1293 keV para o estado fundamental). Supomos que no instante t_f todos os núcleos apresentam o mesmo fator de atenuação $G_2(t_f) = e^{-\lambda_2 t_f}$. A partir do instante t_f a interação não é mais igual para todos os átomos, mas os átomos que permanecem no estado atômico i terão uma perturbação $G_2^i(t)$. Assim supõe-se que a perturbação num instante $t > t_f$ seja o produto do fator comum $e^{-\lambda_2 t_f}$ com o fator $G_2^i(t)$ que age a partir do instante t_f . Chamando de F_i a fração percentual dos átomos nos estados i , a fração dos núcleos que no instante t apresentam esta perturbação será $F_i e^{-t/\tau}$.

No nosso caso define-se t_f como sendo o instante no qual os ions K^+ passam a permanecer um intervalo de tempo da ordem da vida média nuclear τ sem mudar de carga, pois a maior parte ($F_1 \sim 93\%$) dos átomos está em estado iônico K^+ e o intervalo de tempo Δt_1 que permanecem neste estado é muito maior que o intervalo de tempo Δt_0 . Com esta escolha de t_f os átomos que no instante t_f estão no estado iônico K^+ sofrerão uma interação nula a partir de t_f ($\omega(\text{K}^+) = 0$) e não serão mais perturbadas ($G_2^1(t) = 1$). Os átomos que estão neutros no instante t_f ainda poderão mudar de carga ou de excitação em instantes posteriores a t_f , mas como formam apenas uma fração pequena do to

tal é suficiente examinar os casos limites nos quais são totalmente perturbados ($G_2^0(t) = 0$) ou não são nada perturbados ($G_2^0(t) = 1$) a partir de t_f .

A teoria de Abragam-Pound, só é aplicável nos casos quando a interação perturbativa varia ao acaso em função do tempo e do espaço, sendo $\tau_C \ll \tau$ e $\bar{\omega}\tau_C \ll 1$ onde τ_C é o tempo de correlação, τ é a vida média nuclear e $\bar{\omega}$ é a frequência de Larmor média.

A primeira condição foi suposta como satisfeita, pois as colisões inelásticas responsáveis pela variação da interação acontecem ao acaso entre átomos livres.

Para verificar a hipótese de que a interação varia rapidamente ($\tau_C \ll \tau$) até o instante $t = t_f$, vamos considerar uma sucessão de colisões de troca de carga. Por simplicidade podemos supor que não há excitação e os átomos e ions estão no estado fundamental. Esta hipótese na realidade não é restritiva, pois a excitação de K^0 , se houver, tem o efeito de reduzir o tempo τ_C ainda mais.

Vamos supor que no instante $t = 0$ o átomo cuja evoluçã*o* iremos observar está no estado K^+ . O intervalo de tempo médio que o ion em recuo permanece no estado K^+ é $\Delta t_1 = \frac{1}{nv\sigma_{10}}$ on*de* n é igual ao número de átomos de Ar por unidade de volume, v é a velocidade de recuo e σ_{10} é a secçã*o* de choque de captu*ra* de elétron pelo K^+ . Se em seguida o átomo K^0 perder um elétron em colisão com os átomos de Ar, o intervalo de tempo médio que permaneceu em estado K^0 é dado por $\Delta t_0 = \frac{1}{nv\sigma_{01}}$ onde σ_{01} é a secçã*o* de choque de ionização do K^0 . Então, em média teremos colisões de troca de carga nos instantes Δt_1 , $\Delta t_1 + \Delta t_0$, $\Delta t_1 + \Delta t_0 + \Delta t_1$, etc. Δt_0 e Δt_1 são funções conhecidas da ener*gia*, pois a dependência de σ_{01} , σ_{10} e v com a energia é conhecida. Para construir a sequê*nc*ia dos Δt_0 e Δt_1 é necessário conhecer a dependência da energia de recuo com o tempo, a fim

de converter $\Delta t(E)$ em $\Delta t(t)$ (Apêndice 3).

Hã várias evidências experimentais (Si 64, Ben 68) , inclusive medidas de alcance de ions Ar^+ de 40 keV em Ar (Ev 53), de que os alcances reais são 40-50% maiores do que os alcances previstos pela teoria de Lindhard. Por isto utilizou-se um poder de freiamento $\frac{dE}{dX}$ que é um fator 1.5 vezes menor do que o $\frac{dE}{dX}$ de Lindhard (apêndice 3), para calcular o alcance e o tempo de freiamento de K em Ar e converter energia de recuo em tempo.

A sucessão mais provável dos intervalos Δt_0 e Δt_1 assim calculados para a pressão de 100 torr, está representada na figura 18.

De fato, para pressões maiores ou iguais a 100 torr a primeira dezena de intervalos são pequenos em comparação com $\tau \approx 10.5$ ns, aumentando em seguida rapidamente, passando a exceder τ . Isto acontece devido à rápida diminuição das secções de choque σ_{01} e σ_{10} quando a energia cae abaixo de 3 keV.

A separação da interação em duas partes onde a primeira varia rapidamente e a segunda é estática e portanto um hipótese razoável para pressões maiores ou iguais a 100 torr.

Para pressões abaixo de 100 torr, a separação em duas fases é bastante artificial, os intervalos de tempo aumentam gradativamente, havendo vários intervalos da ordem de τ . A perturbação varia lentamente com o tempo e o modelo proposto não se aplica.

Outra condição de validade da teoria Abragam-Pound é $\bar{\omega}\tau_C \ll 1$, onde $\bar{\omega}$ é a média temporal da frequência de Larmor e τ_C é o tempo de correlação ao fim do qual a interação muda apreciavelmente. $\bar{\omega}$ e τ_C são supostas constantes na teoria de Abragam-Pound. No nosso caso, eles dependem do tempo e τ_C não é bem definido, pois os intervalos Δt_0 , Δt_1 , $\Delta t'_0$ e Δt_{sf} que os átomos permanecem nos diversos estados são diferentes entre si.

FIGURA 18 - A variação dos intervalos de tempo Δt_0 e Δt_1 com o tempo quando a pressão do alvo é 100 torr.

Vamos porém, supor que $\bar{\omega}\tau_C$ e $\lambda_2 = 2\bar{\omega}^2\tau_C$ podem ser representados pela média temporal das quantidades $\omega_L(i)\Delta t_i$ e $2\omega_L^2(i)\Delta t_i$ onde $\omega_L(i)$ e Δt_i são frequências de Larmor e duração em tempo dos diversos estados atômicos i . Chamando de p_i a fração de tempo que os átomos permanecem nos estados i estas médias temporais são dadas por:

$$\bar{\omega}\tau_C \sim \sum_i \omega_L(i)\Delta t_i p_i \quad (V-4)$$

$$\lambda_2 = 2\bar{\omega}^2\tau_C \sim 2 \sum_i \omega_L^2(i)\Delta t_i p_i \quad (V-5)$$

- Caso a) Se supusermos que o átomo K^0 e o ion K^+ só podem estar no estado fundamental, ($C < 1$)

$$\bar{\omega}\tau_C = \omega_L(K^0(4s))\Delta t_0 p_0 + \omega_L(K^+)\Delta t_1 p_1 \quad (V-6)$$

como

$$p_0 = \frac{\Delta t_0}{\Delta t_0 + \Delta t_1}, \quad p_1 = \frac{\Delta t_1}{\Delta t_0 + \Delta t_1} \quad e \quad \omega_L(K^+) = 0 \quad (V-7)$$

então

$$\bar{\omega}\tau_C = \omega_L(K^0(4s)) \frac{\Delta t_0^2}{\Delta t_0 + \Delta t_1} \quad (V-8)$$

e

$$\lambda_2 = 2\omega_L^2(K^0(4s)) \frac{\Delta t_0^2}{\Delta t_0 + \Delta t_1} \quad (V-9)$$

- Caso b) Se supusermos que o átomo neutro pode ser excitado para o primeiro estado excitado ($3p^6 4p$), ($C > 1$)

$$\bar{\omega}\tau_C = \omega_L(K^0(4s))\Delta t_0' \frac{p_0}{2} + \omega_L(K^{0*}(4p))\Delta t_{sf} \frac{p_0}{2} + \omega_L(K^+)\Delta t_1 p_1 \quad (V-10)$$

$$\bar{\omega}\tau_C = \omega_L(K^0(4s)) \frac{\Delta t_0}{C} \frac{\Delta t_0}{2(\Delta t_0 + \Delta t_1)} + \omega_L(K^{0*}(4p)) \Delta t_{sf} \frac{\Delta t_0}{2(\Delta t_0 + \Delta t_1)} \quad (V-11)$$

Como a interação é 10 vezes menor no estado excitado que no estado fundamental, e o tempo de duração Δt_{sf} também é muito menor que $\Delta t'_0$, a contribuição do estado excitado a $\bar{\omega}\tau_C$ e a λ_2 é desprezível

$$\lambda_2 \approx 2\omega_L^2(K_0(4s)) \frac{\Delta t_0^2}{2C(\Delta t_0 + \Delta t_1)} \quad (V-12)$$

O fator de relaxação λ_2 neste caso, é $2C$ vezes menor que no primeiro caso, isto é, a excitação do átomo neutro reduz a perturbação.

Calculando $\bar{\omega}\tau_C$ nos dois casos (tabela 5) verifica-se que para pressões maiores que 100 torr a condição de validade $\bar{\omega}\tau_C < 1$ está satisfeita até $t = t_f$ onde $\Delta t_1 \sim \tau$. Para pressões menores que 100 torr a quantidade $\bar{\omega}\tau_C$ começa aproximar de 1 no caso em que não há excitação do K^0 .

			caso a) $C < 1$	caso b) $C > 1$	
E	t	Δt_1	$\bar{\omega}\tau_C$	$\bar{\omega}\tau_C (C = 10)$	$\bar{\omega}\tau_C (C = 3)$
6.4 keV	2.5 ns	0.1 ns	0.06	0.0025	0.008
1.6 keV	5.4 ns	11 ns	0.21	0.01	0.033
0.79keV	7.2 ns	31 ns	0.60	0.03	0.10
0.40keV	9 ns	109 ns	2.1	0.07	0.23
0.24keV	11 ns	240 ns	4.5	0.16	0.53

TABELA 5 - Valores de $\bar{\omega}\tau_C$ em função da energia de recuo calculados da maneira acima indicada para os casos a) ($C < 1$) e b) ($C > 1$), quando a pressão é 100 torr.

Tendo sido assim verificado que este modelo de perturbação é aplicável para pressões maiores que 100 torr, vamos calcular a partir dele o fator de atenuação $G_2(\infty)$.

V-C-2) Cálculo de $G_2(\infty)$

$$G_2(\infty) = \frac{1}{\tau} \int_0^{t_f} e^{-\lambda_2(t)t} e^{-t/\tau} dt + F_1 e^{-\lambda_2(t_f)t_f} e^{-t_f/\tau} + \frac{F_0}{\tau} e^{-\lambda_2(t_f)t_f} \int_{t_f}^{\infty} G_2^{F_0}(t) e^{-t/\tau} dt \quad (V-13)$$

Supondo os dois casos limites $G_2^{F_0}(t) = 0$ ou 1 para os átomos neutros e usando $F_1 = 0.93$ e $F_0 = 0.07$, temos que

$$G_2(\infty) = \frac{1}{\tau} \int_0^{t_f} e^{-\lambda_2(t)t} e^{-t/\tau} dt + \begin{cases} 0.93 e^{-\lambda_2(t_f)t_f} e^{-t_f/\tau} & i) \\ 1.0 \times e^{-\lambda_2(t_f)t_f} e^{-t_f/\tau} & ii) \end{cases} \quad (V-14)$$

i) quando $G_2^{F_0} = 0$ e ii) quando $G_2^{F_0} = 1$

Para calcular $G_2(\infty)$ nas diversas pressões, deve-se conhecer o fator de relaxação λ_2 como função da pressão e do tempo e o tempo t_f como função da pressão.

O tempo t e λ_2 variam inversamente com a pressão e para construir a função λ_2 (pressão, t) basta conhecer a dependência de λ_2 com o tempo para um valor da pressão.

Chamando de T e ΔT_1 respectivamente, o tempo e a duração dos diversos estados atômicos quando a pressão é 100 torr e adotando o parâmetro N definido como $N = \frac{\text{pressão (torr)}}{100}$, temos que para as outras pressões $t = \frac{T}{N}$ e $\Delta t_1 = \frac{\Delta T_1}{N}$.

Então:

$$\begin{aligned}\lambda_2(N,t) &= 2 \sum_i \omega_L^2(i) \Delta t_i p_i = 2 \sum_i \omega_L^2(i) \frac{\Delta T_1}{N} p_i = \frac{1}{N} \lambda_2(N=1,T) = \\ &= \frac{1}{N} \lambda_2(N=1,Nt)\end{aligned}\quad (V-15)$$

A dependência de t_f com a pressão é verificada analogamente, isto é, se conhecemos a função $T_f(\Delta T_1)$ então:

$$t_f = \frac{T_f}{N} = \frac{T_f(\Delta T_1)}{N} = \frac{1}{N} T_f(N=1, N\Delta t_1) \quad (V-16)$$

Os valores de $\lambda_2(N=1,T)$ e $T_f(N=1,\Delta T_1)$ foram calculados e graficados verificando uma relação aproximadamente exponencial entre λ_2 e T e entre ΔT_1 e T_f .

a) No caso em que os átomos e ions estão sempre em estado fundamental ($C = 0$)

$$\lambda_2 = \frac{18.5 \times 10^7}{N} \exp(0.319 \times 10^9 Nt) \quad (V-17)$$

$$t_f = \frac{1.13 \times 10^{-9}}{N} \ln\left(\frac{N\Delta t_1}{8.0 \times 10^{-11}}\right) \text{seg} \quad (V-18)$$

b) No caso em que o átomo neutro K^0 pode ser excitado e permanece $\Delta t'_0 = \frac{\Delta t_0}{C}$ em estado excitado ($C > 1$).

$$\lambda_2 = \frac{\lambda_2(C=0)}{2C} = \frac{9.23 \times 10^7}{NC} \exp(0.319 \times 10^9 Nt) \quad (V-19)$$

o valor de t_f sendo o mesmo que no caso anterior. Neste caso estamos supondo que os ions K^+ capturam o eletrón para formar o átomo neutro K^0 sempre em estado fundamental (σ_{10} medido = $\sigma_{10}(4s)$).

c) Se supusermos que o estado fundamental e o estado excitado podem ser formados com igual probabilidade na neutralização de K^+ , isto é, a secção de choque de captura medida é a soma destas duas secções de choque iguais: $\sigma_{10}^{\text{medido}} = \sigma_{10}(4s) + \sigma_{10}(4p)$ onde $\sigma_{10}(4s) \approx \sigma_{10}(4p)$, então os intervalos Δt_1 vão dobrar e λ_2 cae pela metade.

$$\lambda_2 = \frac{4.61 \times 10^3}{NC} \exp(0.319 \times 10^9 Nt) \quad (V-20)$$

$$t_f = \frac{1.13 \times 10^{-9}}{N} \ln\left(\frac{N \Delta T_1}{16 \times 10^{-11}}\right) \text{seg} \quad (V-21)$$

Ve-se dessa forma que todos os casos podem ser tratados, sem perda de generalidade, considerando λ_2 como escrito para o caso b), (com um valor apropriado para c)).

Assim o valor de $G_2(\infty)$ é calculado para vários valores de N de 0.1 até 10, sendo atribuídos à constante C os valores C = 0.5 (caso a)) 1 e 2. Quanto a t_f é usada a expressão dada para o caso a) com $\Delta t_1 = 5\text{ns}, 10\text{ns}, 20\text{ns}$ e 30ns . Calculou-se $G_2(\infty)$ no caso limite $G_2^{F_0} = 0$, em que depois de t_f a fração $F_0 \sim 7\%$ de neutros são totalmente perturbados. Os resultados dos cálculos estão na figura 19.

V-C-3) Discussão dos resultados

Observando os resultados (figura 19) vemos que este modelo prevê corretamente o andamento de $G_2(\infty)$ com a pressão para $N \geq 2$ (pressão 200 torr).

$G_2(\infty)$ é a soma de dois termos $G_2(0-t_f)$ e $G_2(t_f-\infty)$,

onde

$$G_2(0-t_f) = \frac{1}{\tau} \int_0^{t_f} e^{-\lambda_2 t} e^{-t/\tau} dt$$

é o fator de atenuação correspondente ao freiamento, e

FIGURA 19 - Os fatores de atenuação $G_2(\infty)$ em função da pressão, calculados pelo primeiro modelo (Abragam-Pound modificado) e os fatores $G_2(\infty)$ experimentais da transição de 1293 keV. As curvas contínuas correspondem ao caso a) ($C < 1$) com $\Delta t_1 = 5\text{ ns}$, 10 ns , 20 ns e 30 ns , as curvas traço e ponto ao caso b) ($C = 1$) com $\Delta t_1 = 10\text{ ns}$ e $C = 2$, $\Delta t_1 = 10\text{ ns}$. A curva tracejada foi calculada com ($C < 1$), $\Delta t_1 = 10\text{ ns}$ e $F_1 = 0.8$.

$$G_2(t_f^{-\infty}) = F_1(t_f) e^{-\lambda_2(t_f)t_f - t_f/\tau}$$

é o fator correspondente ao período posterior ao freiamento.

Pressões altas ($N \geq 2$, isto é, pressão ≥ 200 torr).

O primeiro termo $G_2(0-t_f)$ depende de duas maneiras da pressão:

a) através de λ_2 , devido à dependência de Δt_i com a pressão;

b) através de t_f .

Quando a pressão aumenta, os Δt_i diminuem, λ_2 diminui e o fator $e^{-\lambda_2 t}$ aumenta, portanto $G_2(0-t_f)$ tende a aumentar. Mas ao mesmo tempo o tempo de freiamento t_f diminui, o tempo durante o qual a perturbação age diminui e conseqüentemente $G_2(0-t_f)$ tende a diminuir. Devido à competição entre estas duas variáveis λ_2 e t_f o fator de atenuação $G_2(0-t_f)$ apresenta um máximo em função da pressão entre 50 e 100 torr.

Para pressões maiores $G_2(0-t_f)$ cai porque t_f diminui e para pressões menores cai porque λ_2 aumenta. O valor de $G_2(0-t_f)$ é praticamente insensível ao valor do parâmetro C.

A subida de $G_2(\infty)$ para pressões altas é devido exclusivamente ao aumento de $G_2(t_f^{-\infty})$ com o aumento de pressão. Quanto maior a pressão, mais rapidamente o átomo de potássio é freiado e mais tempo o núcleo passa na fase pós-freiamento. Também, λ_2 diminui devido ao aumento de pressão. As duas variáveis t_f e λ_2 agem no mesmo sentido de aumentar $G_2(t_f^{-\infty})$ para pressões maiores.

O valor da pressão, a partir da qual o termo $G_2(t_f^{-\infty})$ começa tornar-se importante, depende fortemente de t_f e conseqüentemente do poder de freiamento $\frac{dE}{dX}$ utilizado. De quanto $G_2(t_f^{-\infty})$ contribui para $G_2(\infty)$ a partir desta pressão, depende de t_f , mas também depende de λ_2 , isto é, do produto

$\frac{\omega^2(4s)}{C} \frac{\Delta t_0^2}{\Delta t_0 + \Delta t_1}$ e da fração $F_1(t_f)$, fração de ions de potásio K^+ no instante t_f .

Portanto, o fato de $G_2(t_f^{-\infty})$ calculado começar ser importante na pressão de 200 torr, onde o $G_2(\infty)$ medido começa aumentar indica que os tempos de freiamento t_f e o poder de freiamento $\frac{dE}{dx}$ utilizados (apêndice 3) estão corretos.

Para $C \approx 0.5$, o fator $G_2(\infty)$ calculado para os quatro valores prováveis de t_f (por exemplo: $\Delta t_1 = 5ns, 10ns, 20ns$ e $30ns$ implica em $t_f = 2.7ns, 3.1ns, 3.5ns$ e $3.7ns$ para 200 torr). ajusta bastante bem com as medidas experimentais para pressões maiores ou iguais a 200 torr. Isto indica, que não apenas o t_f , mas o $\lambda_2(t_f)$ e $F_1(t_f)$ utilizados, também estão corretos. A inclinação da curva calculada é ligeiramente maior do que a da curva medida na região $p > 200$ torr, isto é, para pressões altas o $G_2(\infty)$ calculado tende mais rapidamente a 1 do que as medidas indicam. Essa tendência poderia no entanto, ser compensada supondo que o valor de $F_1(t_f)$ seja menor que 93% (ver página 123), isto é, da ordem de 80-85%. Na figura está indicado o valor de $G_2(\infty)$ para $C = 0.5$ e $\Delta t_1 \approx 10ns$ supondo $F_1 = 80\%$ e os restantes 20% totalmente perturbados e o acordo com os dados experimentais é excelente.

Para $C = 1$ ou $C = 2$ o valor de $G_2(\infty)$ calculado é alto demais em todas as pressões. Quando o átomo neutro K^0 pode ser excitado ($C \geq 1$) o núcleo é menos perturbado, pois o campo hiperfino e o tempo de correlação são menores no estado excitado.

O valor de $G_2(\infty)$ neste modelo não é sensível a Δt_0 , a p_0 , a ω^2 ou a C separadamente, mas apenas ao seu produto λ_2 . O único parâmetro livre em λ_2 é a constante C . O fator ω_L^2 está determinado com boa precisão (tabela 4). Há duas séries de

medidas das secções de choque σ_{01} e σ_{10} que diferem por fator 2 no valor das secções de choque, mas a razão entre elas σ_{01}/σ_{10} é a mesma nas duas séries de medidas (capítulo VI). Por isso, os valores de $p_0 = \frac{\Delta t_0}{\Delta t_0 + \Delta t_1} = \frac{\sigma_{10}}{\sigma_{10} + \sigma_{01}}$, e da fração F_1 são razoavelmente seguros, podendo apresentar incerteza da ordem de 10% no máximo. Já os intervalos Δt_0 apresentam a mesma incerteza (100%) que a secção de choque σ_{01} . No cálculo de λ_2 (equação V-19) usamos as medidas de σ_{01} e σ_{10} feitas pelo grupo russo (Ki 65, Og 66) por se estenderem até energias mais baixas (1-3 keV). Se usarmos a outra série de medidas (Lo 70) os Δt_0 e Δt_1 aumentam por um fator 2. Neste caso haveria bom ajuste de $G_2(\infty)$ para $C = 1$, pois dobrando Δt_0 e dobrando C o valor de λ_2 se mantém inalterado. Como o ajuste é feito para vários valores de t_f ($\Delta t_1 = 5\text{ns}, 10\text{ns}, 20\text{ns}, 30\text{ns}$) a possibilidade de Δt_1 dobrar está incluída nos ajustes. Isto é, o ajuste não é muito sensível ao valor de σ_{01} e σ_{10} , mas apenas à razão entre elas devido à existência do parâmetro livre C .

Supondo que este modelo esteja correto, o ajuste de $G_2(\infty)$ medido confirma a hipótese de C constante e levando em conta a incerteza em Δt_0 , permite concluir que o valor de C está entre 0.5 e 1. Isto é, a secção de choque de excitação do primeiro estado excitado do átomo neutro de potássio K^0 em colisão com átomos de Ar nas energias de 0 até 27 keV é menor ou igual à secção de choque de ionização do K^0 , não podendo ser maior.

Para verificar a sensibilidade do ajuste de $G_2(\infty)$ por este modelo, modificamos o poder de freiamento $\frac{dE}{dX}$ por um fator 2, mantendo os σ_{01} e σ_{10} inalterados. Não se conseguiu acordo com os dados experimentais para nenhum valor de C , pois $G_2(t_f - \infty)$ começava a ser importante apenas nas pressões de 800-1000 torr.

Nenhuma modificação razoável em Δt_0 e Δt_1 conseguia compensar este efeito, mostrando que o ajuste é especialmente sensível a $\frac{dE}{dX}$, não sendo possível compensar facilmente esta dependência com variações de λ_2 .

Pressões baixas ($N < 2$ isto é, pressão < 200 torr)

Quando a pressão diminui, λ_2 e t_f aumentam e $G_2(t_f - \infty)$ diminui monotonicamente. O fator $G_2(0 - t_f)$ apresenta máximo entre 50 e 100 torr e para pressões abaixo de 50 torr diminui monotonicamente com a diminuição da pressão.

$$\text{No limite } N \rightarrow 0 \quad \lambda_2, t_f \rightarrow \infty \quad \left. \begin{array}{l} G_2(0 - t_f) \rightarrow 0 \\ G_2(t_f - \infty) \rightarrow 0 \end{array} \right\} G_2(\infty) \rightarrow 0 \quad (\text{V-22})$$

No entanto, pelos dados experimentais vemos que $G_2(\infty)$ aumenta para as pressões menores (pressão < 100 torr). Já vimos que a teoria de Abragam-Pound não é correta nas pressões baixas ($N < 1.0$) onde a condição $\bar{\omega}\tau_C \ll 1$ deixa de ser satisfeita. Observando a sucessão de intervalos Δt_1 e Δt_0 (figura 18) vemos que a separação em duas fases, uma com a perturbação rapidamente variável com o tempo e outra estática a partir de t_f , é bastante artificial nessas pressões mais baixas. Os intervalos Δt aumentam gradativamente e o modelo que usamos para expressar $G_2(\infty)$ não funciona bem. É fácil escrever uma nova expressão para $G_2(t)$ no limite $N \rightarrow 0$ onde os intervalos $\Delta t_i \rightarrow \infty$ e portanto cada átomo sofrerá uma interação estática, característica de seu estado atômico i no instante $t = 0$ da captura:

$$\lim_{N \rightarrow 0} G_2(t) = \sum_i F_i(t=0) G_2^i(t) \quad (\text{V-23})$$

onde

$$G_2^i(t) = \sum_{FF'} \frac{(2F+1)(2F'+1)}{2j+1} \left\{ \begin{array}{c} I \quad Fj \\ F' \quad Ik \end{array} \right\}^2 e^{-i\omega_{FF'}t} \quad (\text{V-24})$$

é o fator de atenuação para interação hiperfina magnética estática (Fra 64). $\vec{F} = \vec{I} + \vec{J}$ onde $\vec{I}$ e $\vec{J}$ são spins do núcleo e da camada eletrônica e $\omega_{FF'} = \frac{E_F - E_{F'}}{\hbar}$ onde E_F e $E_{F'}$ são autovalores da Hamiltoniana da interação hiperfina.

Chamamos de $A(N,t)$ a fração dos átomos que não sofreram nenhuma colisão de troca de carga e de $B(N,t)$ a fração dos que sofreram troca de carga até o instante t . Então: $A(N,t) + B(N,t) = 1$.

Obviamente, nas pressões utilizadas $A(N,t) = 0$ e $B(N,t) = 1$ para $t \geq t_f$.

Então:

$$G_2(\infty) = \frac{1}{\tau} \int_0^{t_f} \{A(N,t) F_1(t=0) G_2^1(t) + B(N,t) e^{-\lambda_2 t}\} e^{-t/\tau} dt +$$

$$+ F_1(t_f) e^{-\lambda_2(t_f)} e^{-t_f/\tau} \quad (V-25)$$

Enquanto $A(N,t) \sim 0$, diminuindo a pressão, o fator $G_2(\infty)$ calculado diminui. Para pressões menores, onde $A(N,t)$ começa ganhar importância, diminuindo a pressão, o fator $G_2(\infty)$ calculado vai subir, tendendo a um valor finito no limite $N \rightarrow 0$.

A contribuição da fração $A(N,t)$ no primeiro termo deve ser desprezível nas pressões utilizadas na experiência, pois mesmo na pressão de 10 torr ($N = 0.1$) os átomos sofrem colisões de troca de carga com intervalos de ordem de 1 ns, isto é, durante a vida média nuclear sofrem várias trocas de carga. Para pressões muito menores ($N \leq 0.02$) os intervalos Δt_0 e Δt_1 são da ordem de τ e a fração $A(N,t)$ começa ganhar importância.

Então, de acordo com este modelo, o fator $G_2(\infty)$ calculado deve começar subir nas pressões $N \leq 0.02$, onde a fração $A(N,t)$ começa ser importante. No entanto, o $G_2(\infty)$ medido começa subir para pressões muito maiores ($N \leq 0.5$), onde a fração

$A(N,t)$ ainda é desprezível.

Isto é, o aumento de $G_2(\infty)$ nas pressões $N \leq 0.5$ não é explicado por este modelo, nem quando incluímos a modificação estática no limite $N \rightarrow 0$. Isto é, a aproximação da perturbação por uma soma de perturbação rapidamente variável e estática não está correta nas pressões baixas onde a perturbação ainda não deve ser considerada estática, embora também não varie rapidamente com o tempo.

Para calcular $G_2(\infty)$ nestas pressões deve se usar um modelo que não supõe $\tau_C \ll \tau$ e isto será feito na próxima seção deste capítulo (V-D).

Em resumo, este modelo funciona bem na região de pressões maiores de 200 torr, onde a separação da interação é uma hipótese razoável e onde as condições de validade de teoria de Abragam-Pound estão satisfeitas, e não funciona nem qualitativamente nas pressões entre 20 e 100 torr.

V-D) Cálculo de $G_2(\infty)$ num modelo esquemático que não supõe $\tau_C \ll \tau$ (Scherer modificado)

V-D-1) Modelo esquemático

O modelo que apresentaremos a seguir não usa a aproximação $\tau_C \ll \tau$, isto é, não supõe que a interação varia muito rapidamente durante a vida média nuclear, aplica-se para qualquer valor de τ_C .

A formulação matemática deste modelo se baseia em um trabalho de Scherer (Sche 70), embora haja uma diferença grande nas hipóteses utilizadas aqui.

No modelo de Scherer temos um gás em equilíbrio térmico. Portanto, o intervalo médio entre colisões inelásticas, identificado com o tempo de correlação τ_C , é constante no tem-

po. As colisões inelásticas são apenas de spin-flip, o módulo do spin eletrônico j é constante com o tempo e é o mesmo para todos os átomos.

Em contraposição no presente caso devemos considerar o processo de freiamento. A situação não é estacionária e τ_C é uma função do tempo. Devido às colisões de troca de carga, o módulo de j varia com o tempo. Vamos apresentar em mais detalhe todas as hipóteses feitas para caracterizar o nosso modelo:

1) Nosso modelo se aplica a átomos (de potássio) se freiando em um gás monoatômico (argônio). Todos os átomos de K tem inicialmente o núcleo no mesmo estado (1293 keV), sendo o instante inicial $t = 0$ o instante da formação deste estado nuclear. Seja $|Ijmn\rangle = |Im\rangle|jn\rangle$ o vetor de estado do átomo K na representação não acoplada e $|FM\rangle$ na representação acoplada, sendo I e j os spins do núcleo e da camada eletrônica respectivamente e m, n as projeções destes spins na direção do eixo de quantização (direção do feixe incidente) e $\vec{F} = \vec{I} + \vec{j}$ sendo M a sua projeção no eixo de quantização.

2) O estado $|Ijmn\rangle$ é perturbado devido à interação hiperfina entre $\vec{I}$ e $\vec{j}$. A Hamiltoniana que descreve a interação hiperfina é H e seus autoestados são $|FM\rangle$.

3) A única interação entre os átomos (K e Ar) se dá através de colisões, e elas são classificadas de acordo com seu efeito sobre o átomo que está se freiando (K). Colisões inelásticas são aquelas nas quais ocorre troca de carga ou de excitação e o valor de j e a interação hiperfina sofrem variação. Supomos que os $2j+1$ valores da projeção n são igualmente prováveis depois das colisões inelásticas.

Colisões elásticas, que não tem efeito sobre os spins eletrônicos j e consequentemente sobre a interação são mais

numerosas que as inelásticas nesta região de energia de recuo.

4) O tempo de colisão é muito curto comparado com outros tempos como por exemplo o intervalo de tempo entre as colisões.

5) O conjunto de todos os átomos pode ser caracterizado no instante $t = 0$ por uma distribuição de probabilidades $\frac{P_m(0)P_j(0)}{2j+1}$ de se encontrar no subestado nuclear m e no estado eletrônico $|jn\rangle$, isto é, a matriz densidade é diagonal em m , j e n no instante $t = 0$.

6) O fator de atenuação é calculado para um subconjunto dos átomos, no qual todos apresentam o mesmo j inicial ($P_j(0) = 1$) e todos tem a mesma evolução com o tempo, isto é, devido às mesmas colisões inelásticas ocorridas nos mesmos instantes $t_1 t_2 \dots$ apresentam a mesma sequência de spins j, j_1, j_2 etc.

7) Supomos que o conjunto de todos os átomos de K se comporta aproximadamente como o subconjunto acima considerado e o fator $G_2(\infty)$ calculado para este subconjunto representa pelo menos esquematicamente o fator de atenuação real do conjunto de todos os átomos de potássio.

O fator de atenuação é calculado nestas condições utilizando o formalismo de matriz densidade (Sche 70). Em primeiro lugar vamos mostrar que a matriz densidade permanece diagonal em m para o subconjunto considerado durante a vida média do estado nuclear I. O operador densidade que descreve este subconjunto no instante $t = 0$ é:

$$\rho(0) = \sum_{mn} |Ijmn\rangle \frac{P_m(0)}{2j+1} \langle Ijmn| \quad (V-26)$$

Este mesmo operador na representação acoplada é:

$$\rho(0) = \sum_{mn} \sum_{FF'M} (I_{jmn}|FM) |FM\rangle \frac{P_m(0)}{2j+1} \langle F'M| (I_{jmn}|F'M) \quad (V-27)$$

Para calcular o operador densidade no instante t , supondo que até t não houve nenhuma colisão inelástica (e portanto j não mudou) devemos aplicar o operador de evolução temporal $\Lambda(t) = e^{-\frac{iHt}{\hbar}}$

$$\rho(t) = \Lambda(t) \rho(0) \Lambda^\dagger(t) = \sum_{mn} \sum_{FF'M} (I_{jmn}|FM) (I_{jmn}|F'M) \frac{P_m(0)}{2j+1} \times e^{-i\omega_{FF'}t} |FM\rangle \langle F'M| \quad (V-28)$$

onde $\omega_{FF'} = (E_F - E_{F'})/\hbar$ e $E_F, E_{F'}$ são autovalores de Hamiltoniana H .

Vamos verificar se a matriz densidade no instante t é diagonal na representação $|I_{jmn}\rangle$:

$$\begin{aligned} \rho(t)_{I_{jm_1n_1}, I_{jm_2n_2}} &= \langle I_{jm_1n_1} | \rho(t) | I_{jm_2n_2} \rangle = \\ &= \sum_{mn} \sum_{FF'M} (I_{jmn}|FM) (I_{jmn}|F'M) (I_{jm_1n_1}|FM) (I_{jm_2n_2}|F'M) \frac{P_m(0)}{2j+1} \cdot e^{-i\omega_{FF'}t} \end{aligned} \quad (V-29)$$

Como estamos interessados apenas nas variáveis m e j podemos tomar o traço sobre os n :

$$\rho(t)_{I_{jm_1}, I_{jm_2}} = \sum_{n'} \rho(t)_{I_{jm_1n'}, I_{jm_2n'}} \delta_{m_1m_2} \quad (V-30)$$

e a matriz é diagonal em m .

Chamando

$$\sum_{nn'M} (Ijmn|FM) (Ijmn|F'M) (Ijm_1n'|FM) (Ijm_1n'|F'M) \frac{1}{2j+1} = C(mm_1j) \quad (V-31)$$

$$\rho(t)_{Ijm_1, Ijm_1} = \sum_m P_m(0) \sum_{FF'} C(mm_1j) e^{-i\omega_{FF'}t} = P_{m_1}(t) \quad (V-32)$$

é a probabilidade do núcleo estar no subestado m_1 no instante t .

A quantidade $\sum_{FF'} C(mm_1j) e^{-i\omega_{FF'}t} = P_{mm_1}(t)$ é a probabilidade condicional do núcleo estar no estado m_1 no instante t , se ele estava no estado m no instante $t=0$

$$\therefore P_{m_1}(t) = \sum_m P_m(0) P_{mm_1}(t) \quad (V-33)$$

Supondo que no instante $t=t_1$ ocorre a primeira colisão inelástica no qual o spin eletrônico de todos os átomos do subconjunto considerado muda de j para j_1 , o operador densidade no instante $t = t_1$ é:

$$\rho(t_1) = \sum_{m_1n_1} |Ij_1m_1n_1\rangle \frac{P_{m_1}(t_1)}{2j_1+1} \langle Ij_1m_1n_1| \quad (V-34)$$

O núcleo não é afetado no instante da colisão, apresentando a distribuição de probabilidade $\frac{P_{m_1}(t_1)}{2j_1+1}$ de estar no estado $|Ij_1m_1n_1\rangle$.

Usando o mesmo raciocínio anterior, é fácil mostrar que a matriz densidade continua diagonal em m e a probabilidade do núcleo estar no subestado m_2 no instante t , se no instante t_1 o átomo sofreu uma colisão inelástica (passando de j para j_1) é

$$\begin{aligned} P_{m_2}(t) &= \sum_{m_1} P_{m_1}(t_1) \sum_{F_1F'_1} C(m_1m_2j_1) e^{-i\omega_{F_1F'_1}(t-t_1)} = \\ &= \sum_{m_1} P_{m_1}(t_1) P_{m_1m_2}(t, t_1) \end{aligned} \quad (V-35)$$

$$P_{m_2}(t) = \sum_{mm_1} P_m(0) P_{mm_1}(t_1) P_{m_1 m_2}(t, t_1) \quad (V-36)$$

Então a probabilidade do núcleo estar no subestado m' depois de haver s colisões inelásticas nos instantes $t_1 t_2 \dots t_s$ é dado por:

$$P_{m'}^{(s)}(t) = \sum_{mm_1 \dots m_s} P_m(0) P_{mm_1}(t_1) \dots P_{m_s m'}(t, t_s) \quad (V-37)$$

Vamos estabelecer a relação destas probabilidades com o fator de atenuação definido na equação II-34. Vamos supor que estamos no intervalo entre $t=0$ e $t=t_1$, isto é, nenhuma colisão ocorreu até o instante considerado. A probabilidade do subestado nuclear passar de m para m_1 no tempo t é:

$$P_{mm_1}(t) = |\langle Im_1 | \Lambda(t) | Im \rangle|^2 = \sum_{FF'} C(mm_1 j) e^{-i\omega_{FF'} t} \quad (V-38)$$

O fator de atenuação é calculado a partir desta probabilidade como:

$$G_k^0(jt) = \sum_{mm_1} (-)^{2I+m+m_1} (II m-m|k0) (II m_1-m_1|k0) P_{mm_1}(t) =$$

$$G_k^0(jt) = \sum_{FF'} \frac{(2F+1)(2F'+1)}{2j+1} \left\{ \begin{matrix} I & F & j \\ F' & I & k \end{matrix} \right\}^2 e^{-i\omega_{FF'} t} \quad (V-39)$$

que é o fator de atenuação de uma interação hiperfina estática (Fra 64).

O fator de atenuação do subconjunto caracterizado na hipótese 6, no instante t , depois de haver s colisões inelásticas nos instantes $t_1 t_2 \dots t_s$ é escrito em função de $P_{mm'}(t)$ e é fácil ver que:

$$G_k(t) = G_k^0(j, t_1) G_k^0(j_1, t_2 - t_1) \dots G_k^0(j_s, t - t_s) \quad (V-40)$$

Neste modelo esquemático a perturbação é descrita como uma sucessão de perturbações estáticas não correlacionadas, sendo o fator $G_k(t)$ o produto dos fatores de atenuação estáticos $G_k^0(j, \Delta t)$.

V-D-2) Justificação e generalização do modelo esquemático

A generalização deste modelo é simples se for feita mais uma hipótese sobre a matriz densidade. É fácil ver que se considerarmos todos os átomos a matriz densidade continua diagonal em m mas não em j . Isto significa que não podemos descrever o estado do conjunto de todos os átomos por uma distribuição de probabilidades independentes, os termos fora da diagonal representando correlações entre os átomos. A "eliminação" dessas correlações implica em geral em que a evolução dos elementos diagonais da matriz densidade não depende apenas do seu valor atual, mas também dos seus valores passados (Zwa). No entanto, se houverem muitas colisões elásticas entre cada colisão inelástica, talvez podemos supor que estas colisões elásticas vão "apagar da memória" dos átomos de potássio "a lembrança" das condições da colisão inelástica anterior, isto é, destroem a correlação entre as colisões inelásticas.

Em outras palavras, supomos que numerosas colisões elásticas ocorrendo estatisticamente permitem ignorar os termos fora da diagonal da matriz densidade. Se isto for verdade, a evolução em j da matriz densidade pode novamente ser caracterizado pelas probabilidades $P_{j j_1}(t_1) P_{j_1 j_2}(t_2)$, etc. do spin eletrônico mudar de j para j_1 no instante t_1 , de j_1 para j_2 no t_2 , etc.

No modelo esquemático supomos que para uma certa sequência mais provável de j estas probabilidades eram iguais a

1 e para as outras, elas eram nulas. Esta aproximação é razoável, pois como veremos no próximo capítulo, (capítulo VI), a secção de choque para certos processos é muito maior do que para outros, portanto certos processos predominam sobre os outros. Existe uma sequência de estados mais prováveis e o abandono de outros processos menos prováveis com a extensão desta sequência para todos os átomos de potássio é uma aproximação que acreditamos aceitável.

Uma generalização útil do modelo deve permitir também que os instantes das colisões inelásticas variem de átomo para átomo, de acordo com uma distribuição de probabilidades. Blume (Blu71), sugere que para um conjunto estacionário a probabilidade de s colisões ocorrerem no intervalo 0 a t nos instantes $t_1 t_2 \dots t_s$ não deve depender dos instantes $t_1 t_2 \dots t_s$ e deve ter a forma:

$$W(t_1 t_2 \dots t_s, t) = \frac{s!}{t^s} \quad (V-41)$$

Quando os átomos estão se freando em um gás, este sistema não é estacionário e esta probabilidade deve ser substituída por outra que depende dos instantes $t_1 t_2 \dots t_s$ das colisões.

$$W(t_1 \dots t_s, t) = \Gamma_0(t_1) \Gamma_1(t_2) \dots \Gamma_{s-1}(t_s) \quad (V-42)$$

Scherer (Sche 70) propõe uma distribuição de probabilidade do tipo

$$\Gamma_j(t_i) = \frac{e^{-(t-t_i)/\tau_C^{(i)}}}{(e^{-(t-t_j)/\tau_C^{(i)}} - 1) \tau_C^{(i)}} \quad (V-43)$$

para a colisão que ocorre no instante t_i , entre t_j e t onde $\tau_C^{(i)}$ é o valor mais provável do intervalo entre as colisões inelásticas no tempo t_i .

Scherer, calcula o fator de atenuação $G_k(t)$ para as distribuições de probabilidade das equações V-41,42,43 e usando uma função δ verifica que G_k não é sensível ao tipo de distribuição, obtendo praticamente os mesmos resultados (Sche 72).

Em nosso cálculo, variamos ao acaso os instantes das colisões em torno dos instantes médios, calculados a partir das secções de choque de troca de carga e o andamento médio de $G_2(\infty)$ com a pressão não foi afetado por esta variação.

Por isso, acreditamos que a aproximação de usar função δ como distribuição de probabilidade quase não afeta os resultados e o comportamento médio de $G_2(\infty)$ com a pressão não é modificado por esta aproximação.

O número de colisões inelásticas também pode variar no intervalo $0 - t$, e Scherer supõe uma distribuição de Poisson $\mathcal{Q}_s(t)$. Então a probabilidade dos núcleos do conjunto estarem no subestado m' no instante t é:

$$P_{m'}(t) = \sum_{s=0}^{\infty} \mathcal{Q}_s(t) \sum_{\substack{j_1 j_2 \dots j_s \\ m m_1 m_2 \dots m_s}} \int_0^t dt_1 \int_{t_1}^t dt_2 \dots \int_{t_{s-1}}^t dt_s \Gamma_0(t_1) \dots$$

$$\dots \Gamma_{s-1}(t_s) P_m(0) P_{m m_1}(t_1) \dots P_{m m_s}(t_s) P_j(0) \cdot$$

$$\cdot P_{j \rightarrow j_1}(t_1) \dots P_{j_{s-1} \rightarrow j_s}(t_s) \quad (V-44)$$

e portanto o fator de atenuação no instante t é:

$$\begin{aligned}
 G_k(t) = & \sum_{s=0}^{\infty} P_s(t) \sum_{j j_1 j_2 \dots j_s j'} \int_0^t dt_1 \int_{t_1}^t dt_2 \dots \int_{t_{s-1}}^t dt_s \Gamma_0(t_1) \dots \\
 & \dots \Gamma_{s-1}(t_s) P_j(0) \dots P_{j_{s-1} j_s}(t_s) \cdot G_k^0(j, t_1) G_k^0(j_1, t_2 - t_1) \dots \\
 & \dots G_k^0(j_s, t - t_s) \quad (V-45)
 \end{aligned}$$

Isto é, passa-se do modelo esquemático para o modelo mais geral permitindo outras sequências de j e outros instantes para as colísões inelásticas, fazendo depois a média sobre estas variáveis.

V-D-3) Cálculo de $G_2(\infty)$ pelo modelo esquemático

$$G_2(t) = G_2^0(j, t_1) G_2^0(j_1, t_2 - t_1) G_2^0(j_2, t_3 - t_2) \dots G_2^0(j_s', t - t_s) \quad (V-40)$$

Vamos calcular os fatores de atenuação $G_2^0(j, \Delta t)$ para - os vários estados atômicos mais prováveis do potássio.

1) Ion de potássio K^+ em estado fundamental.

$$j = 0 \quad F = F' = I = 7/2 \quad \omega_{FF'} = 0$$

Substituindo estes valores na equação...

$$G_2^0(0, \Delta t) = \frac{(2 \cdot 7/2 + 1)(2 \cdot 7/2 + 1)}{1} \left\{ \begin{matrix} 7/2 & 7/2 & 0 \\ 7/2 & 7/2 & 2 \end{matrix} \right\}^2 = \quad (V-46)$$

$$= 64 \left(\frac{(-1)^9}{\sqrt{64}} \right)^2 = 1$$

Pois:

$$\left\{ \begin{matrix} j_1 & j_1' & 0 \\ j_2 & j_2' & j_3 \end{matrix} \right\} = \frac{(-1)^{j_1+j_2+j_3}}{\sqrt{(2j_1+1)(2j_2+1)}} \delta_{j_1 j_1'} \delta_{j_2 j_2'} \quad (V-47)$$

(Sha63)

Este resultado era de se esperar, pois a interação hiperfina é nula neste estado.

2) Átomo neutro de potássio K^0 em estado fundamental

($4S_{1/2}$)

$$j = 1/2 \quad I = 7/2 \quad F = 4, 3$$

$$\text{Como } E_F = \frac{\mu_B(0)}{2Ij} [F(F+1) - I(I+1) - j(j+1)] \quad (\text{V-48})$$

$$\omega_{FF'} = \frac{E_F - E_{F'}}{\hbar} = \frac{\omega_L}{2j} [F(F+1) - F'(F'+1)] \quad (\text{V-49})$$

$$\text{Portanto, } \omega_{44} = \omega_{33} = 0 \quad \omega_{43} = -\omega_{34} = 8\omega_L = 2.804 \times 10^{10} \text{ seg}^{-1}$$

A parte real do fator de atenuação $G_2^0(\Delta t)$ é:

$$\sum_{FF'} \frac{(2F+1)(2F'+1)}{2j+1} \left\{ \begin{matrix} I & F & j \\ F' & I & k \end{matrix} \right\}^2 \cos \omega_{FF'} \Delta t = 0.90625 + 0.09375 \cdot \quad (\text{V-50})$$

$$\times \cos(2.804 \times 10^{10} \Delta t)$$

O valor do fator de atenuação $G_2^0(\Delta t)$ oscila entre 1.0 e 0.8125 dependendo da duração do intervalo Δt , isto é, em média 90% do alinhamento inicial é conservado. Numa imagem semi clássica é fácil ver a causa disto: $\vec{I}$ e $\vec{j}$ precessionam em torno de $\vec{F}$ que se conserva durante a perturbação. Como $I = 7/2 \gg j = 1/2$ o cone de precessão é pequeno e a direção de $\vec{I}$ muda pouco, conservando 90% do alinhamento inicial.

3) Átomo neutro de potássio em seus primeiros estados excitados ($4P_{1/2}$ e $4P_{3/2}$).

$$\underline{4P_{1/2}} \quad j = 1/2 \quad I = 7/2 \quad F = 4,3$$

A expressão é igual à do caso anterior ($4S_{1/2}$) a menos de frequência ω_L :

$$\omega_{43} = -\omega_{34} = 8\omega_L = 3.503 \times 10^9 \text{ seg}^{-1} \quad (\text{V-51})$$

$$G_2^0(\Delta t) = 0.90625 + 0.09375 \cos(3.503 \times 10^9 \Delta t) \quad (\text{V-52})$$

$$\frac{4P_{3/2}}{\quad} \quad j = 3/2 \quad I = 7/2 \quad F = 5, 4, 3, 2 \quad \omega_L = 0.2778 \times 10^9 \text{ seg}^{-1}$$

$$\begin{aligned} G_2^0(\Delta t) = & 0.6028 + 0.1236 \cos(0.926 \times 10^9 \Delta t) + 0.0076 \cos(1.667 \times 10^9 \Delta t) + \\ & + 0.1444 \cos(0.748 \times 10^9 \Delta t) + 0.0096 \cos(1.296 \times 10^9 \Delta t) + \\ & + 0.1110 \cos(0.555 \times 10^9 \Delta t) \end{aligned} \quad (\text{V-53})$$

Para calcular $G_2(t)$ deve se estabelecer uma sequência dos j e dos Δt . Como já vimos antes, há duas situações bem distintas:

a) os átomos K^0 e ions K^+ estão sempre em estado fundamental e não há spin-flip. ($C < 1$).

b) os átomos neutros K^0 podem ser excitados para os estados $4P_{1/2}$ e $4P_{3/2}$.

Os cálculos efetuados para o modelo anterior asseguram que a secção de choque de excitação do K^0 é igual ou menor que a secção de choque de ionização, isto é, $C \leq 1$. Por isto efetuamos os cálculos somente para o caso a) prevendo no entanto, as modificações que seriam introduzidas nos resultados devido à excitação de K^0 (Ver discussão de resultados).

Caso a) Vamos desprezar os primeiros instantes, nos quais os átomos podem estar também em estado de carga +4, +3 e

+2 por corresponder a um intervalo de tempo muito curto (ver capítulo VI), e vamos supor que todos os átomos de potássio estão em estado iônico K^+ no instante $t=0$ e posteriormente os estados neutros K^0 e iônicos K^+ vão se alternar. Supomos que todos os átomos sofrem as mesmas colisões de troca de carga nos mesmos instantes, recapturando e perdendo o eletrôn 4s alternadamente. A sequência dos valores dos spins eletrônicos j , devido às colisões de troca de carga será: 0, 1/2, 0, 1/2, 0, ...,

Aplicando então a equação V-40 para calcular o fator de atenuação dos átomos de potássio em freiamento:

$$G_2(t) = G_2^0(0, \Delta t_1^{(1)}) G_2^0(1/2, \Delta t_0^{(1)}) \dots G_2^0(j, t - \Sigma \Delta t) \quad (V-54)$$

$$G_2^0(0, \Delta t_1) = 1$$

$$G_2^0(1/2, \Delta t_0) = 0.90625 + 0.09375 \cos(2.804 \times 10^{10} \Delta t_0)$$

No valor de Δt_0 temos uma incerteza da ordem de 100% (devido a duas séries de medidas que diferem por um fator 2), quando esta incerteza é da ordem do período da função coseno, então podemos substituir a função coseno pelo seu valor médio, que é nulo.

Como o período é $T=0.224\text{ns}$, isto ocorre, quando $\Delta t_0 \geq 0.224\text{ns}$

$$\Delta t_0 < 0.224\text{ns} \rightarrow G_2^0(1/2, \Delta t_0) = 0.90625 + 0.09375 \cos(2.804 \times 10^{10} \Delta t) \quad (V-55)$$

$$\Delta t_0 \geq 0.224\text{ns} \rightarrow G_2^0(1/2, \Delta t_0) = 0.90625 \quad (V-56)$$

O fator de atenuação integrado em tempo $G_2(\infty)$ é:

$$\begin{aligned}
 G_2(\infty) = & \frac{1}{\tau} \int_0^{\infty} G_2(t) e^{-t/\tau} dt = \frac{1}{\tau} \int_0^{\Delta t_1^{(1)}} e^{-t/\tau} dt + \\
 & + \frac{1}{\tau} \int_{\Delta t_1^{(1)}}^{\Delta t_1^{(1)} + \Delta t_0^{(1)}} G_2^{(0)}(t - \Delta t_1^{(1)}) e^{-t/\tau} dt + \\
 & + \frac{1}{\tau} \int_{\Delta t_1^{(1)} + \Delta t_0^{(1)}}^{\Delta t_1^{(1)} + \Delta t_0^{(1)} + \Delta t_1^{(2)}} G_2^{(0)}(\Delta t_0^{(1)}) e^{-t/\tau} dt + \\
 & + \frac{1}{\tau} \int_{\Delta t_1^{(1)} + \Delta t_0^{(1)} + \Delta t_1^{(2)}}^{\Delta t_1^{(1)} + \Delta t_0^{(1)} + \Delta t_1^{(2)} + \Delta t_0^{(2)}} G_2^{(0)}(\Delta t_0^{(1)}) G_2^{(0)}(t - (\Delta t_1^{(1)} + \Delta t_0^{(1)} + \Delta t_1^{(2)})) e^{-t/\tau} dt + \dots
 \end{aligned} \tag{V-57}$$

$$\begin{aligned}
 \int_{t_1}^{t_1 + \Delta t_0} G_2^{(0)}(t - t_1) e^{-t/\tau} dt &= e^{-t_1/\tau} \sum_{FF'} \frac{C_{FF'}}{1 + \omega_{FF'}^2 \tau^2} \cdot \\
 &\times (1 - e^{-\frac{\Delta t_0}{\tau}} \cos \omega_{FF'} \Delta t_0 + e^{-\frac{\Delta t_0}{\tau}} \omega_{FF'} \Delta t_0 \sin \omega_{FF'} \Delta t_0)
 \end{aligned} \tag{V-58}$$

$$\text{onde } C_{FF'} = \frac{(2F+1)(2F'+1)}{2j+1} \left\{ \begin{matrix} I & F & j \\ F' & I & k \end{matrix} \right\}^2$$

como $\omega_{43}^2 \tau^2 = \omega_{34}^2 \tau^2 \cong 8.7 \times 10^4$, apenas os termos com $F = F' = 4$ e $F = F' = 3$ serão apreciáveis na soma sobre F, F' e a integral se reduz a:

$$\int_{t_1}^{t_1+\Delta t_0} G_2^0(t-t_1) e^{-t/\tau} dt = e^{-t_1/\tau} \times 0.90625 (1 - e^{-\Delta t_0/\tau}) \quad (V-59)$$

Daí é fácil verificar que:

$$G_2(\infty) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{n}{\pi} (G_2^0(\Delta t_0^{(i)}) e^{-\frac{\Delta t_1^{(i)} + \Delta t_0^{(i)}}{\tau}}). \quad (V-60)$$

$$\times \left[1 - 0.09375 e^{-\frac{\Delta t_1^{(n+1)}}{\tau}} - 0.90625 e^{-\frac{\Delta t_1^{(n+1)} + \Delta t_0^{(n+1)}}{\tau}} \right]$$

$$\text{onde } G_2^0(\Delta t_0^{(0)}) e^{-\frac{\Delta t_1^{(0)} + \Delta t_0^{(0)}}{\tau}} = 1$$

É fácil ver que o fator de atenuação $G_2(t)$, e consequentemente $G_2(\infty)$, são bastante sensíveis a duas quantidades:

1) O valor de $G_2^0(\Delta t_0)$ depende fortemente de Δt_0 . Este intervalo é determinado pela secção de choque σ_{01} e portanto $G_2(t)$ depende sensivelmente do valor de σ_{01} . Em contraposição, o intervalo Δt_1 só contribue para o decaimento exponencial, por isto $G_2(t)$ quase não depende de σ_{10} .

2) $G_2(t)$ é sensível ao número de colisões de troca de carga no intervalo t , pois $G_2(t) = \prod G_2^0(\Delta t_0)$, e o número de vezes que $G_2^0(\Delta t_0)$ aparece no produto é dado pelo número de colisões de troca de carga. Este número é determinado pelas secções de choque σ_{01} e σ_{10} e pelo poder de freiamento $\frac{dE}{dX}$, pois quanto maior for $\frac{dE}{dX}$, tanto mais rapidamente é perdida a energia de recuo inicial de 27 keV e tanto menos colisões de troca de carga terá, pois o intervalo de tempo entre as colisões de troca de carga não depende de $\frac{dE}{dX}$, mas apenas de σ_{01} e σ_{10} . Portanto, $G_2(t)$ depende sensivelmente do poder de freiamento $\frac{dE}{dX}$.

Para o cálculo de $G_2(\infty)$, utilizou-se a mesma sequência de Δt_0 e Δt_1 apresentada no modelo anterior (figura 18),

construída a partir das medidas σ_{01} e σ_{10} do grupo russo (Ki 65, Og 66) e usando poder de freiamto $\frac{dE}{dX}$ 1.5 vezes menor que o calculado por Lindhard (ver apêndice 3).

Os intervalos de tempo Δt_0 e Δt_1 variam, inversamente com a pressão.

Calculou-se $G_2(\infty)$ com estes dados para pressões de 1 até 10000 torr, sendo que as medidas experimentais vão de 19 até 1000 torr.

Os resultados do cálculo estão na figura 20.

FIGURA 20 - O fator de atenuação $G_2(\infty)$ calculado pelo modelo esquemático (Scherer modificado) em função da pressão. A curva contínua foi calculada utilizando intervalos de tempo construídos a partir de σ_{01} e σ_{10} do grupo russo (Ki 65, Og 66) e a curva tracejada com intervalos multiplicados por 2, que aproximadamente correspondem a σ_{01} e σ_{10} de Layton e outros (Lo 70).

V-D-4) Discussão dos resultados

Observando os resultados na figura 20 verifica-se que o acordo entre os dados experimentais e o $G_2(\infty)$ calculado é apenas qualitativo. O fator $G_2(\infty)$ calculado apresenta um mínimo na posição correta, isto é, entre a pressão de 50 e 100 torr e aumenta de valor para as pressões menores de 50 torr, mostrando com isso um andamento geral com a pressão semelhante ao andamento do $G_2(\infty)$ medido experimentalmente, mas seu valor em todas as pressões é 50-100% maior do que o valor medido.

Apresenta oscilações em pressões altas e baixas, que pensamos ser devido à suposição de um comportamento igual para todos os átomos. Esta coerência amplifica pequenos efeitos cujo valor médio incoerente seria nulo.

Este modelo esquemático não permite variar os instantes das colisões de troca de carga de átomo. Podemos no entanto variar os valores dos intervalos Δt_0 e Δt_1 em torno dos valores médios calculados a partir das secções de choque, e calcular $G_2(\infty)$ para estes novos valores de Δt .

Introduzindo ao acaso variações de até 50% em Δt_0 os resultados não mudaram muito. Muda a posição e o andamento das oscilações espúrias, mas o andamento médio de $G_2(\infty)$ se conserva. O mínimo em torno de 100 torr é mantido e o valor de $G_2(\infty)$ calculado continua alto em todas as pressões.

Inclusão da excitação de K^0

Quando o átomo K^0 está em estado excitado ($4P_{1/2}$ ou $4P_{3/2}$) o fator de atenuação $G_2^0(\Delta t) \sim 1$ para a primeira dezena de intervalos Δt , pois a frequência sendo menor o argumento da função coseno é quase nulo. Isto é, quando o átomo está excitado, o núcleo não é perturbado praticamente.

Se $C \gg 1$ o intervalo Δt_0 diminui muito em relação aos

intervalos do caso a), pois o átomo é logo excitado e passa pouco tempo em estado fundamental. Neste caso não se consegue acordo nem qualitativo, $G_2(\infty)$ aumentaria muito em todas as pressões, não havendo nem mínimo em 100 torr.

Se $C \sim 1$ os intervalos Δt_0 não mudam (só os intervalos Δt_1 aumentam, pois o estado excitado é tratado como K^+) e os fatores $G_2(\infty)$ calculados não mudam quase.

Portanto o ajuste por este modelo confirma a conclusão tirada dos cálculos anteriores de que a secção de choque de excitação do K^0 em colisão com Ar^0 é menor ou igual à secção de choque de ionização ($C \lesssim 1$).

Tentativa de melhorar o ajuste

A posição do mínimo na pressão de 100 torr é determinada pela primeira dezena de intervalos Δt_0 . Foi verificado que uma variação de fator 2 nestes intervalos quase não afeta a posição do mínimo, mas uma variação de fator 10 desloca o mínimo para as pressões de 10 torr ou 1000 torr. Então, as secções de choque σ_{01} , σ_{10} e o poder de freiamento $\frac{dE}{dx}$ utilizados estão corretos na região de energia de 27 a 8 keV (que corresponde à primeira dezena de intervalos Δt_0), e o modelo reage corretamente a seus valores.

Verificamos também pelos cálculos que o comportamento de $G_2(\infty)$ na região de pressões maiores de 200 torr é determinado pelos intervalos posteriores, correspondentes a energias menores de 8 keV. Mudança nos primeiros intervalos não produz efeitos nestas pressões, como também mudanças nos últimos intervalos não produzem efeito na região de baixas pressões.

Para diminuir em todas as pressões o valor de $G_2(\infty)$ calculado seria necessário aumentar o número de colisões de troca de carga. Isto equivale a mudar $\frac{dE}{dx}$ ou as secções de choque σ_{01} , σ_{10} . A incerteza experimental nas secções de choque nos auto-

riza uma mudança sistemática no máximo de 100%, que já verificamos que não produz o efeito necessário.

É impossível reproduzir por meio deste cálculo o valor medido de $G_2(\infty)$ nas pressões de 50 e 100 torr, isto é, na região do mínimo, mesmo mudando muito $\frac{dE}{dX}$ e as secções de choque σ_{01} e σ_{10} .

A subida em altas pressões pode se tornar menos inclinada, produzindo um acordo para pressões maiores de 200 torr. Para isto, o poder de freiamento $\frac{dE}{dX}$ deve ser reduzido de fator 2 ou 3 para energias menores de 8 keV ou as secções de choque σ_{01} e σ_{10} devem ser aumentadas de fator 10-100 na mesma região de energias.

No entanto, estas mudanças estão em total desacordo com os valores medidos de σ_{01} , σ_{10} e $\frac{dE}{dX}$. Também se $G_2(\infty)$ fosse calculado pelo modelo anterior, usando estas modificações em $\frac{dE}{dX}$ ou σ_{01} e σ_{10} , não se conseguiria acordo nem qualitativo com os dados experimentais. O fator $G_2(t_f - \infty)$ começaria ser importante na pressão de 800-1000 torr, como foi verificado através de cálculos.

O mínimo pode ser deslocado melhorando o acordo para pressões > 200 torr, multiplicando todos os intervalos por um fator 2 (curva tracejada na figura 20). Isto equivale, aproximadamente, a dividir por dois as secções de choque de troca de carga, isto é, em vez de usar os dados do grupo russo, usar os dados de Layton e outros (Lo 70). O acordo melhora sensivelmente para altas pressões e piora para baixas pressões.

Parece então que a falta de um melhor acordo entre as medidas e o $G_2(\infty)$ calculado por este modelo não é devido à escolha incorreta do $\frac{dE}{dX}$ ou das secções de choque σ_{01} e σ_{10} , mas é uma falha do próprio modelo esquemático.

Em resumo, o fato do modelo esquemático prever corretamente o andamento geral de $G_2(\infty)$ inclusive na região de baixas pressões, sem no entanto haver um acordo quantitativo, mostra que este modelo tem uma parte da verdade, mas para corresponder completamente à realidade ele deve ser melhorado, talvez através das generalizações propostas.

V-E) Interpretação física da variação de $G_2(\infty)$ com a pressão

Pode-se perguntar porque $G_2(\infty)$ apresenta um mínimo na região de pressões de 100 torr, isto é, porque o núcleo é mais perturbado quando a pressão é 100 torr.

O aumento de $G_2(\infty)$ para pressões altas é fácil de compreender, pois os átomos são parados rapidamente e devido à interação rapidamente variável são pouco perturbados durante o freiamento. Depois de parados a maioria não sofre mais perturbação devido à ausência da interação hiperfina no estado iônico K^+ . Quanto maior for a pressão, mais rapidamente param e menos são perturbados, sendo maior o valor de $G_2(\infty)$.

No entanto, qual é a razão pela qual $G_2(\infty)$ aumenta para pressões menores de 100 torr? Porque o núcleo é menos perturbado quando o intervalo de tempo entre as colisões aumenta e o átomo passa toda a vida média nuclear τ em freiamento?

O processo físico que poderia explicar a variação de $G_2(\infty)$ com a pressão seriam as transições hiperfinas induzidas pela variação do campo magnético hiperfino.

Vamos em seguida desenvolver melhor esta idéia e mostrar que ela dá um resultado quantitativamente correto, prevenindo a posição do mínimo em $G_2(\infty)$ em torno de 100 torr.

Os níveis hiperfinos $F = 3$ e $F = 4$ fazem parte do mesmo multiplete hiperfino ($I = 7/2$ e $j = 1/2$) do átomo K^0 ($4^2S_{1/2}$) em estado fundamental.

A transição entre estes níveis é de dipolo magnético e normalmente só acontece quando induzida por um campo magnético externo alternado e intenso (Ko 58). Quando a frequência do campo externo for igual à frequência ω_{43} associada à transição de dipolo magnético temos um processo ressonante e as transições são induzidas em grande número (Ko 58).

No nosso caso, não temos campo magnético externo alte

nado, mas é o próprio campo magnético hiperfino que varia entre 0 e 5.8×10^5 Gauss, como uma onda quadrada devido às colisões de troca de carga. Se a intensidade da componente de Fourier apropriada do campo hiperfino variável for suficientemente importante, as transições induzidas por processo ressonante seriam também importantes.

Estas transições hiperfinas tendem igualar a população dos subestados magnéticos m do estado nuclear I e consequentemente tendem perturbar mais o alinhamento inicial do núcleo, diminuindo o valor de $G_2(\infty)$. Se numa pressão as transições forem induzidas preferencialmente, então nesta pressão o valor de $G_2(\infty)$ deve ser mínimo.

A frequência associada à transição hiperfina é $\omega_{43} = 2.80 \times 10^{10} \text{ seg}^{-1}$. Se o campo hiperfino variar com esta frequência, isto é, se os intervalos entre as colisões de troca de carga forem da ordem do período $T = \frac{2\pi}{\omega} = \frac{6.28}{2.8} \times 10^{-10} \sim 2 \times 10^{-10} \text{ seg}$, então as transições serão fortemente induzidas.

Podemos verificar que para a pressão de 100 torr o período da variação do campo hiperfino, isto é, o intervalo de tempo entre as colisões de troca de carga $T = \Delta t_0 + \Delta t_1$ é desta ordem para energias de recuo de 25 keV até 10 keV (figura 18).

Para pressões menores, por exemplo 10 torr ($N=0.1$), o intervalo de tempo entre as colisões é sempre maior do que o período T , isto é, a frequência com a qual o campo varia é sempre menor do que a frequência da transição hiperfina. Nestas pressões estamos fora da ressonância durante todo o freiamento e portanto não há transições induzidas, o núcleo é menos perturbado e $G_2(\infty)$ é maior.

Nas pressões maiores de 100 torr na região da energia de 25 a 10 keV o intervalo entre as colisões é menor do que T e estamos fora da ressonância pelo outro lado. Devido ao freia-

mento, nestas pressões passamos pela ressonância, quando a energia é menor. No entanto, a secção de choque varia muito rapidamente com a energia e há apenas uma ou duas colisões com este intervalo, isto é, passa-se rapidamente pela ressonância, havendo conseqüentemente poucas transições induzidas. Por isto, para pressões maiores o núcleo é menos perturbado e $G_2(\infty)$ aumenta. No cálculo de Abragam-Pound, como supõe-se que $\bar{\omega}\tau_C \ll 1$, está se supondo que a frequência de variação do campo perturbativo é muito maior do que a frequência da transição hiperfina e o átomo nunca está na ressonância.

No primeiro modelo logo depois de uma perturbação de Abragam-Pound, passamos à perturbação estática, isto é, de um lado da ressonância fomos ao outro lado, sem passar por ela. A subida de $G_2(\infty)$ com pressões altas é bem prevista por este modelo pois nas pressões altas a influência da ressonância é desprezível e a descrição do primeiro modelo é aproximadamente satisfatória.

A passagem pela ressonância e a região de baixas pressões que está do outro lado da ressonância não está incluído no primeiro modelo, por isto para pressões <200 torr ele não funciona nem qualitativamente.

Já no segundo modelo, como estamos descrevendo o sistema, embora esquematicamente, mas levando em conta de uma maneira correta o efeito das colisões, este efeito está incluído. Isto poderia, então, explicar que o $G_2(\infty)$ calculado por este modelo apresenta um andamento correto com a pressão.

VI - PROCESSOS ATÔMICOS

No capítulo anterior foi calculado o fator de atenuação $G_2(\infty)$ para dois modelos de mecanismo de perturbação. Nos dois modelos foram supostos como conhecidos os processos atômicos mais prováveis. Neste capítulo vamos justificar as hipóteses feitas, apresentando as informações atômicas que nos permitem conhecer os processos mais prováveis.

VI-A) Estado atômico inicial

No instante $t = 0$ o núcleo ^{40}Ar captura um próton de 1.1 MeV formando o núcleo de ^{41}K . A passagem do próton energético através da camada eletrônica, a mudança repentina da carga nuclear e o recuo do núcleo poderiam causar ionização do átomo de potássio.

Existem medidas e cálculos sobre o número de elétrons arrancados devido a estes tres efeitos no caso do decaimento β^- e α (Car 63, Sn 57, Per 66 e Can 65). No caso de β^- mediu-se que 80-90% dos átomos não perdem nenhum elétron, ao passo que no decaimento α , devido ao grande recuo e poder ionizante da partícula α os átomos em média perdem tres elétrons das camadas externas.

Não vai haver perda de elétrons devido ao efeito Auger no preenchimento de lacunas internas, pois a probabilidade da ionização ocorrer nas camadas internas é de $10^{-6}\%$ (Bar 52, Rub 52) e as transições nucleares são muito energéticas para haver conversão de elétrons e consequente criação de lacunas internas (Ro 65).

Vamos supor que devido à captura do próton pelo núcleo, o átomo pode perder de 0 a 3 elétrons externos e estar nos estados de carga +1 a +4 no instante $t = 0$.

VI-B) Colisões inelásticas

Vamos introduzir a notação que usaremos a seguir para representar os estados de carga e de excitação do átomo de potássio.

K^0 , K^{n+} , K^{n-} representam o estado fundamental do átomo de potássio neutro ou em estado iônico de carga $+n$ ou $-n$, respectivamente.

O estado excitado é indicado por um asterisco ao lado do índice que representa o estado de carga, e a configuração eletrônica é representada entre parênteses ao lado do símbolo K .

Vamos designar por σ_{ij} a secção de choque do processo no qual o átomo de potássio muda de carga inicial $+i$ para carga final $+j$. Um asterisco ao lado de um dos índices indicará estado excitado.

As secções de choque experimentais da maioria dos processos inelásticos apresentam um comportamento ressonante em função da velocidade relativa dos átomos participantes. Massey (Mas52), mostrou que a probabilidade para um processo inelástico particular é máxima quando o tempo de colisão $\frac{a}{v}$ (onde a é o alcance da interação $a \approx 7 \times 10^{-8}$ cm, e v a velocidade relativa) é da ordem do tempo de transição $\frac{h}{\Delta E}$ (onde ΔE é a energia interna trocada na transição eletrônica). ΔE é calculada a partir das energias internas dos estados iniciais e finais, levando também em conta a interação coulombiana entre as partículas participantes da colisão.

$$\Delta E = E_{\text{int}}(\text{inicial}) - E_{\text{int}}(\text{final}) - \Delta E_{\text{coul}} \quad (\text{VI-1})$$

$$\text{onde } \Delta E_{\text{coul}} = \frac{27.2 \, n_1 n_2}{0.92 \, (Z_{\text{Ar}} + Z_{\text{K}})^{1/2}} \, \text{eV} \quad (\text{VI-2})$$

sendo n_1 e n_2 as cargas dos átomos de K e Ar depois da colisão.

Por exemplo, no processo:

$$E_{\text{int}}(\text{inicial}) = E_{K^{2+}} + E_{Ar^0} = E_{K^+} + I_{K^+} + E_{Ar^0}$$

$$E_{\text{int}}(\text{final}) = E_{K^+} + E_{Ar^+} = E_{K^+} + E_{Ar^0} + I_{Ar^0}$$

onde E_{K^+} , I_{K^+} e E_{Ar^0} , I_{Ar^0} são, respectivamente, as energias internas e os potenciais de ionização do íon de potássio e do átomo neutro de argônio. Então $\Delta E = I_{K^+} - I_{Ar^0} - \Delta E_{\text{coul}}$ onde $\Delta E_{\text{coul}} = 8.85$ eV. Os potenciais de ionização dos átomos e íons de potássio e argônio são

$$I_{K^0} = 4.339 \text{ eV}$$

$$I_{Ar^0} = 15.755 \text{ eV}$$

$$I_{K^+} = 31.81 \text{ eV}$$

$$I_{Ar^+} = 27.62 \text{ eV}$$

$$I_{K^{2+}} = 45,7 \text{ eV}$$

$$I_{Ar^{2+}} = 40.68 \text{ eV}$$

A velocidade inicial de recuo do átomo de potássio é 3.56×10^7 cm/seg e esta seria a velocidade de ressonância para um processo com $\Delta E \approx 2.1$ eV. Todos os processos inelásticos entre o par potássio e argônio, com exceção de spin-flip ($\Delta E \sim 0$) e excitação do K^0 ($\Delta E = 1.6$ eV) tem ΔE maior de 2.1 eV, e portanto para todos estes processos o átomo de potássio está sempre com velocidade inferior à velocidade de ressonância. A secção de choque diminui à medida que o átomo de potássio perde velocidade no freiamento, como pode se verificar na figura 21.

Se numa velocidade inferior às velocidades de ressonância compararmos as secções de choque de processos com ΔE diferentes, verificamos que o processo com ΔE menor apresenta secção de choque maior.

Esta regra apresenta exceções, pois os diferentes processos podem ter valores diferentes de secção de choque na ressonância. Ela é aplicável, porém, quando se comparam secções de choque com ΔE bem diferentes. Vamos utilizar este critério para desprezar alguns processos para os quais ΔE é muito grande comparado com os demais.

Os processos inelásticos que envolvem troca de carga, excitação, desexcitação ou spin-flip do átomo ou ion de potássio estão representados na tabela 6 com seus respectivos ΔE e com valores medidos ou estimados da secção de choque para o par $K + Ar$.

VI-B-1) Processos de troca de carga

Os processos de troca de carga podem ser classificados em duas categorias do ponto de vista do átomo de potássio:

- i) Captura de elétrons pelo átomo de potássio;
- ii) Perda de elétrons pelo átomo de potássio .

- i) O elétron capturado pode provir de duas fontes:

- a) elétrons livres existentes no gás, provenientes da ionização do Ar pelo feixe de prótons, arrancados da folha de Molibdênio e da chapa de Tântalo que serve para parar o feixe.

- b) pode ser arrancado do átomo de argônio com o qual o ion de potássio colide. Este é um processo de transferência de carga.

A probabilidade de recombinação do ion de potássio

TABELA 6

PROCESSO	Energia = 27keV		
ION INCIDENTE K^-	$\sigma (10^{-16} \text{cm}^2)$	SÍMBOLO	OBSERVAÇÃO
$K^- + Ar^0 \rightarrow K^0 + Ar^0 + 1 \text{ eV}$	$\sim 5 \pm 3$	σ_{T0}	Estimado de Li + He (Al 60)
$K^- + Ar^0 \rightarrow K^+ + Ar^0 - 3.34 \text{ eV}$		σ_{T1}	Estimado de Li + He "
$K^- + Ar^0 \rightarrow K^{++} + Ar^0 - 35.15 \text{ eV}$		σ_{T2}	Estimado de Li + He "
$K^- + Ar^0 \rightarrow K^{+++} + Ar^0 - 80.85 \text{ eV}$		σ_{T3}	Estimado de Li + He "
ION INCIDENTE K^0 OU $K^*(4p)$			
$K^0 + Ar^0 \rightarrow K^- + Ar^+ - 7.90 \text{ eV}$	$< 10^{-3}$	σ_{0T}	Estimado de Li + He (Al 60)
$K^0 + Ar^0 \rightarrow K^*(4p) + Ar^0 - 1.61 \text{ eV}$		σ_{00*}	(Za 65, Za 66)
$K^{0+} + Ar^0 \rightarrow K^{0+} + Ar^0 - 0 \text{ eV}$		$\sigma_{00}(\text{spin-flip})$	Medido para K + Ar (Fr 64,65)
$K^0 + Ar^0 \rightarrow K^+ + Ar^0 - 4.34 \text{ eV}$		σ_{01}	Medido para K + Ar (Ki65, Lo70)
$K^0 + Ar^0 \rightarrow K^{++} + Ar^0 - 36.15 \text{ eV}$		σ_{02}	Estimado de Li + He (Al 60)
$K^0 + Ar^0 \rightarrow K^{+++} + Ar^0 - 81.85 \text{ eV}$		σ_{03}	Estimado de Li + He (Al 60)
ION INCIDENTE K^+			
$K^+ + Ar^0 \rightarrow \{K^0 + Ar^+ - 11.42 \text{ eV}$	$\sim 0.7 \pm 0.1$	σ_{10}	Medido para K + Ar (Og66, Lo70)
$K^+ + Ar^0 \rightarrow K^*(4p) + Ar^+ - 13.0 \text{ eV}$		σ_{10*}	
$K^+ + Ar^0 \rightarrow K^{++}(3p^5 4s, 3d, 4p) + Ar^0 - (20-23 \text{ eV})$		σ_{11*}	Estimado para K + Ar (Pop 71)
$K^+ + Ar^0 \rightarrow K^- + Ar^{++} - 22.3 \text{ eV}$		σ_{1T}	Medido para K + Ar (Fog 61)
$K^+ + Ar^0 \rightarrow K^{++} + Ar^0 - 31.81 \text{ eV}$		σ_{12}	Medido para K + Ar (Lo 70)
$K^+ + Ar^0 \rightarrow K^{+++} + Ar^0 - 77.51 \text{ eV}$		σ_{13}	Medido para K + Ar (Lo 70)
ION INCIDENTE K^{++}			
$K^{++} + Ar^0 \rightarrow K^+ + Ar^+ + 7.20 \text{ eV}$	2.1 ± 0.5	σ_{21}	Medido para K + Ar (Lo 70)
$K^{++} + Ar^0 \rightarrow K^0 + Ar^{++} + 7.23 \text{ eV}$		σ_{20}	Estimado de Li + He (Al 60)
$K^{++} + Ar^0 \rightarrow K^- + Ar^{+++} - 21.35 \text{ eV}$		σ_{2T}	Estimado de Li + He "
$K^{++} + Ar^0 \rightarrow K^{+++} + Ar^0 - 45.7 \text{ eV}$		σ_{23}	Estimado de Li + He "
ION INCIDENTE K^{+++}			
$K^{+++} + Ar^0 \rightarrow K^{++} + Ar^+ - 12.24 \text{ eV}$	$\sim 10. \pm 8.$	σ_{32}	Estimado de Li + He (Al 60)
$K^{+++} + Ar^0 \rightarrow K^+ + Ar^{++} - 16.43 \text{ eV}$		σ_{31}	Estimado de Li + He "
$K^{+++} + Ar^0 \rightarrow K^0 + Ar^{+++} - 2.20 \text{ eV}$		σ_{30}	Estimado de Li + He "
$K^{+++} + Ar^0 \rightarrow K^- + Ar^{4+}$		σ_{3T}	Estimado de Li + He "
$K^{+++} + Ar^0 \rightarrow K^{4+} + Ar^0$		σ_{34}	Estimado de Li + He "
ION INCIDENTE $K^{0*}(4p)$			
$K^*(4p) + Ar^0 \rightarrow K^0(4s) + Ar^0 + 1.6 \text{ eV}$	≥ 2.6	σ_{0*0}	Igual a σ_{00*}
$K^*(4p) + Ar^0 \rightarrow K^+ + Ar^0 - 2.7 \text{ eV}$		σ_{0*1}	$> \sigma_{01}$
$K^{*+}(4p_{1/2}) + Ar^0 \rightarrow K^{++}(4p_{3/2}) + Ar^0 + 0$		$\sigma_{0*0*}(\text{spin-flip})$	Medido em en.térmica (Cha 65)
$K^{*+}(4p_{3/2}) + Ar^0 \rightarrow K^{++}(4p_{1/2}) + Ar^0 + 0$		$\sigma_{0*0*}(\text{spin-flip})$	Medido em en.térmica "
ION INCIDENTE K^{++}			
$K^{*+}(3p^5 4s) + Ar \rightarrow K^{++} + Ar^0 - (11.6-8.8 \text{ eV})$ ($3p^5 3d$) ($3p^5 4p$)	$> 10^{-3}$	σ_{1*2}	$> \sigma_{12}$ (Lo 70)
$K^{*+}(\text{idem}) + Ar^0 \rightarrow K^+ + Ar^0 + 20 \text{ eV}$		σ_{1*1}	Igual a σ_{11*}
$K^{*+}(\text{idem}) + Ar^0 \rightarrow K^{*+} + Ar^0$		σ_{1*1*}	Medido em en.térmica (Shea69)

TABELA 6 - Resumo dos processos inelásticos com as respectivas trocas de energia ΔE e secções de choque medidos ou estimados para o par K + Ar.

com os elétrons é baixa quando comparada com a probabilidade de capturar um elétron em colisão com átomos de Ar, pois a densidade de elétrons livres ($n_e \approx 10^{12}/\text{cm}^3$) é muito menor do que a densidade de átomos de argônio ($n \approx 10^{19}/\text{cm}^3$) (apêndice 4).

ii) O átomo de potássio pode perder elétron quando colide com os átomos de Ar. Este elétron arrancado não será transferido ao Ar, pois átomos negativos de Ar nunca foram observados (a energia de ligação do elétron adicional é negativa), e a densidade dos ions de Ar^+ é muito baixa ($n_{\text{Ar}^+} \approx 10^{12}/\text{cm}^3$). O processo de perda de elétrons então é um simples processo de ionização.

Utilizando ions e átomos energéticos de potássio incidindo sobre alvo gasoso de Ar, mediram-se as seguintes secções de choque para energias incidentes de 3 a 30 keV: σ_{01} , σ_{10} , σ_{12} , σ_{21} , σ_{11} , σ_{13} e σ_{14} (figura 21) (Ki 65, Og 66, Fla 65, Lo 70, Piv 70, Fog 61). Há duas séries de medidas das secções de choque σ_{01} e σ_{10} . Uma feita por um grupo russo (Ki 65, Og 66), que se estende de 3 e 1 keV, respectivamente, até 30 keV, a outra (Lo 70) se estende de 20 até 70 keV. Na região de 20 a 30 keV a razão entre σ_{01} e σ_{10} é a mesma nas duas séries ($\sigma_{01} \approx 3 - 4\sigma_{10}$) mas o valor absoluto das secções de choque varia de fator 2 de uma medida para a outra. Utilizamos as medidas do grupo russo, por se estender mais sobre a região de energia de nosso interesse e atribuímos uma incerteza de 100% aos valores absolutos, sendo a incerteza na razão muito menor (20-30%).

Allison (Al 60), mediu as secções de choque σ_{ij} ($ij=-1, 0, 1, 2, 3$) para o par Li + He para energias incidentes de 10keV a 475 keV: Usando as medidas sobre o par K + Ar e sobre o par Li + He, semelhante por ser também um átomo alcalino e um de gás

FIGURA 21 - As secções de choque de troca de carga experimentais medidas para o par K + Ar em função da velocidade do ion de potássio. A incerteza experimental é de 25—40%. (Ki 65, Og 66, Fla 65, Lo 70, Piv 70, Fog 61).

nobre, pudemos estimar a secção de choque para todos os processos de troca de carga. Todas estas informações, juntamente com os respectivos ΔE , estão resumidas na tabela 6. É interessante observar que os processos com ΔE menor apresentam secção de choque maior nestas velocidades. A incerteza nas secções de choque medidas é de 20% a 40%.

A partir destes dados, pudemos calcular, como funções da energia, as frações percentuais $F_0, F_1, F_2, \dots, F_i$ de átomos de potássio com carga 0, +1, +2, ..., +i, respectivamente, em freiamento no gás de argônio. Estas frações obedecem às equações diferenciais:

$$\frac{dF_i}{dE}(E) = \left\{ - \sum_{j \neq i} F_j(E) \sigma_{ij}(E) + \sum_{k \neq i} F_k(E) \sigma_{ki}(E) \right\} \frac{n}{dE/dX(E)} \quad (\text{VI-3})$$

onde dE/dX é o poder de freiamento e n o número de átomos de Argônio por unidade de volume. Devido aos processos $i \rightarrow j$ a fração F_i diminui, e devido aos processos $k \rightarrow i$ a fração F_i aumenta, isto é, a relação entre as secções de choque σ_{ij} e σ_{ki} vai determinar se a fração F_i cresce ou decresce com o tempo.

Calculamos as frações $F_i(E)$ para $i = 0, 1, 2, 3$, usando as medidas do grupo russo e impondo várias condições iniciais como:

$$\text{a) } F_0(27\text{keV}) = F_1(27\text{keV}) = F_2(27\text{keV}) = 0 \text{ e } F_3(27\text{keV}) = 1$$

$$\text{b) } F_0(27\text{keV}) = F_1(27\text{keV}) = 0 \text{ e } F_2(27\text{keV}) = F_3(27\text{keV}) = 0.5$$

Nos dois casos vemos que F_2 e F_3 caem rapidamente a zero, independentemente de seu valor inicial, por $\sigma_{32}, \sigma_{31}, \sigma_{21}$ serem muito maiores do que $\sigma_{23}, \sigma_{24}, \sigma_{12}, \sigma_{13}$ e σ_{02} .

As frações F_0 e F_1 são determinadas praticamente só pelas seções de choque σ_{01} e σ_{10} e como nas duas séries de medidas temos a mesma relação entre σ_{01} e σ_{10} , ambas determinam as mesmas frações F_0 e F_1 . A fração F_1 aumenta rapidamente, mesmo se o seu valor inicial for nulo e se estabiliza em torno de 80%, subindo até 93% quando a energia tende a zero. A fração F_0 é praticamente $1-F_1$, a partir da energia em que F_2 e F_3 se anulam ($E \sim 22$ keV).

Estes resultados concordam bem com as medidas de Allison (Al 60) sobre o par Li + He. Foram medidas as frações de Li^- , Li^0 , Li^+ , Li^{2+} e Li^{3+} de um feixe de Li em equilíbrio de carga em Hélio, em função da energia inicial do feixe de Li. Para a energia inicial de 27keV seus resultados eram:

$$F_{-1} = 10^{-3}\%; F_0 = 7\%, F_1 = 92\%, F_2 \approx 0.5\% \text{ e } F_3 = 10^{-5}\%$$

Portanto, durante o freiamento 80 a 93% dos átomos de potássio vão estar no estado de carga +1 (K^+) e os restantes 7 a 20% no estado neutro K^0 , pois é muito mais fácil o átomo de potássio perder seu elétron 4s pouco ligado ($I_{\text{K}^0} = 4.3$ eV), do que o íon de potássio arrancar do argônio um elétron bastante ligado ($I_{\text{Ar}}^0 = 15.7$ eV) para se neutralizar ($\sigma_{01} > \sigma_{10}$).

Em outras palavras, cada átomo de potássio passa 80-93% de seu tempo de freiamento no estado iônico K^+ e o resto do tempo em estado neutro. Isto porque o tempo médio que o átomo permanece no estado i , antes de mudar para o estado de carga j é:

$$\Delta t_i = \frac{1}{n v \sigma_{ij}}, \text{ se o processo mais provável de ocorrer é o } i \rightarrow j.$$

Como $\sigma_{01} \gg \sigma_{02}, \sigma_{0\bar{1}}, \sigma_{03}$ e $\sigma_{10} \gg \sigma_{1\bar{1}}, \sigma_{12}, \sigma_{13}$, então

$$\Delta t_0 = \frac{1}{nv \sigma_{01}} \quad \text{e} \quad \Delta t_1 = \frac{1}{nv \sigma_{10}} \quad \text{e a relação entre os intervalos de tempo médios } \Delta t_0 \text{ e } \Delta t_1 \text{ que o átomo permanece em estado neutro e em estado de carga } +1 \text{ respectivamente, é dado por:}$$

$$\frac{\Delta t_0}{\Delta t_1} = \frac{\sigma_{10}}{\sigma_{01}} \quad (\text{VI-4})$$

Nas energias de 27 a 7 keV $\sigma_{01} \approx 4\sigma_{10}$ e portanto, $\Delta t_1 \approx 4\Delta t_0$, isto é, o átomo em média permanece quatro vezes mais tempo no estado iônico que no estado neutro ($F_1 \approx 80\%$ e $F_0 \approx 20\%$). Para energias abaixo de 7 keV σ_{10} cai mais rapidamente que σ_{01} e a partir de 3 keV $\Delta t_1 \approx 13\Delta t_0$ ($F_1 \approx 93\%$; $F_0 \approx 7\%$).

À medida que o átomo está perdendo energia, ele vai permanecendo mais tempo em cada um dos estados de carga. As secções de choque de troca de carga caem a zero nas energias térmicas, e os núcleos vão decair do estado de 1293 keV ($\tau \approx 10.5\text{ns}$) para o estado fundamental antes dos átomos mudarem de carga.

As secções de choque de troca de carga experimentais σ_{01} e σ_{10} não levam em conta o estado de excitação dos átomos. Isto é, se chamarmos de σ_{10} (estado fundamental) e σ_{10} (estado excitado) a secção de choque para capturar um elétron e formar um átomo neutro no estado fundamental e no estado excitado respectivamente, então $\sigma_{10}^{\text{medido}} = \sigma_{10}(\text{estado fundamental}) + \sigma_{10}(\text{estado excitado})$ e consequentemente, uma parte da fração F_0 representa átomos no estado fundamental e outra em estados excitados e não conhecemos a relação entre estas frações. Perel (Pe 71), mediu σ_{10} (estado fundamental) e σ_{10} (primeiro estado excitado) para a captura de elétrons pelo ion Li^+ em colisão com

K^0 e verificou que a captura para estados mais excitados era desprezível. Para velocidades $v < 3.5 \times 10^7$ cm/seg o processo predominante é a captura no estado excitado $2p$, sendo que a troca de energia ΔE para este processo é menor do que para a captura no estado $2s$.

No nosso caso a troca de energia ΔE é menor para a captura no estado fundamental $4s$ e quanto maior for a energia de excitação do estado final K^{0*} , maior será ΔE . Usando este fato podemos supor, que a captura para os estados excitados mais altos é desprezível, mas não podemos desprezar a captura para o estado $4p$. Devido à possível excitação do átomo neutro em colisão com Argônio, a fração F_0 pode conter também átomos em outros estados excitados. Para verificar isto, devemos examinar as secções de choque de excitação de K^0 para seus diversos estados excitados quando em colisão com Argônio.

Já na ionização do átomo neutro K^0 em colisão com Ar^0 é mais provável produzir o estado fundamental ($\Delta E = 4.34$ eV) do ion do que um estado excitado ($\Delta E \geq 24.6$ eV), a troca de energia ΔE para ionizar e excitar o K^0 é tão grande quando comparada com a energia necessária apenas para ionizar que, nas velocidades $v \leq 3.56 \times 10^7$ cm/seg, o processo de ionização com excitação deve ser desprezível, isto é

$$\sigma_{01}^{\text{medido}} \approx \sigma_{01}^{\text{(estado fundamental)}}$$

A fração F_1 pode no entanto, conter ions excitados, se a secção de choque de excitação do ion K^+ for competitiva com a secção de choque de outros processos possíveis, como a captura de elétrons pelo K^+ . Isto é, para se saber as configurações eletrônicas dos átomos e ions contidos nas frações conhecidas F_0 e F_1 , deve-se estudar as secções de choque de excitação, desex

citação e spin-flip nas colisões entre átomos e ions de potássio com átomos neutros de argônio.

VI-B-2) Processos de excitação e desexcitação

a) Excitação do K^0

Não existem medidas experimentais sobre a secção de choque de excitação σ_{00*} do átomo K^0 em colisão com Ar^0 . Zape sochnyi (Za 65, Za 66), mediu a secção de choque de excitação do K^0 em colisão com elétrons. Existem cálculos e medidas experimentais que comparam a secção de choque para processos inelásticos entre pares de átomos e entre pares de átomo e elétron (Mas52).

Devido à conservação de energia, na colisão com elétrons de velocidade v só podem ocorrer processos, onde a energia mínima ΔE a ser fornecida for $\Delta E \leq \frac{1}{2}m_e v^2$, onde m_e é a massa do elétron. Medidas experimentais (Mas52) comprovam que na região de velocidades $|v| > \sqrt{\frac{2\Delta E}{m_e}}$, as secções de choque de excitação do átomo são comparáveis quando em colisão com átomos ou com elétron de velocidade v . Na colisão entre dois átomos com velocidade relativa v a excitação é possível energeticamente, mesmo se $|v| \ll \sqrt{\frac{2\Delta E}{m_e}}$, portanto nesta região de velocidade as secções de choque podem ser bem diferentes.

No processo de excitação do átomo neutro K^0 , as energias necessárias para excitar os primeiros níveis excitados são 1.61 eV, 2.61 eV e 3.06 eV e estas energias correspondem a $\sqrt{\frac{2\Delta E}{m_e}} = 7.5 \times 10^7, 9.5 \times 10^7$ e 10.3×10^7 cm/seg. Isto significa que na colisão entre K^0 e Ar^0 , a velocidade relativa v ($v \leq 3.56 \times 10^7$ cm/seg) é sempre menor que $\sqrt{\frac{2\Delta E}{m_e}}$ e a secção de choque de excitação por elétrons ou por argônio não é comparável, sendo certamente maior na colisão com argônio.

Na figura 22 apresentamos as secções de choque absolutas de Zapesochnyi, pois acreditamos que a importância relativa de excitação dos diversos níveis é mantida, isto é, o nível mais excitado por elétrons deve ser o mais provavelmente excitado por argônio, mesmo quando estamos na região $v^2 < \frac{2\Delta E}{m_e}$ e os valores absolutos da secção de choque são diferentes. A secção de choque de excitação para o primeiro estado excitado (o duplete $4P_{1/2}$ e $4P_{3/2}$) é ordens de grandeza maior do que para os outros estados excitados (5s, 5p, 6s, 6p, etc.).

Nessa figura, apresentamos também a secção de choque de excitação por elétrons dos estados metaestáveis autoionizantes (Fe 63) de configuração $3p^5 4s 3d$, $3p^5 4s 4p$, que apresentam uma energia de excitação > 18.7 eV ($\sqrt{\frac{2\Delta E}{m_e}} > 25.7 \times 10^7$ cm/seg) e que tem o caroço 3p excitado. Nestes estados metaestáveis o campo hiperfino é intenso, mas a secção de choque de excitação é várias ordens de grandeza menor do que a secção de choque de excitação dos primeiros estados excitados.

Embora não conheçamos a importância relativa da excitação, quando comparada com a ionização, podemos supor que entre os processos de excitação, a do primeiro estado excitado ($3p^6 4p$) é a mais importante. Pelo critério de Massey, espera-se que a excitação ($\Delta E = 1.6$ eV) do estado 4p seja mais provável que a ionização ($\Delta E = 4.34$ eV) do K^0 em colisão com Ar^0 .

b) Desexcitação do $K^{0*}(4p)$

A vida média do estado excitado 4p do átomo de potássio é $\tau = 28 \times 10^{-9}$ seg., isto é, muito longa, quando comparada com o tempo entre as colisões. O átomo K^{0*} pode ser desexcitado numa colisão de segunda espécie, o que significa desexcitação sem emissão de radiação, sendo que a energia de excitação é retirada sob forma de energia cinética. A energia trocada

FIGURA 22 - Secções de choque de excitação do átomo K^0 em colisão com elétrons, medidas por Zapesochny (Za 65, Za 66, Ec 63).

ΔE é igual a energia de excitação (1.6 eV) e pelo critério de Massey (Ma 52) a secção de choque de desexcitação deve apresentar valor máximo na mesma velocidade relativa em que a secção de choque de excitação ($v_{res} \approx 2.71 \times 10^7$ cm/seg). Há medidas experimentais de desexcitação de $K^{0*}(4p)$ em colisão térmica com átomos de Ar^0 e a secção de choque é baixa ($\sigma_{0*0} \approx 10^{-18}$ cm²) (Cop 67, Ed 69), como é de se esperar pelo critério de Massey.

Vamos supor que a secção de choque de desexcitação é igual a de excitação, isto é, ambas apresentando o mesmo andamento com a velocidade v e tendo o mesmo valor absoluto.

c) Excitação do K^+

Os ions K^+ tem uma configuração eletrônica bastante estável, estando a camada 3p completamente fechada. As energias de excitação dos primeiros estados excitados, de configuração $3p^5 4s$, $3p^5 3d$ e $3p^5 4p$ estão entre 20.2 eV e 23 eV (figura 15). Existem medidas relativas da excitação dos estados $3p^5 4s$ e $3p^5 3d$ do K^+ em colisão com Ar, Ne, He e Xe (Mat 69, Mat 70) e medidas absolutas de excitação dos estados $3p^5 4p$ do K^+ em colisão com Ne (Pop 71) nas regiões de energia do limiar até 12 keV ou 30 keV respectivamente. Como não existem medidas absolutas para o par $K^+ + Ar^0$ tentamos extrapolar o valor da secção de choque, como veremos mais adiante. Devido ao déficit de energia ΔE elevado, esperamos que estas secções de choque sejam pequenas e este processo não seja muito importante.

As medidas relativas revelam que a probabilidade de excitação depende do tipo de gás alvo, sendo que o valor máximo da soma das secções de choque de excitação dos estados $3p^5 4s$ e $3p^5 3d$ em unidades relativas é 1.0 para He, 0.15 para Ne, 3.0 para Ar, 3.3 para Kr e 3.2 para Xe. Isto é, se compararmos

Ne com Ar, vemos que a probabilidade de excitar o K^+ é 20 vezes maior na colisão com Ar. Vamos utilizar este fator na avaliação da medida absoluta com K^+ e Ne onde os estados $3p^5 4p$ apresentam uma secção de choque de excitação crescente com a energia no intervalo até 30 keV, apresentando um valor máximo entre 0.3 e $1.0 \times 10^{-18} \text{ cm}^2$ em 30 keV. Vamos supor que na colisão entre K^+ e Ar as mesmas secções de choque seriam 20 vezes maiores, isto é $\sigma \approx (0.6-2.0) \times 10^{-17} \text{ cm}^2$. Como a secção de choque σ_{10} de neutralização do K^+ nesta mesma energia de 30 keV é da ordem de 10^{-16} cm^2 , então o processo de troca de carga é muito mais (4-5 vezes) provável que a de excitação.

Vamos então desprezar o processo de excitação do K^+ em face do de troca de carga ($\Delta E(\text{troca de carga } K^+ \rightarrow K^0) = 11.4 \text{ eV}$ e $\Delta E(\text{excitação } K^+ \rightarrow K^{++}) = 20.3 \text{ eV}$) e supor que o ion K^+ está sempre em estado fundamental.

VI-B-3) Processos de troca de spin (spin-flip)

Como a energia necessária para mudar a direção do spin eletrônico $\uparrow$ é praticamente nula, o máximo da secção de choque ocorre em energias térmicas, caindo lentamente para energias maiores (critério de Massey). Quando a velocidade aumenta de $1.6 \times 10^4 \text{ cm/seg}$ para $1.6 \times 10^6 \text{ cm/seg}$, a secção de choque de spin-flip de H em colisão com H cae apenas de um fator 2 (Da 61). Existem medidas do spin-flip de átomos e ions de potássio em estado fundamental e excitado em colisão com Ar^0 na região de energias térmicas. Quando o K^0 está em estado fundamental, a probabilidade de mudar a direção do spin do elétron 4s em colisão com Ar^0 é baixíssima ($\sigma \approx 10^{-22} \text{ cm}^2$) (Fr 64, An 63, Fr 65).

Quando o K^0 está excitado no estado 4p a probabilidade de reorientação do spin, isto é, de uma transição de $P_{3/2}$ a $P_{1/2}$

ou de $P_{1/2}$ a $P_{3/2}$, por colisão com átomos de Ar^0 em energias térmicas é bastante alta (Jor 66, Cha 65): $\sigma_{P_{1/2} \rightarrow P_{3/2}} = 54 \times 10^{-16} \text{ cm}^2$ e $\sigma_{P_{3/2} \rightarrow P_{1/2}} = 34 \times 10^{-16} \text{ cm}^2$.

Como a secção de choque varia lentamente com a energia, podemos extrapolar seus valores para a região de energia de keVs. O resultado se encontra na tabela 6, juntamente com os correspondentes a outros processos inelásticos.

Podemos então, afirmar que os átomos excitados de potássio sofrem rápido spin-flip em colisão com Ar^0 , enquanto no estado fundamental não mudam a direção de seu spin em toda a faixa de energias de 27 keV até energias térmicas.

Estados atômicos mais prováveis

Em face das informações acima apresentadas, podemos supor que o átomo de potássio permanece nos estados $K^0(4s)$, $K^{0*}(4p)$ e $K^+(3p^6)$ durante o seu freiamento. O processo de spin-flip não ocorre nos estados K^0 e K^+ enquanto que no estado K^{0*} é bastante provável de acontecer.

De 80 a 93% dos átomos estão no estado iônico K^+ e o restante no estado neutro.

A fração dos átomos neutros em estado excitado não é conhecido, mas acreditamos que a medida do fator de atenuação permitiu colocar um limite superior na secção de choque de excitação, isto é $\sigma_{00*}(4p) \lesssim \sigma_{01}$.

VII - INFORMAÇÕES ESPECTROSCÓPICAS SOBRE ALGUNS NÍVEIS EXCITADOS DO NÚCLEO ^{41}K .

VII-A) Generalidades

Para o estudo da variação do fator de perturbação $G_2^{(\infty)}$ com a pressão, obteve-se dezenas de espectros dos raios γ de 780 até 1780 keV com diferentes pressões do alvo gasoso. As energias das transições γ visíveis nos espectros são: 980 keV, 1011 keV, 1023 keV, 1186 keV, 1293 keV, 1419 keV, 1560 keV, 1582 keV, 1593 keV, 1677 keV e 1698 keV, (figura 9).

Todas as transições tiveram sua distribuição angular medida como função da pressão, não apresentando nenhuma variação com a pressão (figura 15) com exceção da transição de 1293 keV.

A variação da pressão do alvo significou também variação na energia perdida pelos prótons no gas e consequentemente no número de ressonâncias e estados de núcleo composto alimentados pela reação de captura de prótons. Tem-se espectros com dispersão ΔE em energia de prótons de 40 keV ($E_p = 1080-1120\text{keV}$) até com dispersão ΔE de 476 keV, incluindo ressonâncias de 811 keV até 1287 keV.

Podemos verificar pelas curvas de excitação das figuras 3a e 3b que, para $\Delta E = 40\text{keV}$, 70% da intensidade dos raios γ provém das tres componentes mais intensas da ressonância isobárica em 1086 keV, 1101.8 keV e 1108 keV, cujos spins foram determinados como sendo $3/2^-$ (Bl 67).

Há um grupo de 4 componentes em torno de 1118 keV, cuja contribuição é de 15% e cujos spins são diferentes de $1/2$ (Ar 64).

Quando a dispersão aumenta para $\Delta E = 70\text{ keV}$, não há inclusão de nenhuma ressonância intensa e a contribuição das tres componentes $3/2^-$ é ainda de 67% (Bl 67). Aumentando mais a dis

persão, incluem-se muitas ressonâncias e estados de núcleo composto de spins e paridades desconhecidas (figura 3a, 3b) de tal maneira que quando $\Delta E = 100 \text{ keV}$, 200 keV , 300 keV e 476 keV , as tres componentes de $3/2^-$ contribuem, respectivamente, com 40%, 24%, 17% e 10% à intensidade total dos raios γ .

No entanto, verificou-se (figura 15) que a inclusão de dezenas ou centenas de outras ressonâncias e estados de núcleo composto praticamente não afeta as distribuição angulares das 10 transições estudadas, isto é, as anisotropias A_2 não se alteram quando a dispersão em energia muda de $\Delta E = 40$ para $\Delta E = 470 \text{ keV}$. Verificou-se também que $A_4 = 0$ para todas as transições até $\Delta E = 180 \text{ keV}$.

Antes de analisar as distribuições angulares para extrair valores prováveis de spins e paridades dos níveis envolvidos, deve-se verificar qual é o efeito sobre a distribuição angular da alimentação simultânea de vários estados iniciais de mesmo spin e paridade $3/2^-$ e depois qual é o efeito da alimentação simultânea de estados iniciais com spins e paridades diferentes, como: $1/2^+$, $3/2^+$, $5/2^+$ e $7/2^+$.

Vamos chamar o spin e paridade do estado inicial de $I_i^{\pi_i}$ e do estado cujo decaimento estamos observando de $I_1^{\pi_1}$. Quando a alimentação não é direta, há estados intermediários do spin e paridade $I_j^{\pi_j}$ que servem de elo nas cascatas que alimentam o estado $I_1^{\pi_1}$. As transições cujas distribuições angulares nós medimos no presente trabalho correspondem à desexcitação do nível $I_1^{\pi_1}$ para $I_2^{\pi_2}$, pois em nossos espectros de 780 até 1780 keV não havia nenhuma transição direta $I_i \rightarrow I_1$.

Supondo que há alimentação de apenas um estado inicial $I_i^{\pi_i}$ pela reação de captura de prótons e que apenas um tipo de decaimento ocorra, a distribuição angular observada será (eq.II-18)

$$W_{ij}(\theta) = \sum_{k_{\text{par}}} B_k(I_i) U_k(I_i I_j, \delta_{ij}) U_k(I_j I_1, \delta_{j1}) R_k(I_1 I_2 \delta_{12}) P_k(\cos\theta) \quad (\text{VII-1})$$

ou, no caso de decaimento direto $I_i \rightarrow I_1$:

$$W_{id}(\theta) = \sum_{k_{\text{par}}} B_k(I_i) U_k(I_i I_1 \delta_{i1}) R_k(I_1 I_2 \delta_{12}) P_k(\cos\theta) \quad (\text{VII-2})$$

Como não há interferência entre os vários tipos de decaimento, a distribuição angular observada, quando ocorrem vários tipos de alimentação, será dada como uma média ponderada :

$$W_i(\theta) = \sum_j \alpha_{ij} W_{ij}(\theta) + \alpha_{id} W_{id}(\theta) \quad (\text{VII-3})$$

onde α_{ij} e α_{id} são as probabilidades do decaimento $I_i \rightarrow I_1$ ocorrer via o estado I_j ou diretamente.

$$\sum_j \alpha_{ij} + \alpha_{id} = 1 \quad (\text{VII-4})$$

Quando há alimentação de mais de um estado inicial $I_i^{\pi_i}$ e os estados iniciais não interferem, como é o nosso caso, a distribuição angular observada será:

$$W(\theta) = \sum_i \beta_i W_i(\theta) = \sum_i \beta_i \sum_j \alpha_{ij} W_{ij}(\theta) + \sum_i \beta_i \alpha_{id} W_{id}(\theta) \quad (\text{VII-5})$$

onde β_i é a probabilidade do estado I_i ser alimentado na reação de captura e portanto $\sum_i \beta_i = 1$. É fácil verificar que

$$\beta_i = \frac{\text{número de prótons capturados no estado inicial } i}{\text{número total de prótons capturados em todos os estados}} \quad (\text{VII-6})$$

Pela curva de excitação de Bloch (figura 3a) vemos que é razoável supor que não há interferência entre os diversos estados iniciais, pois a separação entre os estados alimentados pela reação de captura de prótons é muito maior do que a largura delas. Todos os resultados do trabalho confirmam esta hipótese.

Como a reação é produzida por prótons não polarizados cujo momento angular orbital tem componente $m_l = 0$, e o núcleo alvo ^{40}Ar tem spin zero, apenas os subestados $M = 1/2$ e $-1/2$ são populados e com igual probabilidade, qualquer que seja o spin I_i do estado inicial. Os parâmetros de população são os mesmos, qualquer que seja I_i , e os valores $B_k(I_i)$ variam pouco com I_i sendo:

$$\begin{array}{ll} B_2(3/2) = -1.000 & B_4(3/2) = 0 \\ B_2(5/2) = -1.069 & B_4(5/2) = 0.926 \\ B_2(7/2) = -1.091 & B_4(7/2) = 1.026 \\ B_2(9/2) = -1.101 & B_4(9/2) = 1.064 \end{array}$$

Define-se a razão de mistura de multipolaridade δ_{12} da transi-

ção $I_1 \rightarrow I_2$, onde sô as multipolaridades L e $L+1$ contribuem, como:

$$\delta_{12} = \frac{\langle I_1 || T_{L+1}^{\pi} || I_2 \rangle / \sqrt{2(L+1)+1}}{\langle I_1 || T_L^{\pi} || I_2 \rangle / \sqrt{2L+1}} \quad (\text{VII-7})$$

e portanto δ_{12} não depende da população dos subestados M_1 e M_2 , e não depende da maneira como o estado I_1 é populado.

Então, nas expressões $W_{ij}(\theta)$ e $W_{id}(\theta)$ somente os coeficientes $B_k(I_i)$ e $U_k(I_i I_j \delta_{ij})$ e $U_k(I_i I_1 \delta_{i1})$ dependem do estado inicial I_i e a menos de δ_{ij} e δ_{i1} esta dependência é bem conhecida. Variando I_1 de $1/2$ até $7/2$ calculou-se os $B_k(I_i)U_k(I_j I_1 \delta_{j1}) \cdot U_k(I_i I_j \delta_{ij})$ e $B_k(I_i)U_k(I_i I_1 \delta_{i1})$ para $K = 2, 4$ e para todos os valores prováveis de $I_i I_j$, supondo razões de mistura δ_{ij} e δ_{i1} de acordo com a sistemática (tabela 7). Transições de multipolaridade $E1$ e $E2$ foram consideradas puras, pois a contribuição das multipolaridades $M2$ e $M3$ usualmente, pode ser desprezada. Quando algum dos spins $I_i I_j$ ou I_1 for $1/2^{\pm}$ a transição emitida é isotrópica e $B_2 U_2 = B_4 U_4 = 0$. Na tabela 7, apresentamos estes coeficientes.

Comparando os coeficientes $B_2 U_2$ e $B_2 U_2 U_2$ da tabela 7, correspondentes a decaimento direto ($I_i \rightarrow I_1$) e indireto ($I_i \rightarrow I_j \rightarrow I_1$) respectivamente, podemos verificar que:

1) quando o decaimento direto $I_i \rightarrow I_1$ for possível apenas por meio de transição quadrupolar ($|I_i - I_1| = 2$), simultaneamente pode haver desexcitação por meio de estados intermediários I_j , de tal maneira que as transições $I_i \rightarrow I_j$ e $I_j \rightarrow I_1$ sejam dipolares $|I_j - I_i| = |I_j - I_1| = 1$. Neste caso, podemos verificar na tabela abaixo ($7/2 \rightarrow 3/2$, $9/2 \rightarrow 5/2$ e $3/2 \rightarrow 7/2$) que os fatores $B_2 U_2$ e $B_2 U_2 U_2$ são iguais no caso de transições

I_1	DECAIMENTO DIRETO $I_1 \rightarrow I_1$ $B_2(I_1)U_2(I_1 I_1 \delta)$		DECAIMENTO INDIRETO $I_1 \rightarrow I_j + I_1$ $B_2(I_1)U_2(I_1 I_j \delta)U_2(I_j I_1 \delta)$		DECAIMENTO DIRETO $I_1 \rightarrow I_1$ $B_4 U_4$		DECAIMENTO INDIRETO $I_1 \rightarrow I_j + I_1$ $B_4 U_4$	
	$I_1 = 3/2$	$\delta^2 = \frac{ M ^2}{ M ^2 W} \delta^2$	I_j	$\delta = 0$	$\delta^2 = \frac{ M ^2}{ M ^2 W} \delta^2$	$\delta = 0$	$\delta^2 = \frac{ M ^2}{ M ^2 W} \delta^2$	$\delta = 0$
1/2	0	0	1/2	0	0	0	0	0
3/2	-0.200	-0	3/2	-0.040		0	0	0
			5/2	-0.558				
5/2	-0.800	-0.62	3/2	-0.159		0	0	0
			5/2	-0.524				
7/2	-0.714	—	5/2	-0.714	-0.540, -0.635	0	0	0
	$I_1 = 5/2$			$I_1 = 5/2$		$I_1 = 5/2$		$I_1 = 5/2$
1/2	0	0		0	0	0	0	0
3/2	-0.7483	-0.57	3/2	-0.1495		0	0	0
			5/2	-0.491				
5/2	-0.703	-0.55	3/2	-0.596		-0.132	-0.198	
			5/2	-0.461				
			7/2	-0.816				
7/2	-0.955	-0.850	5/2	-0.626		+0.595	+0.383	
			7/2	-0.772				
9/2	-0.890	—	7/2	-0.890	-0.792, -0.838	+0.463	—	+0.463 +0.431, +0.320
	$I_1 = 7/2$			$I_1 = 7/2$		$I_1 = 7/2$		$I_1 = 7/2$
1/2	0	0		0	0	0	0	0
3/2	-0.6547	—	5/2	-0.6547	-0.505, -0.582	0	0	0
5/2	-0.935	-0.834	5/2	-0.614		+0.536	+0.37	
			7/2	-0.755				
				-0.835				
7/2	-0.882	-0.808	5/2	-0.714		+0.374	+0.231	
			7/2	-0.714				
			9/2	-0.933				
9/2	-1.018	-0.957	7/2	-0.829		+0.800	+0.740	
			9/2	-0.900				

TABELA 7 - Os coeficientes $B_2(I_1)U_2(I_1 I_1 \delta_{i1})$ e $B_2(I_1)U_2(I_1 I_j \delta_{ij}) \times U_2(I_j I_1 \delta_{j1})$ em função de $I_1 I_j$ e I_1 . São calculados

para $\delta_{i1} = \delta_{ij} = \delta_{j1} = 0$ e para valores típicos de δ de acordo com a sistemática (Sko 66), representados por $\delta^2 = \frac{|M|^2}{|M|^2 W} \delta^2$ onde $\frac{|M|^2}{|M|^2}$ se refere à razão de intensidades $L+1$ e L , seu caráter dependendo dos spins e paridades dos níveis envolvidos.

puras ($\delta=0$) e não mudam muito quando há mistura de multipolaridades (i.e. dependem fracamente de δ). Isto é, com decaimento direto ou indireto observa-se a mesma distribuição angular dentro de 20-30% ($W_{id} \approx W_{ij}$), quando há δ nulo ou δ normal de acordo com a sistemática (comparação da 1a. e 2a. coluna da tabela 7). Decaimentos indiretos por meio de diferentes estados intermediários com mesmo I_j dão origem a distribuições angulares iguais quando $\delta=0$ e semelhantes quando $\delta \neq 0$.

2) Quando o decaimento direto $I_i \rightarrow I_1$ for possível por meio de transições dipolares, simultaneamente pode haver decaimento indireto também por meio de transições dipolares ($3/2 \rightarrow 3/2$ ou $3/2 \rightarrow 1/2 \rightarrow 3/2$, $3/2 \rightarrow 3/2 \rightarrow 3/2$ e $3/2 \rightarrow 5/2 \rightarrow 3/2$). Neste caso, como podemos verificar pela tabela 7, (colunas 1, 2 e 3), quando $I_1 = 3/2$ ou $5/2$ os fatores $B_2 U_2$ são bastante diferentes dos fatores $B_2 U_2 U_2$, que por sua vez dependem fortemente de I_j ($W_{id} \neq W_{ij}$ e $W_{ij} \neq W_{ij'}$). Então, mesmo que as transições sejam puras nos dois modos de decaimento, a anisotropia observada com decaimento direto (W_{id}) pode ser bastante diferente da anisotropia observada quando o decaimento é indireto (W_{ij}). Mesmo que tenhamos apenas um estado inicial que decae de várias maneiras indiretas (dipolares) através de estados intermediários com diferentes spins I_j , se não forem conhecidos todos os spins I_j e as intensidades de todos os decaimentos, o conhecimento da distribuição angular média da transição $I_1 \rightarrow I_2$ não é suficiente para determinar o spin I_1 , mesmo que I_2 seja conhecido.

Examinamos a distribuição angular média $W(\theta)$ da transição $I_1 \rightarrow I_2$ no caso de se ter vários estados iniciais com mesmo spin e paridade $I_1^{\pi_1}$ podendo ter esquemas de decaimento diferentes.

1) Como já foi visto, quando $|I_i - I_1| = 2$, as distribuições angulares individuais W_{id} e W_{ij} são semelhantes (20-30%) e não dependem fortemente da mistura de multipolaridade. Se os diversos estados iniciais de mesmo spin I_i decaírem por meio de diversos estados intermediários de mesmo spin I_j mesmo que as razões de mistura sejam diferentes a distribuição angular média $W(\theta)$ será semelhante (dentro de 20-30%) às distribuições angulares individuais, W_{id} e W_{ij} permitindo analisar a distribuição angular média $W(\theta)$ para obter valores para os spins ainda não conhecidos.

2) Quando $|I_i - I_1| \leq 1$ e há também decaimentos indiretos (dipolares) é impossível extrair informações sobre spins e paridades a partir de distribuição angular média, como já foi verificado no caso de um único estado inicial.

3) Quando $|I_i - I_1| \leq 1$ e só há decaimento direto para o estado I_1 , as distribuições angulares individuais W_{id} são iguais quando $\delta = 0$. Quando $\delta \neq 0$ e $I_1 = 1/2, 5/2$ ou $7/2$, as anisotropias dependem fracamente de δ e mesmo que as transições $I_i \rightarrow I_1$ dos diversos estados iniciais I_i tenham misturas δ_{i1} diferentes (claro, não excessivamente diferentes, mas razoáveis de acordo com a sistemática) as distribuições angulares serão semelhantes (dentro de 20-30%). Portanto nestes dois casos a distribuição angular média $W(\theta)$ se assemelha às individuais e seu conhecimento pode permitir determinar valores de spin e valor médio das razões de misturas δ_{i1} . Quando $\delta \neq 0$, $I_1 = 3/2$ e $I_i = 3/2$ a anisotropia é bastante sensível a δ_{i1} , podendo ser negativa, positiva ou nula de acordo com o valor de δ_{i1} e a média $W(\theta)$ pode ser bastante diferente dos $W_{id}(\theta)$ individuais. Dependendo do caso, pode ser possível determinar spins a partir desta média, mas a razão de mistura média não tem nada que ver com as razões individuais δ_{i1} .

Em suma, no caso de alimentarmos um grupo de estados iniciais com mesmo spin e paridade $I_i^{\pi_i}$, se seu decaimento para I_1 é direto e puro a distribuição angular medida é a mesma que seria com a alimentação de apenas um estado inicial e pode se obter informações espectroscópicas a partir da distribuição angular medida. Quando o decaimento é indireto ou apresenta mistura, dependendo do caso (casos 1, 2 e 3) pode ser possível extrair informações da distribuição angular medida.

Examinemos agora, a distribuição angular média $w(\theta)$ da transição $I_1 \rightarrow I_2$ no caso de se ter vários estados iniciais com diferentes spins e paridades e esquemas de decaimentos.

Como podemos verificar pela tabela, para $I_1 = 5/2$ e $7/2$, as anisotropias A_2 são semelhantes para $I_i = 3/2, 5/2, 7/2$ e $9/2$ e não dependem fortemente da razão de mistura δ no caso de alimentação direta exclusiva (quando $|I_i - I_1| \leq 1$) ou no caso de $|I_i - I_1| = 2$.

Por exemplo, se as transições $3/2 \rightarrow 5/2$, $5/2 \rightarrow 5/2$, $7/2 \rightarrow 5/2$ forem apenas diretas e a transição $9/2 \rightarrow 5/2$ puder ser direto ou por meio de estados $7/2$, os coeficientes $B_2 U_2$ e $B_2 U_2 U_2$ em todos os casos e para valores razoáveis de δ (ou $\delta=0$) estão entre -0.55 e -0.955, isto é, semelhantes dentro de 40-50%.

No caso de $I_1 = 3/2$, a anisotropia A_2 é bastante diferente para diferentes I_i , mesmo no caso de decaimento direto e puro. Quando $I_i = 1/2^+$ as anisotropias A_2 são todas nulas, independentemente do decaimento, de δ e de I_1 .

Do ponto de vista das anisotropias A_4 : para $I_1 = 5/2$, as anisotropias A_4 mudam de sinal de $I_i = 5/2$ para $7/2$ e para $I_1 = 7/2$, elas são do mesmo sinal quando $I_i = 5/2, 7/2$ ou $9/2$.

Antes de tirar conclusões da invariança de A_2 e A_4 com a dispersão ΔE em energia, vamos analisar as distribuições an-

gulares medidas com $\Delta E \lesssim 70$ keV (70% dos $I_i^{\pi} = 3/2^-$) discutindo em cada caso a validade das conclusões, de acordo com os spins possíveis dos estados iniciais e tipos de decaimento.

Para determinar os spins mais prováveis dos primeiros estados excitados do ${}^4\text{K}$, utilizou-se além das distribuições angulares medidas no presente trabalho, também os resultados de Beckstrand (Be 71), Jundt et al (Ju 71) e Nickles (Ni 68). Beckstrand utilizou a reação ${}^4\text{K}(n, \gamma){}^4\text{K}$ com neutrons térmicos, Jundt et al utilizaram as reações (p, p') e $(p, p'\gamma)$ no ${}^4\text{K}$ e Nickles utilizou a mesma reação de captura de prótons que no presente trabalho, na mesma ressonância isobárica de $E_p = 1.1$ MeV e $I^{\pi} = 3/2^-$.

VII-B) Determinação de spin dos primeiros estados excitados

O primeiro critério para limitar os valores possíveis de spin e paridade foi a comparação das intensidades com que os níveis são diretamente alimentados dos estados de captura de neutrons térmicos ($E = 10.096$ MeV, $I^{\pi} = 7/2^-$ ou $9/2^-$) e de prótons de 1.1 MeV ($E = 8.88$ MeV, $I^{\pi} = 3/2^-$). As secções de choque parciais medidas por Beckstrand na desexcitação do estado de 10.096 MeV foram utilizadas e convencionou-se que $\sigma \gtrsim 100$ mb é alimentação forte, enquanto $\sigma < 100$ mb seria chamado de alimentação fraca.

Foi suposto que alimentação forte se faz por meio de transições dipolares (E1 e M1) e portanto níveis fortemente alimentados devem ter spin entre 5/2 e 11/2, o valor do spin não podendo ser 1/2 e 3/2. Para transições de 8.5 MeV de energia, (por exemplo) as larguras de Weisskopf são:

$$\Gamma_W(E1) = 499 \text{ eV}$$

$$\Gamma_W(E2) = 0,30 \text{ eV}$$

$$\Gamma_W(M1) = 13 \text{ eV}$$

$$\Gamma_W(M2) = 0.0079 \text{ eV}$$

Multiplicando os valores Γ_w pelas intensidades de transições $|M|^2 = \Gamma/\Gamma_w$ típicas de cada multipolaridade obtêm-se valores típicos de largura de transição (Sko 66):

$$\Gamma(E1) = \Gamma_w(E1) |M|^2(E1) = 0.75 \text{ eV}$$

$$\Gamma(M1) = 1.0 \text{ eV}$$

$$\Gamma(E2) = 0.45 \text{ eV}$$

$$\Gamma(M2) = 0.0007 \text{ eV}$$

Este resultado sugere que as transições energéticas de multipolaridades E1, M1 e E2 podem ter intensidades comparáveis, enquanto a transição M2 tem largura desprezível em comparação com as anteriores. Com base neste resultado foi suposto que a alimentação fraca pode ser por meio de multipolaridades E1, M1 e E2 e níveis fracamente alimentados podem ter spins e paridades $3/2^-$, $5/2^\pm$ - $11/2^\pm$, $13/2^-$. Foi suposto também que níveis não alimentados podem ter spin $1/2$ e $3/2$.

A alimentação a partir do estado de captura de prótons de 1.1 MeV (8.88 MeV, $3/2^-$) é menos conhecida devido a pior resolução na energia dos raios γ . A resolução é da ordem de 55 keV nas energias altas e portanto níveis com separação menor de 55 keV não tem a alimentação bem resolvida. Nos casos em que é possível analisar a contribuição a um só nível, a alimentação é intensa quando é $\geq 5\%$ da intensidade total emitida, e é fraca quando $< 5\%$. Níveis fortemente alimentados tem spin $1/2$, $3/2$ ou $5/2$ e os fracamente alimentados podem ter $1/2$, $3/2$, $5/2$ e $7/2^-$. É interessante notar que, o nível de 1293 keV de spin $7/2^-$ não tem alimentação direta deste estado.

Quando o nível é alimentado dos dois estados de 10.096 MeV e 8.88 MeV apenas os valores que satisfazem as duas relações serão utilizados. A tabela 8 apresenta todos os níveis até 4 MeV com sua alimentação e com os valores prováveis de acordo com a alimentação usando os critérios acima estabelecidos, (coluna 6 da tabela 8).

Energia de excitação do nível (keV)	Níveis alimentados do estado de 10.096MeV ($7/2^-$, $9/2^-$)		Níveis alimentados do estado de 8.88MeV ($3/2^-$)		Atribuição de spin devido:		
	forte	fraco	forte	fraco	à alimentação	ao decaimento	à medida de distribuição angular do presente trabalho
0			0		$3/2^+$		
980			980		$1/2^-$		
1293	1293				$7/2^-$		
1560			1560		$(1/2 \ 3/2)$	$(1/2 \ 3/2)$	$(1/2^+ \ 3/2^+)$
1582		1582	1582		$(3/2^- \ 5/2)$	$(3/2^- \ 5/2^+)$	$(3/2^- \ 5/2^+)$
1594					$(1/2 \ 3/2)$	$(1/2 \ 3/2)$	$(1/2^+)$
1677		1677		1677+1698	$(3/2^- \ 5/2 \ 7/2)$	$(3/2^- \ 5/2 \ 7/2^+)$	$(5/2^+)$
1698		1698			$(3/2^- \ 5/2 \ 7/2)$	$(3/2^- \ 5/2 \ 7/2^+)$	$(5/2^+ \ 7/2^+)$
2144	2144			2144+2166	$(5/2 \ 7/2)$	$(5/2^+)$	$(5/2^+)$
2166					$(1/2 \ 3/2)$	$(1/2 \ 3/2)$	$(3/2^+)$
2316	2316		2316		$(5/2 \ 7/2^-)$	$(5/2 \ 7/2^-)$	$(5/2^+)$
2448			2448		$(1/2 \ 3/2)$	$(1/2 \ 3/2)$	
2495		2495			$(7/2-11/2)$	$(7/2-11/2)$	
2508	2508				$(7/2-11/2)$	$(7/2)$	
2593			2593		$(1/2 \ 3/2)$	$(1/2 \ 3/2)$	$(1/2^+ \ 3/2^-)$
2681		2681			$(7/2-11/2)$	$(7/2)$	
2712	2712		2712		$(5/2 \ 7/2^-)$	$(5/2 \ 7/2^-)$	$(7/2^-)$
2755	2755		2755		$(5/2 \ 7/2^-)$	$(5/2 \ 7/2^-)$	
3042			3042		$(1/2 \ 3/2)$	$(1/2 \ 3/2)$	
3142	3142				$(7/2-11/2)$	$(7/2)$	
3164						$(7/2-11/2)$	
3213	3213				$(7/2-11/2)$	$(7/2-11/2)$	
3235		3235			$(7/2-11/2)$	$(7/2-11/2)$	
3281			3281		$(1/2 \ 3/2)$	$(1/2 \ 3/2)$	
3340			3340		$(1/2 \ 3/2)$		
3432	3432				$(7/2-11/2)$		
3450		3450	3450		$(3/2^- \ 5/2)$	$(5/2^+)$	
3467		3467			$(7/2-11/2)$		
3475		3475			$(7/2-11/2)$		
3489		3489			$(7/2-11/2)$		
3521		3521			$(7/2-11/2)$		
3534	3534				$(7/2-11/2)$		
3560		3560			$(7/2-11/2)$		
3595		3595			$(7/2-11/2)$		
3612		3612	3612		$(3/2^- \ 5/2 \ 7/2^-)$	$(5/2^+)$	
3643		3643			$(7/2-11/2)$		
3651	3651				$(7/2-11/2)$		
3700		3700			$(7/2-11/2)$		
3762	3762		3762		$(5/2 \ 7/2^-)$	$(5/2^+)$	
3775	3775				$(7/2-11/2)$		
3806		3806			$(7/2-11/2)$		
3828	3828		3828		$(5/2 \ 7/2^-)$	$(5/2^+)$	
3870		3870			$(7/2-11/2)$		
3914			3914		$(1/2 \ 3/2)$	$(1/2 \ 3/2)$	
3984	3984				$(7/2-11/2)$		
3997	3997				$(7/2-11/2)$		
4027		4027	4027		$(3/2^- \ 5/2 \ 7/2^-)$	$(5/2^+)$	

TABELA 8 - Níveis do ^{41}K até 4 MeV com sua alimentação a partir dos estados de 10.096 MeV e 8.88 MeV.

A atribuição de spins é feita com base na alimentação, decaimento e as medidas de distribuição angular do presente trabalho.

Se supusermos que o decaimento ocorre com a transferência máxima de duas unidades de momento angular (caso contrário a vida média do nível seria muito longa e haveria evidência disto na variação do fator de perturbação com a pressão), o decaimento é um outro critério que serve para limitar os valores possíveis de spin. Usando o esquema de decaimento apresentado na figura 4 e os dois critérios de alimentação e decaimento foi possível atribuir os seguintes valores prováveis de spin e paridade (coluna 7 da tabela 8). Estes valores servirão de base na análise das distribuições angulares que podem limitar mais ainda ou em alguns casos permitem atribuir um único valor de spin e paridade.

VII-B-1) O estado fundamental e os dois primeiros estados excitados de 980.4 keV e 1293.6 keV.

O estado fundamental e os estados de 980 keV e 1293 keV tem spins e paridades bem estabelecidos de $3/2^+$, $1/2^+$ e $7/2^-$ respectivamente, (Ma 36, Shar61, En 53, El 52). A isotropia da transição de 980 keV verificada também em nosso trabalho confirma a atribuição de $1/2^+$ e foi utilizado para normalizar as outras transições (IV-C-1a).

Já foi discutido nos capítulos III-D e IV-D-1 o resultado da medida da distribuição angular não perturbada da transição de 1293 keV (utilizando alvo implantado em tântalo) e que confirma também o spin atribuído $7/2^-$.

VII-B-2) Níveis de 1560.0, 1582.0 e 2593.4 keV

Estes níveis serão tratados simultaneamente, pois eles estão interligados pela transição de 1011,4 keV de maneira que o estudo independente de suas distribuições angulares não permite tirar nenhuma conclusão. Em primeiro lugar discutiremos o es,

quema de decaimento correspondente às transições de 1560, 1582 e 1011.4 keV, analisando em seguida as distribuições angulares medidas.

Chamamos de $I_1^{\pi_1}$, $I_2^{\pi_2}$, $I_3^{\pi_3}$, $I_4^{\pi_4}$ e $I_5^{\pi_5}$ os spins e paridades dos níveis em 8.88 MeV, 2.593, 1.582, 1.560 e 0 MeV, respectivamente, e de δ_{12} , δ_{13} , etc., as razões de mistura de multipolaridade das transições entre os níveis $I_1 \rightarrow I_2$, $I_1 \rightarrow I_3$, etc. No esquema de decaimento que segue abaixo, estão indicadas apenas as transições cujas distribuições angulares foram medidas. O esquema de decaimento completo destes níveis está na figura 4.

VII-B-2a) Nível de 2593 keV

Nickles ($\text{Ni } 68$), verificou a existência de um nível em 2.58 MeV intensamente alimentado do estado de captura de prótons (8.88 MeV, $3/2^-$) e cujo decaimento se processa por meio de uma transição direta para o estado fundamental (8%) e por meio de uma transição de 1010 keV para um nível em 1578 keV. Estas conclusões se baseiam em estudos de coincidência e no balanço de intensidades de alimentação e decaimento dos níveis em 2.58 MeV e

1.578 MeV.

Na reação ${}^4_1\text{K}(p,p'){}^4_1\text{K}$ foi visto um nível em 2588 ± 6 keV (Ke 58) e Beckstrand em seu trabalho de captura de neutrons térmicos pelo ${}^4_0\text{K}$ (Be 71) verificou a existência de um nível em 2599.8 keV, que não é diretamente alimentado pelo estado de captura (10.096 MeV e $7/2^-$, $9/2^-$). Nos espectros de coincidência este nível e as transições a ele associadas não eram visíveis e Beckstrand propôs o seguinte decaimento baseado apenas em balanço de energias:

As intensidades com as quais estas transições aparecem nos espectros de Beckstrand são baixíssimas, o que pode explicar a discrepância na energia de excitação e no decaimento deste nível. O decaimento proposto por ele provavelmente não está correto, pois em nosso trabalho este nível é intensamente populado da ressonância análoga de 8.88 MeV e $I^{\pi} = 3/2^-$ ao passo que as transições de 1039.8 keV e 1017 keV estão ausentes, (figura 9) havendo apenas a transição intensa de 1011.4 keV, também vista por Nickles. Supondo que a transição de 1011.4 keV provém do nível de 2.59 MeV e vai para o estado de 1582.0 keV, podemos calcular a energia de excitação deste nível como sendo $1011.4 + 1582.0 = 2593.4 \pm 1$ keV.

A transição deste nível para o estado fundamental está fora do nosso espectro, mas está presente com 8% de intensi

dade nos espectros de Nickles o que nos leva a propor o seguinte esquema de decaimento para este nível;

Devido à sua alimentação e ao seu decaimento (tabela 8) os valores prováveis de spin e paridade do nível de 2953 keV são $1/2^{\pm}$ e $3/2^{\pm}$.

Nickles, mediu a distribuição angular da transição de 6.30 MeV, que alimenta este nível do estado de 8.88 MeV e obtém $A_2 = -0.41 \pm 0.03$.

No caso de $I_2^{\pi_2} = 1/2^{\pm}$ obtém-se este coeficiente de anisotropia quando a razão de mistura de multipolaridade é $\delta_{12} = -0.051 \pm 0.01$. Esta razão de mistura corresponde em unidades de Weisskopf a

$$\frac{\delta_{12}^2}{\delta_W^2} \left(\frac{E2}{M1} \right) = 0.2$$

quando $I_2^{\pi_2} = 1/2^{\pm}$ e $\frac{\delta_{12}^2}{\delta_W^2} = 316$ quando $I_2^{\pi_2} = 1/2^{\pm}$, ambos permitidos pela sistemática (tabela 1).

No caso de $I_2^{\pi_2} = 3/2^{\pm}$ obtém-se o coeficiente A_2 medido supondo $\delta_{12} = +0.63 \pm 0.04$. Esta razão de mistura corresponde a

$$\frac{\delta_{12}^2}{\delta_W^2} \left(\frac{E2}{M1} \right) = 30$$

quando $I_2^{\pi 2} = 3/2^-$ e $\frac{\delta_{12}^2}{\delta_W^2} \left(\frac{M2}{E1} \right) = 46000$ quando $I_2^{\pi 2} = 3/2^+$. O

primeiro resultado é razoável, enquanto o segundo é ordens de grandeza maior do que o previsto pela sistemática. É portanto, improvável que o nível 2593 keV tenha spin $3/2^+$. De acordo com a distribuição angular desta transição o nível 2593 keV pode ter $I_2^{\pi 2} = 1/2^+$, $3/2^-$.

A distribuição angular da transição 1011.4 keV foi medida em nosso trabalho e obteve-se $A_2 = -0.03 \pm 0.01$. Se $I_2^{\pi 2} = 1/2^+$ a transição de 1011.4 keV deveria ser isotrópica, independentemente do valor de spin do estado final de 1582 keV. Se $I_2^{\pi 2} = 3/2^-$ e há uma mistura $\delta_{12} = +0.63$ na primeira transição obtem-se no mínimo $A_2 = -0.025$ para $\delta_{23} = -0.7$ (sendo $A_2 = -0.01$ para $\delta_{23} = 0$) quando $I_3^{\pi 3} (1582 \text{ keV}) = 3/2^+$ (sendo $\frac{\delta_{23}^2}{\delta_W^2} \left(\frac{E2}{M} \right) = 1414$, quando $I_3^{\pi 3} = 3/2^-$ e $\frac{\delta_{23}^2}{\delta_W^2} \left(\frac{M2}{E1} \right) = 2500000$ quando $I_3^{\pi 3} = 3/2^+$) e no mínimo $A_2 = -0.01$ para $\delta_{23} = +0.7$ (sendo $A_2 = +0.0025$ quando $\delta_{23} = 0$) quando $I_3^{\pi 3} (1582 \text{ keV}) = 5/2^+$. Como veremos mais adiante, estes são os valores mais prováveis de $I_3^{\pi 3} (1582 \text{ keV})$.

Então, para $I_2^{\pi 2} = 1/2^+$, $3/2^-$ e valores razoáveis de δ_{23} a anisotropia A_2 é sempre menor do que a medida. Verificou-se no entanto (Be 71) a existência de uma transição de 1012.7 keV correspondente à desexcitação do nível em 2712 keV para o nível em 1698 keV. Pela intensidade de decaimento de 1698 keV a contribuição desta transição ao pico de 1011.4 keV é da ordem de 5%. Como veremos mais adiante, $I^{\pi}(2712) = 7/2^-$ e $I^{\pi}(1698) = 5/2^+$ ou $7/2^+$. No caso de $5/2^+$ a anisotropia desta transição é $A_2 = -0.214$ e no caso de $7/2^+$ é $A_2 = +0.286$. Se o spin de 1698 for $5/2^+$, então a anisotropia da transição de 1011.4 keV pode ser explicada.

Em todo caso, os valores de $I_2^{\pi 2} = 1/2^{\pm}$ e $3/2^-$ são igualmente adequados para explicar as anisotropias das transições $I_1 \rightarrow I_2$ e $I_2 \rightarrow I_3$.

VII-B-2b) Nível de 1582.0 keV

A existência e o decaimento deste nível foram confirmados pelos dados recentes de Beckstrand (Be 71) e Jundt (Ju 71). Seu decaimento é principalmente (84 %) para o estado fundamental ($3/2^+$), sendo que os restantes 16 % vão para o primeiro estado excitado ($1/2^+$). Baseado em sua alimentação e em seu decaimento, Beckstrand atribuiu spin $5/2^+$ a este nível. No entanto, se supusermos a existência de decaimento direto E2 do estado de captura, então seu spin também pode ser $3/2^-$ (tabela 8). O valor $5/2^-$ é, aliás, menos provável pois se desexcitaria por meio de uma transição E1 para o estado fundamental e M2 para o primeiro estado excitado e as intensidades destas transições não deveriam ser comparáveis, como observado.

Nickles, mediu a distribuição angular da transição de 7.3 MeV que é a soma não resolvida das transições de 7.30 MeV ($8.88 \rightarrow 1.582$) e 7.32 MeV ($8.88 \rightarrow 1.560$) e obteve $A_2 = +0.197 \pm 0.013$. A partir das intensidades medidas das transições de 1560, 1582 e 1011 keV determinou-se que $64 \pm 10\%$ desta transição decai ao nível em 1582 keV e $36 \pm 10\%$ decai ao nível em 1560 keV. Verificou-se também que 64% da alimentação do nível em 1582 keV a partir do estado de captura de 8.88 MeV se processa por meio da transição direta de 7.3 MeV e os restantes 36% através do nível em 2593 keV, pela transição de 1011 keV.

VII-B-2c) Nível de 1560 keV

O decaimento deste nível também foi estudado pelos trabalhos anteriores (Be 71, Ju 71, Ni 68), verificando-se que 84% de-

cae ao estado fundamental e 16% ao primeiro estado excitado ($1/2^+$), como o nível em 1582 keV. Sua alimentação e seu decaimento (tabela 8) lhe conferem as atribuições $1/2^\pm$ e $3/2^\pm$. Segundo Beckstrand, a alimentação se faz por meio de cascatas através dos níveis de 2144, 2508, 2682 keV, mas as transições correspondentes estão ausentes dos nossos espectros e estes níveis não são diretamente alimentados a partir do estado de 8.88 MeV.

Por isto, podemos supor que a partir do estado de 8.88 MeV a alimentação é principalmente direta.

Na reação $^{42}\text{Ca}(d, ^3\text{He})^{41}\text{K}$ foi excitado um nível na energia de 1595 ± 40 keV, cujo spin parece ser $1/2^+$ (Yn 69). Por esta razão, Beckstrand atribuiu spin $I_4^{\pi 4} = 1/2^+$ ao nível em 1560 keV. Medimos a distribuição angular da transição de 1560 keV e obtivemos $A_2 = +0.0065 \pm 0.015$, isto é, a transição é isotrópica.

Este coeficiente da anisotropia nulo é obtido no caso $I_4^{\pi 4} = 1/2^+$, qualquer que sejam as misturas de multipolaridade δ_{14} e δ_{45} das transições $8.88 \rightarrow 1.560$ e $1.560 \rightarrow 0$.

No caso de $I_4^{\pi 4} = 3/2^+$ obtém-se isotropia na segunda transição utilizando $\delta_{14} = 0$ e $\delta_{45} = +0.26 \pm 0.05 \left(\frac{\delta_{45}^2}{\delta_W^2} \left(\frac{E2}{M1} \right) = 82 \right)$, enquanto no caso $I_4^{\pi 4} = 3/2^-$ precisa-se $\delta_{14} = 0.54 \pm 0.04 \left(\frac{\delta_{45}^2}{\delta_W^2} \left(\frac{E2}{M1} \right) = 19 \right)$ e $\delta_{45} = 0$ para explicar a isotropia, e portanto, é possível prever $A_2=0$ para os valores de spin $I_4^{\pi 4} = 1/2^\pm, 3/2^\pm$ com misturas razoáveis.

Há ainda, duas condições restritivas sobre os spins $I_3^{\pi 3}$ e $I_4^{\pi 4}$ fornecidas pelas distribuições angulares das transições de 1582 keV e 7.3 MeV.

Verificou-se que a transição de 1582 keV é isotrópica ou quase isotrópica ($A_2 \leq 0.01$) quando este nível é alimentado a partir do nível 2593 keV e $I_2^{\pi 2} = 1/2^\pm$ ou $3/2^-$, portanto os tres valores possíveis de $I_2^{\pi 2}$ (2593 keV) são equivalentes tam-

bem do ponto de vista desta transição. O valor do coeficiente médio $\bar{A}_2$ (1582 keV) calcula-se fazendo a média ponderada entre os valores A_2^{direto} (1582 keV) obtido com alimentação direta do nível 1582 keV e A_2^{cascata} (1582 keV) obtido com alimentação através do nível de 2593 keV. Como A_2^{cascata} (1582 keV) = 0 o valor de A_2^{direto} (1582 keV) deve estar entre +0.04 e +0.08 para a média reproduzir o valor medido $\bar{A}_2$ (1582 keV) = +0.04 $\pm$ $\pm$ 0.01. O valor medido do coeficiente $\bar{A}_2$ (7.3 MeV) também é a média ponderada dos valores $A_2(I_1^{\pi_1} \rightarrow I_3^{\pi_3})$ e $A_2(I_1^{\pi_1} \rightarrow I_4^{\pi_4})$. Na tabela 9 apresentamos as combinações possíveis dos valores $I_3^{\pi_3}$ e $I_4^{\pi_4}$ que com razões de mistura δ_{13} , δ_{14} , δ_{35} e δ_{45} convenientes produzem coeficientes A_2 tais que suas médias ponderadas reproduzem os valores medidos $\bar{A}_2$ (1582 keV) e $\bar{A}_2$ (7.3 MeV).

$I_1^{\pi_1}$	$I_3^{\pi_3}$	$I_4^{\pi_4}$	$I_5^{\pi_5}$	$I_2^{\pi_2}$	δ_{13}	δ_{14}	δ_{35}	δ_{45}	δ_{12}	δ_{23}	$A_2(1-3)$	$A_2(1-4)$	$\bar{A}_2$ (7.3MeV)	DIRETO $A_2(1582)$	CASCATA $A_2(1582)$	$\bar{A}_2(1582)$
$3/2^-$	$3/2^-$	$3/2^+$	$1/2^+$	$3/2^-$			qualquer		-0.05	qualquer					0	
							0		+0.63	0-0.7					-0.00036	
$3/2^-$	$3/2^-$	$1/2^+$	$3/2^+$		-0.14	0	0	qualquer			+0.59	-0.5	+0.197	+0.074	0	+0.047
	$1/2^-$				-0.414	+0.575	0	qualquer			+0.87	-1.0	+0.197	+0.033	0	+0.02
	$1/2^-$				+0.24	-0.575	0	qualquer			+0.026	+0.5	+0.197	+0.0625	0	+0.04
	$3/2^+$				+0.20	0	0	+0.26			+0.083	+0.4	+0.197	+0.068	0	+0.043
	$3/2^-$				-0.065	+0.537	0	0			+0.50	-0.335	+0.197	+0.079	0	+0.051
	$3/2^-$				+0.43	-0.537	0	0			-0.23	+0.96	+0.197	+0.03	0	+0.019
$3/2^-$	$5/2^+$	$3/2^+$	$1/2^+$				qualquer		-0.05	qualquer					0	
			$3/2^-$				.123		+0.63	0					+0.011	
$3/2^-$	$5/2^+$	$1/2^-$	$3/2^+$		0	-0.75	-.23	qualquer			-0.1	+0.725	+0.197	+0.0625	0 ou +0.01	+0.04 ou +0.043
	$3/2^+$				0.05	-0.05	-.23	+0.258			-0.04	+0.47	+0.142	+0.0625	" "	" "
	$3/2^-$				-0.07	-0.537	-.23	0			-0.23	+0.96	+0.197	+0.0625	" "	" "
$3/2^-$	$5/2^-$	$3/2^+$	$1/2^+$				qualquer		-0.05	qualquer					0	
			$3/2^-$				0		+0.63	0-0.7					+0.005	
$3/2^-$	$5/2^-$	$1/2^-$	$3/2^+$		+5.0	-0.85	0	qualquer			-0.12	+0.76	+0.197	+0.027	0	0.018
	$3/2^-$				+5.7	-0.537	0	0			-0.23	+0.96	+0.197	+0.027	0	0.018

TABELA 9 - Combinações possíveis dos valores $I_3^{\pi_3}$ e $I_4^{\pi_4}$ correspondentes aos níveis de 1582 keV e 1560 keV com as respectivas razões de mistura de multipolaridade.

Em resumo, com os dados disponíveis atualmente não é possível determinar de maneira única os valores de spin e paridade dos níveis 2593, 1582 e 1560 keV, mas apenas colocar limitações sobre os valores possíveis. Em particular, o valor atribuído por Nickles de $I_3^{\pi 3} = 3/2^+$ não pode ser mantido devido à alimentação direta a partir do estado de captura de $I^{\pi} = 7/2^-$, e os valores atribuídos por Beckstrand de $I_3^{\pi 3} = 5/2^+$ e $I_4^{\pi 4} = 1/2^+$ não podem ocorrer simultaneamente. Isto é, se $I_3^{\pi 3} = 5/2^+$ então $I_4^{\pi 4} = 1/2^-$ ou $3/2^+$ e se $I_4^{\pi 4} = 1/2^+$ então o único valor possível de $I_3^{\pi 3}$ é $3/2^-$. As combinações mais prováveis são as seguintes

- 1) Se $I_3^{\pi 3} = 3/2^-$ $I_4^{\pi 4} = 1/2^{\pm}, 3/2^{\pm}$ $I_2^{\pi 2} = 1/2^{\pm}, 3/2^-$
- 2) Se $I_3^{\pi 3} = 5/2^+$ $I_4^{\pi 4} = 1/2^-, 3/2^-$ $I_2^{\pi 2} = 1/2^{\pm}, 3/2^-$

Nesta análise, foi suposto implicitamente, que só um estado inicial de spin $3/2^-$ é alimentado, o que não é verdade quando a dispersão em energia é 70 keV.

Os níveis acima discutidos, não tiveram seus spins determinados devido ao decaimento complicado e a inclusão de estados iniciais de spins diferentes não faria diferença. A única limitação que se fez sobre os valores possíveis de spin, a partir das distribuições angulares medidas é a impossibilidade de ter $I^{\pi}(1582 \text{ keV}) = 5/2^+$ e $I^{\pi}(1560 \text{ keV}) = 1/2^+$ simultaneamente.

Foi verificado que, esta impossibilidade continua, mesmo se supusermos que 30% dos estados iniciais alimentados tem spins $1/2$, $5/2$ ou $7/2$.

VII-B-3) Nível de 1594 keV

Este nível foi visto pela primeira vez por Jundt et al (Ju 71) nas reações ${}^4\text{K}(p,p'){}^4\text{K}$. A alimentação deste nível por um grupo de prótons na reação (p,p') é clara, tornando segura a existência deste nível.

Nos nossos espectros (figura 9) a transição deste nível para o estado fundamental ($61 \pm 8\%$) está bem separada da transição de 1582 keV. Espectros de fundo revelaram a existência de um pico em 1592.6 keV, pico de segundo escape da transição de 2614.6 keV correspondente ao Th^{228} , cuja intensidade em geral é apenas 10% da intensidade total do pico. A contribuição deste pico de fundo foi subtraída de todos os espectros. A distribuição angular desta transição foi medida no presente trabalho, mas apresenta uma incerteza estatística bastante grande, sendo $A_2 = +0.01 \pm 0.04$. Sua alimentação a partir do estado de 8.88 MeV não é conhecida. Seu decaimento para o estado fundamental ($3/2^+$) e o primeiro estado excitado ($1/2^+$) (Ju 71) e sua ausência dos espectros de Beckstrand tanto na alimentação como no decaimento indicam que provavelmente seu spin é $\leq 3/2$, podendo ter paridade positiva ou negativa. É então, provável que seja alimentado diretamente do estado de 8.88 MeV ($3/2^-$) e a distribuição angular isotrópica é possível com $I^\pi = 1/2^\pm$ e $3/2^\pm$ com misturas δ convenientes e razoáveis de acordo com a sistemática, como foi verificado para a transição de 1560 keV.

A energia deste nível está bastante próxima do nível de 1590 keV, visto por Yntema na reação ${}^4\text{Ca}(d, {}^3\text{He}){}^4\text{K}$ (Yn 69) e cujo spin foi determinado como sendo $1/2^+$. Beckstrand, identificou o nível de 1590 keV visto por Yntema com o nível de 1560 keV já conhecido cujos spins possíveis são $1/2^\pm$ e $3/2^\pm$,

porque até então, o nível de 1594 keV não tinha observado (devido à dificuldade de separá-lo do nível de 1582 keV). Como o nível de 1594 keV também tem valores possíveis de spin de $1/2^{\pm}$ e $3/2^{\pm}$ e sua energia é bem semelhante, é mais correto identificá-lo com o nível de 1590 keV. Neste caso, o valor mais provável de spin do nível de 1594 keV é $I^{\pi} = 1/2^{+}$.

Como os spins $1/2$ e $3/2$ foram atribuídos devido à alimentação e ao decaimento deste nível, a alimentação de vários estados iniciais de $3/2^{-}$ e de outros com spin $1/2$, $5/2$ e $7/2$ não tem efeito sobre esta atribuição.

VII-B-4) Nível de 1677 keV

Estudos do decaimento β^{-} do estado fundamental ($7/2^{-}$) do ^{41}Ar para este nível sugerem que seu spin pode ser $5/2^{\pm}$, $7/2^{\pm}$ ou $9/2^{\pm}$ (Ju 71). Como este nível decai unicamente para o estado fundamental $3/2^{+}$, os valores de $7/2^{-}$, $9/2^{\pm}$ são improváveis. Mediu-se no presente trabalho, a distribuição angular da transição de 1677 keV e obteve-se $A_2 = +0.19 \pm 0.02$.

A alimentação deste nível a partir do estado de 8.88 MeV ($3/2^{-}$) não é bem conhecida. No trabalho de Nickles há evidência de alimentação direta fraca do dubleto 1677—1698 keV, mas não é possível separar os picos para calcular a contribuição a cada nível do dubleto.

Vamos supor que se o spin for $5/2^{\pm}$ ou $7/2^{-}$ a alimentação é direta e, se for $7/2^{+}$, é através de níveis de spin $5/2^{\pm}$

situados na região 2.5—4.0 MeV.

Os decaimentos prováveis são, então:

Seja I^π (1677 keV) = $5/2^+$. Neste caso a primeira transição que o alimenta é puro E1 e a transição que o desexcita é M1 e E2. Com $\delta_1 = 0$ e $\delta_2 = -0.316 \pm 0.02$ ($\frac{\delta_2^2}{\delta_W^2} (\frac{E2}{M1}) = 112$) reproduz-se o valor medido de A_2 , portanto este valor de spin e paridade são razoáveis.

Seja I^π (1677 keV) = $5/2^-$, então a primeira transição é M1, E2 e a segunda deve ser E1, praticamente, pura. Não há mistura δ_1 real que permita explicar o valor medido de A_2 . Supondo um valor razoável (19 unidades de Weisskopf) de δ_1 , precisamos de δ_2 excessivamente grande ($\frac{\delta_2^2}{\delta_W^2} (\frac{M2}{E1}) = 2500000$) para reproduzir o A_2 medido. Isto significa que $5/2^-$ não parece ser compatível com a distribuição angular medida.

Seja, então, I^π (1677 keV) = $7/2^-$. Neste caso, esse nível pode ser alimentado diretamente por meio de transição E2 pura ou através de estados $5/2^+$ por meio de duas transições E1 puras. Em ambos os casos seria necessário uma mistura $\delta'_3 = +0.18 \pm 0.02$ ($\frac{\delta_3^2}{\delta_W^2} (\frac{E3}{M2}) = 54$) entre as multipolaridades E3 e M2 na transição de 1677 keV, para explicar a anisotropia medida. Esta mistura é muito grande (a sistemática preve de 1—20 unidades Weisskopf), o que torna este valor menos provável. Outra comparação que se pode fazer é entre as intensida

des das transições 2316 keV $\rightarrow$ 1293 keV (E1, pois o nível de 2316 keV tem $I^\pi = 5/2^+$, como veremos a seguir e 1293 keV tem $I^\pi = 7/2^-$) e 2316 keV $\rightarrow$ 1677 keV. A razão medida entre as intensidades é 74 ± 45 (Be 71). A razão entre as larguras de Weisskopf E1/E1 e E1/M1 são:

$$\frac{\Gamma_W(E1, 2316 \rightarrow 1293)}{\Gamma_W(E1, 2316 \rightarrow 1677)} = 4 \quad \text{e} \quad \frac{\Gamma_W(E1, 2316 \rightarrow 1293)}{\Gamma_W(M1, 2316 \rightarrow 1677)} = 160$$

A razão medida sugere que a transição 2316 keV $\rightarrow$ 1677 keV tem caráter M1 e portanto, sua paridade é positiva, podendo ser $5/2^+$ ou $7/2^+$.

Seja I^π (1677 keV) = $7/2^+$. Neste caso a alimentação se faz por meio de níveis de spin $5/2^\pm$, havendo uma transição E1 puro e outra M1, E2. Supondo que a primeira transição é E1 puro e a segunda M1, E2 com $\delta_2' \neq 0$ (nível intermediário $5/2^+$), como a transição de 1677 keV é praticamente E2 puro ($7/2^+ \rightarrow 3/2^+$), precisa-se de $\delta_2' = 1.55$ para explicar o valor medido de A_2 . Esta mistura corresponde a $\frac{\delta_2'^2}{\delta_W^2} \left(\frac{E2}{M1} \right) = 8000$ e portanto é muito maior que as misturas que a sistemática prevê. Se o spin intermediário fosse $5/2^-$ não haveria razão de mistura δ_1' real que explicasse o valor medido de A_2 e portanto o valor de spin I^π (1677 keV) = $7/2^+$ é impossível.

Se o estado inicial só decai diretamente e por meio de uma transição pura (E1) ao nível de 1677 keV (como deveria ser no caso de I^π (1677 keV) = $5/2^+$) a alimentação simultânea de vários estados iniciais de spins $3/2^-$, $3/2^+$, $5/2$ e $7/2$ não tem grande efeito sobre a anisotropia A_2 . Isto é, observamos praticamente a mesma anisotropia A_2 que se fosse alimentado apenas um estado inicial $3/2^-$.

Se no entanto, tivermos simultaneamente, vários tipos

de decaimento por intermédio de estados com diferentes I_j , então não se pode determinar I^π a partir da anisotropia A_2 medida e a atribuição de $5/2^+$ não é segura.

No entanto, como não há evidência de decaimento indireto pelos dados de Nickles, acreditamos que é razoável supor como valor mais provável $I^\pi(1677 \text{ keV}) = 5/2^+$ e a razão de mistura de multipolaridade na transição de 1677 keV é $\delta(\frac{E2}{M1}, 1677 \text{ keV} \rightarrow 0) = -0.316 \pm 0.02$.

VII-B-5) Nível de 1698 keV

A alimentação e decaimento deste nível (tabela 8, figura 4) indicam que os valores possíveis de spin são $3/2^-$, $5/2^+$ e $7/2^+$ onde o valor $7/2^-$ é menos provável devido à desexcitação exclusiva para o estado fundamental ($3/2^+$).

Mediu-se a distribuição angular da transição de 1698 keV no presente trabalho e obteve-se $A_2 = +0.26 \pm 0.013$.

A alimentação deste nível a partir do estado de 8.88 MeV não é bem conhecida como já foi visto na análise do nível de 1677 keV. As alimentações possíveis são:

Se $I^\pi(1698 \text{ keV}) = 3/2^-$ o nível é diretamente alimentado do estado de 8.88 MeV e a primeira transição é M1 E2, enquanto a segunda é E1 puro. Não há razão de mistura δ_1 real que

permite explicar o valor medido de A_2 . O valor máximo de A_2 que se obtém é $A_2 = + 0.08$ com $\delta_1 = 0$, para valores $\delta_1 \neq 0$ A_2 fica menor que $+0.08$. Portanto, o spin do nível de 1698 keV não pode ser $3/2^-$.

Se $I^\pi(1698 \text{ keV}) = 5/2^+$, a alimentação é direta por meio de uma transição E1 puro e se desexcita por meio de transição M1, E2. Se a mistura na segunda transição for $\delta_2 = -0.37 \pm 0.02$ ($\frac{\delta_2^2}{\delta_W^2} \left(\frac{E2}{M1}\right) = 151$) então, o valor medido de A_2 é explicado.

Se $I^\pi(1698 \text{ keV}) = 5/2^-$ a segunda transição é E1 puro e não há razão de mistura δ_1 real na primeira transição que possa explicar o A_2 medido.

Se $I^\pi = 7/2^+$. Neste caso, a alimentação provável se faz por meio de estados $5/2^\pm$. Supondo que a transição de 1698 keV ($7/2^+ \rightarrow 3/2^+$) é de caráter E2 puro ($\delta_3' = 0$), precisa-se de misturas $\delta_1' = 0.50$ e $\delta_2' = 0$ ou $\delta_1' = 0$ e $\delta_2' = 0.625$ para explicar o A_2 medido. (No caso de $\delta_1' = \delta_2' = \delta_3' = 0$ A_2 seria igual $+ 0.306$). Estas razões de mistura são razoáveis entre multipolos E2 e M1 e portanto $7/2^+$ é um valor possível de acordo com a distribuição angular medida.

Se $I^\pi(1698 \text{ keV}) = 7/2^-$ a alimentação pode ser direta por meio de uma transição E2 pura, ou através de estados $5/2^+$, por meio de duas transições E1 puras. A transição de 1698 keV seria de caráter M2, E3 sendo necessária uma mistura de $\delta_3' = + 0.068 \pm 0.02$ ($\frac{\delta_3^2}{\delta_W^2} \left(\frac{E3}{M2}\right) = 7.5 \pm 0.6$) para explicar o valor medido de A_2 . A vida média deste nível previsto pela estimativa de Weisskopf seria $\tau = 0.25 \times 10^{-9}$ seg e neste caso o fator de perturbação $G_2(\infty)$ seria praticamente 1.0 nas pressões utilizadas, não havendo variação com a pressão. No caso de haver inibição da transição M3 (a sistemática prevê uma inibição de $|M|^2(M2) = 0.087$ e a transição 1293 keV $\rightarrow 0$, também de caráter M2 apresenta esta inibição) a vida média aumenta para 2.9 nsec.

Neste caso já deveria se notar variações da ordem de 20 a 30% no fator de perturbação $G_2(\infty)$ com a pressão. Como o coeficiente $A_2 G_2(\infty)$ da transição 1698 keV é constante com a pressão, o valor $7/2^-$ não é provável.

Podemos então, concluir que os valores mais prováveis são I^π (1698 keV) = $5/2^+$ e $7/2^+$.

No caso de $7/2^+$ a alimentação direta do 8.88 MeV deve ser nula e a transição fraca visível nos espectros de Nickles deve se dirigir ao nível de 1677 keV. Um espectro dos raios γ de alta energia feito com boa resolução na ressonância isobárica de 1.1 MeV poderia resolver esta dúvida.

Analogamente ao caso do nível de 1677 keV, se o spin do nível for $7/2^+$ ($L \geq 2$) ou $5/2^+$ (transição direta e pura) a anisotropia A_2 não é muito sensível à inclusão de estados iniciais com spins $3/2^-$, $3/2^+$, $5/2$ ou $7/2$. Se não for $5/2^+$ ou $7/2^+$ e tivermos vários tipos de decaimentos indiretos, não dá para determinar I^π a partir de A_2 . Os valores mais prováveis no entanto, continuam sendo $5/2^+$ e $7/2^+$ por não ter evidência sobre a existência de decaimentos indiretos (Ni 68).

VII-B-6) Níveis de 2144 e 2166 keV

O estado de captura de 10.096 MeV ($7/2^-$, $9/2^-$) decai intensamente ao nível de 2144.1 keV o que sugere valores de spin entre $5/2$ e $11/2$ para este nível e não decai ao nível em 2166 keV, sugerindo valores de spin $1/2$ ou $3/2$. O decaimento do nível 2144 keV para o nível de 980 keV ($1/2^+$) limita o valor de seu spin a $5/2^+$, sendo o valor $5/2^+$ o mais provável.

Nickles verifica a existência de uma transição soma do estado 8.88 MeV para o dubleto 2144-2166 keV, mas a resolução de seu detetor não permite separar as duas transições. Foi medida (Ni 68) a distribuição angular da transição soma e se obteve $A_2 = +0.028 \pm 0.025$. O esquema de decaimento correspondente a estes níveis é o seguinte:

As transições que desexcitam os níveis 2144 e 2166 keV ao estado fundamental estão fora do nosso espectro, mas ambos decaem ao primeiro estado excitado em 980 keV ($1/2^+$) por meio

de transições de 1164.1 e 1185.6 keV que estão no alcance dos nossos espectros. A transição de 1185.6 keV está presente em nosso espectro e medimos sua distribuição angular, obtendo $A_2 = -0.070 \pm 0.02$.

Esta anisotropia elimina a possibilidade de $I^\pi(2166 \text{ keV}) = 1/2^+$. A transição de 1164 keV está praticamente ausente, indicando a fraca alimentação do nível em 2144 keV.

Levando em conta os branching ratios das transições de 1185.6 e 1164.1 keV (43% e 16%, respectivamente) e as intensidades destas transições em nossos espectros, podemos dizer que a partir do estado de 8.88 MeV a alimentação do nível de 2166 keV é quatro vezes mais intensa que a alimentação do nível de 2144 keV.

Como não há evidência de alimentação indireta destes níveis, vamos supor que ambos são diretamente alimentados do estado de 8.88 MeV e $80 \pm 5\%$ da transição soma vai para o nível em 2166 keV e $20 \pm 5\%$ vai ao nível em 2144 keV.

O primeiro critério para limitar os valores de spin será a anisotropia $A_2 = +0.028 \pm 0.025$ da transição soma que alimenta o dubleto. Supondo apenas um estado inicial de spin $3/2^-$ temos que: no caso de $I^\pi(2166 \text{ keV}) = 3/2^+$ e $I^\pi(2144 \text{ keV}) = 5/2^+$ o coeficiente A_2 da transição soma de caráter E1 puro deveria ser $A_2 = +0.30$ e não há mistura razoável que reproduza o valor medido de A_2 .

Para se ter o A_2 medido deveríamos ter 20% da alimentação para o estado 2166 keV e 80% de alimentação ao estado 2144 keV, o que é impossível de acordo com os nossos dados, pois então a transição de 1164 keV deveria ser muito mais intensa em nosso espectro.

No caso de $I^\pi(2166 \text{ keV}) = 3/2^+$ e $I^\pi(2144 \text{ keV}) = 5/2^-$ a transição $8.88 \rightarrow 2.144 \text{ MeV}$ é de caráter M1, E2 e pode haver

mistura entre as multipolaridades. No entanto, não há valor real de δ que explique $A_2 = +0.028$, o menor valor de A_2 obtido com $\delta = -1.2$ é $A_2 = +0.16$ valor que está fora da incerteza da medição experimental.

No entanto, na dispersão de energia de 70 keV temos vários estados iniciais de spin $3/2^-$ ($\geq 70\%$) e possivelmente, outros de spin $1/2$, $5/2$, $7/2$ ($\leq 30\%$). O fato de se ter vários estados iniciais com mesmo spin $3/2^-$ não afeta o A_2 , pois o decaimento para o nível de 2166 keV é direto e puro. Mas, se supusermos que os 30% restantes são todos estados iniciais com spin $5/2$, com razões de mistura convenientes poderíamos explicar o A_2 medido ($A_2 = +0.028 \pm 0.025$). A anisotropia da transição de 1186 keV é também explicada com os 30% de estados iniciais $5/2$, não havendo mistura na transição 1186 keV ($3/2^+ + 1/2^+$).

Vamos examinar agora a possibilidade do nível 2166 keV ter spin $3/2^-$. Novamente discutiremos o caso supondo um estado inicial de spin $3/2^-$ e depois estenderemos para vários estados iniciais.

Supondo $I^\pi(2166 \text{ keV}) = 3/2^-$, a transição $8,88 \rightarrow 2166$ é de caráter M1, E2 e se também $I^\pi(2144 \text{ keV}) = 5/2^+$ (E1 puro) então $\delta = +0.22 \pm 0.02$ na transição M1, E2 ($\frac{\delta^2}{\delta_W^2} \left(\frac{E_2}{M1} \right) = 3.3$) explica o valor observado $A_2 = 0.028$.

Se $I^\pi(2166 \text{ keV}) = 3/2^-$ e $I^\pi(2144 \text{ keV}) = 5/2^-$ a anisotropia A_2 observada é facilmente explicável com a mesma mistura do caso anterior ou supondo misturas convenientes (mas indetermináveis, pois há infinitas combinações de dois δ que satisfazem) nas duas transições. Ainda devido à desexcitação com intensidades comparáveis para estados com spin $3/2^+$ e $1/2^+$ a paridade mais provável do estado de 2144 keV é positiva.

Supondo que $I^\pi(2166 \text{ keV}) = 3/2^-$ e há uma mistura $\delta\left(\frac{E2}{M1}\right) = +0.22 \pm 0.02$ na transição que alimenta o nível 2166 keV, podemos calcular a anisotropia da transição de 1186 keV ($2166 \rightarrow 980 \text{ keV}$) e comparar com o valor medido. Supondo que a transição de 1186 keV é de E1 puro obtém-se $A_2 = -0.081$ o que está em ótimo acordo com o valor medido de $A_2 = -0.070 \pm \pm 0.020$. Então, supondo apenas estados iniciais $3/2^-$, ou supondo contribuição de estados iniciais $1/2$ e $5/2$ com misturas convenientes as anisotropias medidas são explicadas quando o spin do estado 2166 keV for $3/2^-$. Portanto, as duas atribuições satisfazem ($3/2^+$ ou $3/2^-$) e não se pode distinguir entre elas devido ao desconhecimento dos spins de 30% dos estados iniciais (se não forem $5/2$ ou se não tiver a mistura necessária, o nível de 2166 keV não pode ter paridade positiva).

Cálculos de modelo de camadas (Be 71, Pel 67) preveem um nível com spin $3/2^+$ na energia de excitação de 2.1 MeV, sendo o nível de 2166 keV o único candidato, pois os níveis próximos todos tem spins diferentes de $3/2$.

VII-B-7) Nível em 2316.9 keV

Estudos de coincidência (Be 71) confirmaram que a transição de 1023 keV corresponde à desexcitação do nível 2316.9 keV para o nível em 1293.6 keV. O raio γ que alimenta o nível 2316.9 keV a partir do estado de captura de 10.096 MeV e $I^\pi = 7/2^-$ ou $9/2^-$ é a transição mais intensa do espectro (n, γ) de alta energia e portanto, Beckstrand sugere caráter de dipolo elétrico a esta transição e spin $5/2^+$ ou $7/2^+$ ao nível de 2316.9 keV.

Como o nível 2316.9 keV é diretamente alimentado do estado de 8.88 MeV ($3/2^-$) também (Ni 68), o valor $7/2^+$ não é provável.

Mediu-se a distribuição angular da transição de 1023 keV no presente trabalho, e obteve-se $A_2 = -0.075 \pm 0.034$.

Supondo apenas um estado inicial de spin $3/2^-$ temos que:

se I^π (2317 keV) = $5/2^+$, as duas transições são de caráter El ($3/2^- \rightarrow 5/2^+$ e $5/2^+ \rightarrow 7/2^-$) e supondo a primeira transição pura, a segunda deve apresentar $\delta = +0.027 \pm 0.037$ para reproduzir o A_2 medido (A_2 (puro) = -0.10). Como o erro em δ é maior do que o próprio valor de δ , podemos supor que as transições são de El puro e supondo $I^\pi = 5/2^+$ obtém-se o valor medido de A_2 .

Como o decaimento do estado inicial para o nível de 2316 keV é direto e puro (quando I^π (2316 keV) = $5/2^+$) a inclusão de outros estados iniciais de mesmo spin $3/2^-$ ou de outros spins $3/2^+$, $5/2$ ou $7/2$ quase não afeta a anisotropia. Isto é, a atribuição de $5/2^+$ verificada como correta com a suposição de um estado inicial $3/2^-$, pode ser mantida quando há vários estados iniciais.

Se houvesse alimentação indireta por meio de estados $5/2^\pm$ (não há evidência disto) e o spin do nível 2317 keV fosse $7/2^+$, na transição de 1023 keV seria necessário uma mistura $\delta = -0.65 \left(\frac{\delta^2}{\omega^2} \left(\frac{M2}{E1} \right) = 2000000 \right)$ para explicar o A_2 medido. Este valor de mistura é muito grande e portanto o spin não pode ser $7/2^+$, quando há um estado inicial $3/2^-$.

No caso de I^π (2316 keV) = $7/2^+$ há transferência de duas unidades de momento angular ($3/2^- \rightarrow 7/2^+$) e o decaimento indireto por meio de estados $5/2$ fornece anisotropia semelhante ou igual ($\delta = 0$) como já foi visto. Então, se houvessem vários estados iniciais $3/2^-$ a anisotropia resultante permanece praticamente a mesma (20—30% de diferença) se as razões de mistura forem nulas ou razoáveis.

Também no caso de alimentarmos estados iniciais de spin $5/2$ ou $7/2$ e supondo apenas decaimento direto a anisotropia resultante não é muito afetada. Isto é, se o valor $7/2^+$ é incompatível com a distribuição angular observada quando há alimentação de apenas um estado inicial $3/2^-$, continuará sendo incompatível se houver alimentação de vários estados iniciais com diferentes spins.

Portanto, o valor de spin do nível de 2316 keV é seguramente $5/2^+$.

VII-B-8) Nível de 2712.2 keV

Sua alimentação e seu decaimento sugerem valores de spin $5/2^+$ e $7/2^-$, pois aparentemente, o estado 8.88 MeV ($3/2^-$) também decai para este nível. O valor $5/2^-$ não é provável pois, não há decaimento para o estado fundamental $3/2^+$ que seria nesse caso a desexcitação mais provável (E1).

No presente trabalho, observou-se a distribuição angular da transição de 1419 keV, que desexcita este nível para o nível 1293.6 keV e obteve-se $A_2 = +0.30 \pm 0.10$.

Supondo que só há um estado inicial de spin $3/2^-$.

Se I^π (2712. keV) = $5/2^+$ a alimentação direta se faz - por meio de uma transição E1 pura e a transição de 1419 keV também tem caráter E1. Supondo as duas transições puras calcula-se $A_2 = -0.10$ e seria necessário misturas $\frac{M2}{E1}$ excessivamente grandes

para explicar o valor medido de $A_2 = +0.30$. Isso exclui o valor $5/2^+$ para o spin.

No caso de ter vários estados iniciais com spin $3/2^-$ todos decaindo diretamente do nível de 2712 keV ($5/2^+$, E1), a anisotropia da transição que desexcita o nível de 2712 keV seria a mesma. No caso de outros estados iniciais com spins $3/2^+$, $5/2$ e $7/2$, também se obteria uma anisotropia semelhante se $\delta = 0$ ou tem um valor razoável de acordo com a sistemática. Então, o spin $5/2^+$ continua incompatível, por prever uma anisotropia muito diferente da observada, mesmo se há alimentação de vários estados iniciais de diferentes spins.

Se I^π (2712 keV) = $7/2^-$, há duas possibilidades: 1) a alimentação é direta e se faz por meio de uma transição E2 pura ou 2) é indireta e se faz através de estados $5/2^+$ e de duas transições E1 puras. Em ambos os casos, a transição de 1419 keV tem caráter M1, E2 e supondo mistura nula em todas as transições obtêm-se $A_2 = +0.286$, valor que concorda com o valor medido. Para se obter $A_2 = +0.30 \pm 0.10$ é necessário ter $\delta_2(\frac{E2}{M1}) = -0.05 \pm 0.30$. Portanto, pode-se concluir que o nível 2712 keV tem spin I^π (2712 keV) = $7/2^-$ e a razão de mistura de multipolaridade é $\delta_2(\frac{E2}{M1}, 2712 \rightarrow 1293 \text{ keV}) = -0.05 \pm 0.30$.

Já foi justificado antes (2316 keV) que se o spin do nível cujo decaimento estamos observando for $7/2$ e o decaimento for direto ou por meio de níveis de spin $5/2$, a alimentação simultânea de estados iniciais com spin $3/2^-$, $3/2^+$, $5/2$, $7/2$ quase não altera a anisotropia obtida com a alimentação de apenas um estado inicial $3/2^-$. Então, se o valor de $7/2$ for compatível com a anisotropia, continua compatível quando alimentamos vários estados iniciais com diferentes spins.

Portanto, o valor de spin do nível de 2712 keV é seguramente $7/2^-$.

A transição de 1419 keV representa 4% da alimentação total do nível de 1293 keV. Na secção III-D, no cálculo da anisotropia A_2 da transição de 1293 keV foi suposto que toda a sua alimentação se faz por meio de níveis intermediários com spin $5/2^+$ e aqui foi verificado que uma parte da alimentação (pelo menos 4%) é feita através de níveis intermediários com spin $7/2^-$ que por sua vez podem ser alimentados diretamente ou através de níveis $5/2^+$. As transições que alimentam os níveis $7/2^-$ são respectivamente E2 ou E1 puros.

Em ambos os casos a anisotropia da transição de 1293 keV $\rightarrow 0$ é $A_2 = +0.247$ quando se supõe que todas as transições são puras. Supondo mistura na transição 1293 keV $\rightarrow 0$ de $\delta \left(\frac{E3}{M2} \right) = 0.2$ (100 u.w.) obtém-se $A_2 = +0.243$, isto é, o valor de A_2 não é sensível a δ . Quando a alimentação é por meio de níveis $5/2^+$, $A_2(1293\text{keV}) = +0.306$, isto é, maior do que no caso da alimentação por meio de estados $7/2^-$. A alimentação por meio de $7/2^-$ vai diminuir o valor de A_2 de tal maneira que $0.247 \leq A_2 < 0.305$, mas o valor medido de $A_2(1293\text{ keV}) = +0.29 \pm 0.04$ é compatível com as duas hipóteses devido à incerteza experimental.

Os spins e paridades mais prováveis, atribuídos a partir das distribuições angulares do presente trabalho e de Nickles e a partir de alimentação e decaimento dos níveis, estão

representados na figura 4, ao lado das atribuições de Beckstrand e Nickles.

VII-C) Contribuição de estados iniciais com spin e paridade diferente de $3/2^-$

Quando a dispersão em energia é $\Delta E = 476$ keV ($E_p = 811-1287$ keV), apenas 10% da intensidade dos raios γ é devido às tres componentes $3/2^-$ da ressonância isobárica. No entanto, as distribuições angulares praticamente são as mesmas do que quando $\Delta E \leq 70$ keV e 70% é contribuição das tres componentes $3/2^-$.

Usando a mesma notação adotada anteriormente (transição cuja distribuição angular foi medida no presente trabalho é $I_1 \rightarrow I_2$ e estado inicial é $I_i^{\pi_i}$) podemos verificar pela tabela 7 que para $I_1 = 5/2$ e $7/2$ e supondo somente decaimento direto quando $|I_i - I_1| \leq 1$ e direto ou indireto quando $|I_i - I_1| \geq 2$ a anisotropia da transição $I_1 \rightarrow I_2$ é bastante semelhante para $I_i = 3/2, 5/2, 7/2$ e $9/2$ (ver B_2U_2 e $B_2U_2U_2$ quando $I_1 = 5/2$ e $7/2$ na tabela 7). Quando $I_i = 1/2$ a anisotropia é nula e este fato permite colocar um limite superior na contribuição dos estados iniciais com spin $1/2^\pm$.

Examinemos as distribuições angulares das transições emitidas pelos níveis de 1677 keV, 1698 keV e 2316 keV, que seguramente tem spin $5/2$ ou $7/2$, devido à sua alimentação e decaimento e em alguns casos confirmado pela distribuição angular medida. A variação dos A_2 com ΔE está representada na tabela abaixo.

E_γ	$(E_1 \rightarrow E_2)$	$A_2 (\leq 70 \text{ keV})$	$A_2 (E_p=811\text{keV}-1287\text{keV})$
1677 keV	1677 $\rightarrow$ 0	$+0.19 \pm 0.02$	0.161 ± 0.016
1698 keV	1698 $\rightarrow$ 0	$+0.260 \pm 0.013$	0.206 ± 0.010
1023 keV	(2116 $\rightarrow$ 1293)	-0.073 ± 0.034	-0.115 ± 0.04
1419 keV	(2712 $\rightarrow$ 1293)	$+0.30 \pm 0.10$	

A incerteza estatística de $A_2(1023 \text{ keV})$ é muito grande, por isso vamos examinar apenas os A_2 das transições de 1677 keV e 1698 keV. Se supusermos que para $\Delta E \leq 70 \text{ keV}$ há uma contribuição $\leq 15\%$ de estados iniciais com spin $1/2^\pm$ e os 85% restantes são estados iniciais com spins $3/2$, $5/2$ e $7/2$, então, a diminuição em A_2 com o aumento de ΔE é devido à inclusão de $\sim 25 \pm 10\%$ de estados iniciais com spin $1/2$.

Isto é, a variação de A_2 com ΔE indica que entre $E_p = 811 \text{ keV}$ e 1287 keV $25 \pm 10\%$ dos estados alimentados pela captura de próton no ^{40}Ar podem ter spin $1/2^\pm$.

Níveis com spin $I_1 = 3/2$ são muito sensíveis à inclusão de estados iniciais com spin $5/2$ e $7/2$ como podemos ver pelos coeficientes B_2U_2 na tabela 7. Examinemos a distribuição angular da transição de 1186 keV, emitida pelo nível de 2166 keV, cujo spin é $3/2^+$ ou $3/2^-$, para o nível em 980 keV ($1/2^+$). Podemos verificar que quando $I_1 = 5/2$ ou $7/2$ a anisotropia A_2 da transição ($I_1 = 3/2 \rightarrow I_2 = 1/2$) é praticamente constante com δ e é $A_2(I_1 = 5/2 \text{ ou } 7/2) \approx -0.35 \pm 0.05$ e $A_2(I_1 = 1/2) = 0$, sendo que esta mesma anisotropia A_2 depende fortemente de δ quando $I_1 = 3/2$. Usando as várias porcentagens possíveis para os diversos spins quando $\Delta E \leq 70 \text{ keV}$ ($3/2 \geq 70\%$, $1/2 \leq 15\%$, $0 \leq 5/2$, $7/2 \leq 30\%$) e o valor resultante de $A_2 = -0.07 \pm 0.02$ determinamos que o valor médio de $A_2(I_1 = 3/2)$ (quando a alimentação é feita de estados iniciais $I_1 = 3/2$) pode estar entre -0.10 e $+0.04$ dependendo das porcentagens.

Usando esses valores médios $A_2(I_1 = 3/2)$ e o fato que a contribuição de estados com spin $1/2$ é $25 \pm 10\%$ quando $\Delta E = 476 \text{ keV}$, verificou-se que o limite máximo para a contribuição dos estados iniciais com spins $5/2$ ou $7/2$ é $15 \pm 10\%$.

Então, a partir da invariança de A_2 com ΔE foi possível determinar que para qualquer $\Delta E \leq 476 \text{ keV}$ centrado em tor

no da ressonância isobárica de 1.1 MeV, $25 \pm 10\%$ dos estados alimentados pela captura de prótons tem spin $1/2$, $15 \pm 10\%$ tem spin $5/2$ ou $7/2$, sendo os restantes $70 \pm 10\%$ de spin $3/2$.

Foram calculadas as penetrabilidades P_ℓ para prótons de 1.1 MeV no núcleo ^{40}Ar , supondo apenas barreira coulombiana e centrífuga, para comparar as probabilidades de captura de prótons com momentos angulares orbitais $\ell = 0, 1, 2, 3$ e 4. As razões entre as penetrabilidades (Sha 53) são:

$$\frac{P_1}{P_0} = 0.286 \quad \frac{P_2}{P_0} = 0.0286 \quad \frac{P_3}{P_0} = 0.0013$$

As penetrabilidades foram normalizadas de tal maneira que a soma $\alpha(P_0 + P_1 + P_2 + P_3) = 1$, isto é, a contribuição de ondas parciais com $\ell \geq 4$ foram desprezadas devido ao valor pequeno de $\frac{P_3}{P_0}$.

A partir destas probabilidades de captura de prótons, foram calculadas as probabilidades dos spins resultantes assumirem valores $1/2, 3/2, 5/2$ ou $7/2$, dadas por:

$$P(1/2) = \alpha(P_0 + \frac{P_1}{3}) = 83\%$$

$$P(3/2) = 2\alpha(\frac{P_1}{3} + \frac{P_2}{5}) = 15\%$$

$$P(5/2) = 3\alpha(\frac{P_2}{5} + \frac{P_3}{7}) = 1.5\%$$

$$P(7/2) = 0.5\%$$

Comparando estas probabilidades com os resultados da análise das distribuições angulares, verifica-se que a contribuição de estados com spin $1/2$ é três vezes menor e com spin

$3/2$ é 4.5 vezes maior do que a prevista pelas penetrabilidades.

Esta discrepância pode talvez ser explicada pela presença do estado análogo de $I^{\pi} = 3/2^{-}$ em 1.1 MeV que promove a alimentação de estados $3/2^{-}$ deixando os estados $1/2$, $5/2$ e $7/2$ sem reforço. Ou talvez é o estado antianálogo que está fragmentado sobre esta região extensa. De fato, não há indicação de sua existência em baixas energias de excitação.

Em outras palavras, a predominância de estados $3/2$ poderia ser descrita como o reforço da "strength function" para $I^{\pi} = 3/2^{-}$ devido a um estado de partícula independente $2p^{3/2}$.

APÊNDICE 1Absorção dos raios γ pela câmara de alvos

Uma fração dos raios γ produzidos no alvo pela desexcitação do núcleo ^{41}K é absorvida pela parede da câmara de alvos antes de chegar no detetor de $\text{Ge}(\text{Li})$. Antes de calcular a distribuição angular a partir do número de raios γ detetados em função do ângulo θ é necessário levar em conta a fração dos absorvidos.

Definimos como transmissão T a razão entre o número de raios γ que atravessam a parede pelo número total de raios γ que incidem na parede. Devido ao caráter exponencial da absorção de fótons:

$$T(E_\gamma, \theta) = e^{-\mu(E_\gamma) \rho X} \quad (1)$$

onde X = espessura da parede, μ = coeficiente de absorção (tabelado por Davisson (Da 65) em função da energia E_γ para vários materiais), ρ = densidade do material da parede.

Calculamos $T(E_\gamma, 0^\circ)$ e $T(E_\gamma, 90^\circ)$ pela fórmula 1 para todas as energias de interesse (de 980 keV até 1680 keV) para todas as câmaras utilizadas. Devido à geometria das câmaras o erro cometido no cálculo de $T(0^\circ)$ era pequeno, ao passo que a incerteza em $T(90^\circ)$ era razoavelmente grande.

Para contornar este problema, mediu-se a razão $T(0^\circ)/T(90^\circ)$ para a transição isotrópica de 980 keV para todas as câmaras. A partir desta razão e de $T(0^\circ)$ calculada, determinou-se $T(90^\circ)$ para a transição de 980 keV. A partir de $T(90^\circ)$ por sua vez, determinou-se $\mu \rho X(980 \text{ keV}, 90^\circ)$ e utilizando o comportamento de μ com a energia calculou-se $T(90^\circ)$ para as energias E_γ de todas as transições γ .

Todas as transições γ tiveram sua intensidade normalizada pela transição isotrópica de 980 keV. Estas intensidades normalizadas e corrigidas devido à diferença na transição de raios γ de energias diferentes são da forma

$$\frac{C(E_{\gamma}, \theta)}{C(980\text{keV}, \theta)} = \frac{T(980\text{keV}, \theta)}{T(E_{\gamma}, \theta)}$$

onde $C(E_{\gamma}, \theta)$ é o número de raios γ da energia E_{γ} detetados na direção θ .

Como as energias de todos os raios γ do espectro são próximas a 980 keV, a razão $T(980 \text{ keV})/T(E_{\gamma})$ é próxima de 1.

O erro nesta razão é apenas de 0.3 a 1% a 0° , ao passo que em 90° no caso da câmara de alvos implantados chega a 5%.

APÊNDICE 2

Correções devido ao tamanho finito do detetor e do alvo.

A distribuição angular ideal

$$W(\theta) = 1 + A_2 P_2(\cos \theta) + A_4 P_4(\cos \theta) + \dots \quad (2)$$

é obtida, quando a radiação é emitida por uma fonte puntiforme e medida por um detetor puntiforme.

A estrutura da distribuição angular é modificada devido aos tamanhos finitos do detetor e da fonte.

O efeito conjunto do tamanho finito do detetor e do tamanho finito da fonte foi estimado (Ca 69) e calculado (He 70) para algumas configurações especiais da fonte, que não se

aplicam à nossa geometria.

No entanto, este cálculo permitiu concluir, que a correção global pode ser substituída em uma boa aproximação pelo produto das correções devido a detetor finito com fonte puntiforme e devido a fonte finita com detetor pontual.

Em vez de calcular exatamente a correção global para o nosso caso, vamos usar esta aproximação e calcular separadamente as duas correções mais simples e usar seu produto.

a) Correção devido ao tamanho finito do detetor com fonte puntiforme

Esta correção é muito bem conhecida, foi calculada e medida para detetores de NaI (Ya 65) e de Ge(Li) (Ca 69, Whi68) cilíndricos e retangulares. Esta correção não depende do ângulo de observação θ , afeta da mesma maneira as intensidades medidas em diferentes ângulos θ e seu efeito pode ser resumido em coeficientes de atenuação Q_2 e Q_4 , que multiplicam os coeficientes A_2 e A_4 da distribuição angular ideal $W(\theta)$.

No nosso trabalho todas as distribuições angulares medidas foram obtidas normalizando as intensidades medidas em 0° e 90° pela intensidade da transição isotrópica de 980 keV nestes ângulos.

A transição isotrópica de 980 keV não é afetada por esta atenuação (isotrópia atenuada contínua isotropia) e $Q_2(980 \text{ keV}) = Q_4(980 \text{ keV}) = 1$.

Portanto, as distribuições angulares normalizadas devem ser corrigidas apenas pelos coeficientes de atenuação Q_2 e Q_4 , correspondentes à transição γ . Os coeficientes de atenuação dependem do tamanho do detetor, da distância entre o detetor e a fonte e da energia E_γ da transição.

Utilizando as tabelas (Ca 69 e Ya 65) para a nossa geometria obtivemos para o detetor de Ge(Li) $Q_2 = 0.07 \pm 0.001$ e

$$Q_4 = 0.903 \pm 0.002.$$

$Q_2 = 0.970$ e $Q_4 = 0.900$ para todas as transições do espectro. Para o cristal de NaI utilizado com alvos implantados em Tântalo $Q_2 = 0.875 \pm 0.002$ para todas as transições do espectro.

b) Correção devido ao tamanho finito do alvo quando o detetor é puntiforme

A fonte que emite a radiação corresponde ao trajeto percorrido pelo feixe no alvo gasoso. É um cilindro de diâmetro pequeno (3mm), de comprimento igual ao comprimento do alvo gasoso (varia de acordo com as câmaras, pode ser 3 mm, 6 mm, 17 mm e 35 mm).

Como a distância entre o centro do alvo e a face do detetor é de 80 mm, o diâmetro da fonte pode ser desprezado em face desta distância (He 70).

Aproximamos então, a fonte por uma linha de comprimento $2L$, cuja direção coincide com a direção do feixe incidente, que é também a direção do eixo de quantização.

Calcularemos a intensidade de radiação recebida por um detetor puntiforme situado a distância r do centro da fonte linear, quando todos os pontos da fonte emitem incoerentemente a mesma intensidade e não há atenuação entre a fonte e o detetor. A situação acima descrita está representada na figura abaixo.

A intensidade de radiação recebida pelo detetor puntiforme no ângulo de observação θ , quando só um comprimento ele-

mentar dX está emitindo, é;

$W(\theta) \frac{r^2 dX}{\ell^2 2L}$ onde ℓ é a distância do intervalo dX até o detetor e $W(\theta)$ é a distribuição angular ideal emitida por uma fonte puntiforme.

A intensidade total recebida pelo detetor puntiforme quando toda a fonte linear está emitindo é

$$W'(\theta) = W(\theta) \frac{r^2}{2L} \int_{-L}^{+L} \frac{dX}{r^2 + X^2 - 2rX \cos \theta} \text{ pois, } \ell^2 = r^2 + X^2 - 2rX \cos \theta \quad (3)$$

$$W'(\theta) = W(\theta) \frac{r^2}{2L} \frac{1}{r \sin \theta} \arctg \frac{2Lr \sin \theta}{r^2 - L^2} = W(\theta) F(\theta) \quad (4)$$

Na expansão do $\arctg$ em série de potências de seu argumento, o erro em tomar só o primeiro termo é da ordem de $(\frac{2L}{r})^3$, e se este erro for desprezível podemos substituir o $\arctg$ por seu argumento

$$W'(\theta) \approx W(\theta) \frac{r^2}{2L} \frac{1}{r \sin \theta} \frac{2Lr \sin \theta}{r^2 - L^2} = \frac{r^2}{r^2 - L^2} W(\theta) \quad (5)$$

A correção, sendo a mesma para todos os termos da expansão em Polinômios de Legendre e sendo independente do ângulo θ , não terá efeito sobre a anisotropia da distribuição angular.

Portanto, o erro de não considerar o efeito do tamanho finito da fonte é da ordem de $(\frac{2L}{r})^3$.

No caso em que tivemos $2L = 17$ ou 35 mm este erro não é desprezível, por isso vamos analisar a dependência da correção com θ .

O fator de correção $F(\theta) = \frac{r}{2L \sin \theta} \arctg \frac{2Lr \sin \theta}{r^2 - L^2}$ depende de θ e não pode ser traduzido num coeficiente de atenuação,

como no caso anterior. Vamos calcular a correção $F(\theta)$ nos casos $\theta \approx 0^\circ$ e $\theta = 90^\circ$

Quando $\theta \sim 0$ o $\arctg$ pode ser aproximado pelo argumento e

$$W'(0^\circ) = W(0^\circ) \frac{r^2}{r^2 - L^2} \geq W(0^\circ) \quad (6)$$

Quando $\theta = 90^\circ$

$$W'(90^\circ) = W(90^\circ) \frac{r}{2L} \arctg \frac{2Lr}{r^2 - L^2} \leq W(90^\circ) \quad (7)$$

Isto é, a intensidade medida é maior em 0° e menor em 90° do que seria no caso de uma fonte puntiforme. Isto é razoável, pois em 90° os pontos da fonte são aproximadamente equidistantes da fonte e sua extensão deve causar uma atenuação isto é, diminuição nas contagens. Já em 0° a metade da fonte mais próxima do detetor tem contribuição relativa maior do que a metade mais distante e a fonte se comporta como se estivesse mais próxima sendo a intensidade medida maior do que se fosse emitida por uma fonte pontual no centro do alvo.

O fator de correção $F(\theta)$ é o mesmo para todas as transições γ , não depende da energia e multiplica igualmente todos os termos da expansão em Polinômios de Legendre.

Então, a transição isotrópica de 980 keV também é afetada por esta correção, tornando-se anisotrópica devido a este efeito.

No entanto, quando normalizamos as intensidades pela intensidade da transição de 980 keV para calcular a distribuição angular medida

$$\omega(\theta) = \frac{C(E_\gamma, \theta)}{C(980, \theta)} \cdot \frac{T(980, \theta)}{T(E_\gamma, \theta)} = a_0 + a_2 P_2(\cos\theta)$$

a correção $F(\theta)$ é cancelada e a distribuição angular medida $\omega(\theta)$ é aquela que seria medida no caso da fonte puntiforme.

Isto é, devido à normalização interna dos dados não devemos corrigir a distribuição angular medida para o efeito da fonte ter tamanho finito.

Como já vimos que a correção devido ao tamanho finito do detetor não é cancelada na normalização, então para obter o coeficiente A_2 da distribuição ideal, devemos dividir o coeficiente medido $\frac{a_2}{a_0}$ por Q_2 :

$$A_2 = \frac{1}{Q_2} \frac{a_2}{a_0} \quad (8)$$

APÊNDICE 3

Freiamento do átomo ou ion de potássio no gás de argônio

O freiamento de átomos ou ions pesados em gases é calculado usualmente utilizando a teoria de Lindhard (Li 63, Li 67).

No entanto, há evidências experimentais de que o alcance previsto pela teoria de Lindhard é ~ 40% menor do que o alcance real na região de $A \sim 40$ (Si 64). Ben Zvi (Ben 68) verificou que o alcance de ions de Sm em argônio é o dobro do que é previsto pela teoria de Lindhard. Medidas de Evans (Ev 53) sobre o alcance de ions Ar^+ em Ar apresentam alcance 45% maior que o de Lindhard na energia de 40 keV e 20% maior na energia de 80 keV.

Devido à semelhança de suas massas atômicas, Ar^+ e K, provavelmente, tem um poder de freiamento nuclear semelhante e como nestas energias o freiamento nuclear é muito mais impor

tante que o freiamento eletrônico, vamos supor que as conclusões tiradas a partir de medidas do alcance de Ar^+ em Ar se aplicam também ao freiamento de K em Ar. Isto é, vamos supor que para átomos de K de 27 keV a discrepância entre o alcance calculado pela teoria de Lindhard e o alcance real é maior ou igual a 50%.

Para explicar o alcance 50% maior do que o previsto por Lindhard foi suposto que o poder de freiamento $\frac{dE}{dX}$ dos átomos ou ions de potássio em argônio é um fator 1.5 vezes menor em todas as energias do que o $\frac{dE}{dX}$ calculado pela teoria de Lindhard.

Vamos apresentar resumidamente, os resultados da teoria de Lindhard, já que as modificações são feitas em relação a ela.

Esta teoria descreve o freiamento de ions pesados em colisão com átomos, distinguindo dois tipos de colisão: colisões eletrônicas e nucleares. Nas colisões eletrônicas a energia é transferida para os eletrons atômicos. Estas colisões são importantes para o freiamento quando a velocidade dos ions é grande. Nas colisões nucleares a energia é transferida para o movimento de translação do átomo. Elas são importantes para o freiamento, quando a velocidade do ion é baixa comparada com a velocidade orbital dos elétrons (Li 63).

Vamos introduzir as quantidades adimensionais

$$\epsilon = \frac{a M_2}{Z_1 Z_2 e^2 (M_1 + M_2)} E \quad \text{e} \quad \rho = \frac{4\pi a^2 n M_1 M_2}{(M_1 + M_2)^2} R \quad (9)$$

como medida de energia e alcance respectivamente, onde

$$a = \frac{0.8853 \hbar^2}{m e^2} \left(\frac{1}{Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3}} \right)^{1/2} \quad \text{e } n = \text{número de átomos} \quad (10)$$

do meio por unidade de volume.

Os índices 1 e 2 se referem, respectivamente, ao ion em movimento e ao átomo do meio. A derivada $\frac{d\varepsilon}{d\rho}$ é a medida adimensional do poder de freiamento, isto é, de energia perdida por unidade de comprimento.

Mostrou-se (Li 63), que na região de velocidades de ion incidente $v < v_0 z_1^{2/3}$ ($v_0 = \frac{e^2}{\hbar} = 2.17 \times 10^8$ cm/seg) o freiamento eletrônico é bem descrito pela expressão:

$$\left(\frac{d\varepsilon}{d\rho}\right)_e = k\varepsilon^{1/2} \quad (11)$$

$$\text{onde } k = \frac{z_1^{1/6} \cdot 0.0793 \cdot z_1^{1/2} \cdot z_2^{1/2} (A_1 + A_2)^{3/2}}{(z_1^{2/3} + z_2^{2/3})^{3/4} A_1^{3/2} A_2^{1/2}} \quad (12)$$

Esta fórmula aproximada vale mesmo para velocidades muito baixas, onde $v \ll v_0$.

As variáveis ε e ρ são úteis para a descrição do freiamento nuclear, pois pode se mostrar (Li 63) que com boa aproximação o freiamento nuclear de todos os átomos pode ser descrito por uma curva universal $\left(\frac{d\varepsilon}{d\rho}\right)_n \propto \varepsilon$ ("fórmula mágica").

No caso do freiamento de potássio em argônio temos:

$$\varepsilon = 12.587 \text{ E (MeV)}$$

$$\rho = 4.9456 \times 10^{-18} \text{ nR (cm)}$$

$$k = 0.1475$$

$$v_0 z_1^{2/3} = 1.55 \times 10^9 \text{ cm/seg} \gg v_k (27 \text{ keV}) = 3.54 \times 10^7 \text{ cm/seg}$$

$$\frac{dE}{dx} = 3.929 \times 10^{-16} n \left[\left(\frac{d\varepsilon}{d\rho}\right)_n + \left(\frac{d\varepsilon}{d\rho}\right)_e \right]$$

sendo que nas velocidades do ion de potássio, o freiamento nuclear é bem mais importante que o freiamento eletrônico.

O poder de freiamento $\frac{dE}{dX}$ é utilizado para calcular o alcance, o tempo de freiamento do átomo de K em Ar e a relação entre energia cinética de recuo E e o tempo t decorrido do instante $t = 0$ da formação do núcleo ^{41}K .

O alcance é facilmente calculável a partir de $\frac{d\epsilon}{d\rho}$, sendo o alcance reduzido dado por:

$$\rho(\epsilon) = \int_0^\epsilon \frac{d\epsilon'}{(d\epsilon'/d\rho)} \quad (13)$$

No trabalho de Lindhard (Li 63) existem curvas da função $\rho(\epsilon)$ calculadas usando a fórmula mágica e vários valores de $k = 0.1, 0.2, \text{etc.}$, e a partir destas curvas obtem-se para o alcance:

$$R_{\text{Lindhard}} = \frac{1.655 \times 10^{17}}{n} \text{ (cm)} \quad (14)$$

Introduzindo a redução de fator 1.5 no $\frac{d\epsilon}{d\rho}$, o alcance aumenta de fator 1.5 em relação ao alcance de Lindhard, isto é:

$$R = R_{\text{Lindhard}} \times 1.5$$

O alcance dos ions de potássio assim calculado está na tabela 2.

Para calcular o tempo de freiamento, adota-se a grandeza adimensional

$$\theta = \int_0^\epsilon \frac{d\epsilon'}{\sqrt{\epsilon'} (d\epsilon'/d\rho)} \text{ como medida de tempo.} \quad (15)$$

É fácil verificar que para o freiamento de potássio em argônio

$$\theta = 3.016 \times 10^{-10} n t \text{ (seg)} \quad (16)$$

Para $\epsilon' \rightarrow 0$ a integral θ diverge, por isto devemos fazer um corte em algum valor pequeno de ϵ' . Calculamos o tempo de freiamento para 2 cortes, utilizando como $E_{\min} = 0.04$ eV (a energia térmica em temperatura ambiente) e $E_{\min} \approx 40$ eV (a energia média trocada numa colisão durante o freiamento).

$E_{\min}$	t_f	t_f (100 torr de Ar)
0.04 eV	$\frac{19.2 \times 10^{10}}{n} \text{ seg}$	54 nseg
40 eV	$\frac{9.3 \times 10^{10}}{n} \text{ seg}$	26 nseg

Isto mostra que nas pressões utilizadas na experiência o tempo de freiamento é da mesma ordem de grandeza que a vida média do estado de 1293 keV ($\tau \approx 10.5 \text{ ns}$).

A energia cinética E em função do tempo t se calcula a partir da função $\frac{d\theta}{d\epsilon}(\epsilon)$. Utilizou-se as variáveis ϵ e θ acima definidas para tornar a função independente da pressão. O procedimento utilizado foi determinar o intervalo de tempo $d\theta$ necessário para perder uma quantidade fixa de energia $d\epsilon$, em função da energia ϵ e graficar num sistema de coordenadas (ϵ, θ) os intervalos $d\epsilon$ e $d\theta$. À medida que ϵ diminui o intervalo $d\theta$ correspondente ao mesmo $d\epsilon$ fixo aumenta. A curva $\epsilon(\theta)$ assim construída vale para todas as pressões pois, não depende de n . Para passar às variáveis E e t , devemos usar as transformações acima indicadas.

APÊNDICE 4

Captura de elétrons livres pelos ions de potássio

Na região do feixe de prótons existe um plasma constituído por elétrons livres e por ions de Argônio. Os ions de potássio produzidos na reação nuclear podem recombinar com os elétrons livres.

A densidade de elétrons livres no plasma é calculado levando em conta os processos de produção (ionização dos átomos de argônio e elétrons secundários arrancados da folha de Molibdênio ou da chapa de Tântalo do fim da câmara pelos prótons de 1.1 MeV) e de absorção de elétrons livres (recombinação com os ions de argônio na região do plasma).

A partir desta densidade e do coeficiente de recombinação do ion de potássio calcula-se a probabilidade de recombinação do K^+ com os elétrons livres e compara-se com a probabilidade de troca de carga do K^+ em colisão com Ar^0 . Verifica-se que o processo de recombinação é desprezível em face da troca de carga.

Densidade de elétrons livres

Produção de elétrons

1) Ionização dos átomos de Ar pelo feixe de prótons de 1.1 MeV. Seja σ_- a secção de choque total de ionização de Ar pelos prótons, $n(Ar)$ a densidade do alvo gasoso, N_p o número de prótons incidentes por unidade de tempo e S a área transversal do feixe. Então, o número de elétrons criados por meio de ionização por unidade de volume e por unidade de tempo:

$$\left(\frac{dn^+(e)}{dt}\right)_{\text{ionização}} = \frac{\sigma_- n(Ar) N_p}{S} \quad (17)$$

A secção de choque σ_- para Argônio foi medida (McD 64) em fun-

ção da energia de prótons e obteve-se $\sigma_{-}(1.1 \text{ MeV}) \approx 1.5 \times 10^{-16} \text{ cm}^2$

Como a corrente do feixe de prótons era 1 μA em média $N_p = \frac{10^{-6} \text{ A}}{1.6 \times 10^{-19} \text{ C}} \approx 6 \times 10^{12} \text{ p/seg}$. O diâmetro do feixe sendo 3mm

$S \approx 0.076 \text{ cm}^2$ e $n(\text{Ar})$ para a pressão de 100 torr é $3.55 \times 10^{18} / \text{cm}^3$

$$\therefore \left(\frac{dn^+(e)}{dt} \right)_{\text{ionização}} \approx 4.6 \times 10^{16} / \text{cm}^3 \text{ seg} \quad (18)$$

2) Elétrons secundários arrancados das superfícies metálicas pelos prótons.

O coeficiente de emissão secundária γ , definido como o número de elétrons arrancados por próton incidente, foi medido para Molibdênio e seu valor é ~ 2 (Mas 52). γ não depende criticamente do tipo de metal e da energia dos prótons, por isso supomos o mesmo valor para o Tântalo

$$\left(\frac{dn^+(e)}{dt} \right)_{\text{secundário}} = (\gamma_{\text{Mo}} + \gamma_{\text{Ta}}) \frac{N_p}{SX} \approx 6.4 \times 10^{14} / \text{cm}^3 \text{ seg} \quad (19)$$

onde SX é o volume do plasma. Estamos sobreestimando $\frac{dn^+(e)}{dt}$, pois os elétrons podem escoar para fora do plasma e o volume que deveríamos considerar é maior que SX.

O número de elétrons secundários é 100 vezes menor que o número de elétrons criados por ionização quando a pressão é 100 torr. Para pressões maiores, a razão é menor ainda. Por isso:

$$\left(\frac{dn^+(e)}{dt} \right)_{\text{total}} \approx 4.6 \times 10^{16} / \text{cm}^3 \text{ seg} \quad (20)$$

quando a pressão é 100 torr.

Absorção de elétrons

Os elétrons podem desaparecer da região do plasma por dois processos:

- 1) Saem do volume do plasma
- 2) Recombinam com os ions de Ar no plasma

1) Como o volume do plasma é uma pequena fração do volume da câmara, os elétrons podem escapar do plasma facilmente.

Desprezando este efeito a densidade vai ser novamente sobreestimada, mas verificaremos a seguir que apesar de sobreestimada a densidade ainda é muito baixa para tornar a recombinação um processo importante para o K^+ .

2) O número de elétrons que recombina com ions de Ar, por unidade de tempo e por unidade de volume é dado (Bat 62a), por $\frac{dn^-(e)}{dt} = -\alpha n(e)n(Ar^+)$, onde α é o coeficiente de recombinação e $n(e)$ e $n(Ar^+)$ são densidades de elétrons livres e de ions de Argônio, respectivamente.

Como a secção de choque para arrancar um elétron do argônio (σ_{01}) é 10 ou 100 vezes maior que a secção de choque para arrancar dois (σ_{02}) ou tres (σ_{03}) elétrons, respectivamente (Sol 62), podemos supor que:

$$n(e) = n(Ar^+) \quad (21)$$

Supomos que o regime é estacionário, isto é, o número de elétrons criados por unidade de tempo é igual ao número de elétrons absorvidos por unidade de tempo:

$$\frac{dn^+(e)}{dt} = - \frac{dn^-(e)}{dt} = -\alpha n^2(e) \quad (22)$$

$$\therefore n(e) = \sqrt{\frac{dn^+(e)}{dt} \frac{1}{\alpha}} \quad (23)$$

Mediu-se α para um plasma de argônio a temperatura ambiente (Sex 58, Red 51, Bion 51, Bion 49) e obteve-se $\alpha = 7 \times 10^{-7}$ cm³/seg.

$$\text{Então, } n(e) = 3 \times 10^{11} / \text{cm}^3. \quad (24)$$

Recombinação com K⁺

Foi calculado (Bat 62b) o coeficiente α para plasmas alcalinos em função da velocidade relativa. Para a densidade de elétrons de $10^{11} / \text{cm}^3$ e para velocidade relativa de 10^7 cm/seg.

$$\alpha \approx 3 \times 10^{-8} \text{ cm}^3 / \text{seg}$$

A secção de choque de recombinação pode ser calculada partir do coeficiente de recombinação α (Mas 52), pois α é definido como:

$$\alpha = \int_0^{\infty} v f(v) \sigma(v) dv \quad (25)$$

onde $\sigma(v)$ é a secção de choque de recombinação e $f(v)$ é a probabilidade de haver encontro entre o ion positivo e o elétron com velocidade relativa entre v e $v+dv$.

$$\therefore \alpha \approx \bar{v} \sigma(\bar{v}) \quad \text{ou} \quad \sigma(\bar{v}) = \frac{\alpha}{\bar{v}} = 3 \times 10^{-15} \text{ cm}^2 \quad (26)$$

Devemos comparar a probabilidade de recombinação com a probabilidade de troca de carga:

$$\frac{\text{probabilidade de recombinação}}{\text{probabilidade de troca de carga}} = \frac{\sigma_{\text{recomb.}} n(e)}{\sigma_{\text{troca de carga}} n(\text{Ar})} \approx$$

$$\approx \frac{3 \times 10^{-15} \times 10^{11}}{10^{-16} \times 3 \times 10^{18}} \approx 10^{-6}$$

Portanto, a probabilidade de recombinação K^+ com elétrons livres é desprezível em face da probabilidade de troca de carga do K^+ em colisão com Ar^0 .

R E F E R Ê N C I A S

- Ab 53 - A.Abragam e R.V.Pound; Phys.Rev. 92, 943 (1953).
- Al 60 - S.K.Allison, J.Cuevas e M.Garcia Munoz; Phys.Rev. 120, 1266 (1960).
- An 63 - L.W.Anderson, A.T.Ramsey; Phys.Rev. 132, 712 (1963).
- Ar 61 - S.E.Arnell; Nucl. Phys. 24, 500 (1961).
- Ar 64 - S.E.Arnell, P.O.Persson; Arkiv for Fysik 27, 41 (1964).
- Bar 52 - W.C.Barber, R.H.Helm; Phys.Rev. 86, 275 (1952).
- Bat 62a - D.R.Bates; Atomic and Molecular Processes (Academic Press 1952).
- Bat 62b - D.R.Bates e outros; Proc.Roy.Soc. A 267, 297 (1962).
- Be 71 - D.F.Beckstrand, E.B.Shera; Phys.Rev. C 3, 208 (1971).
- Ben 68 - I.Ben Zvi e outros; Nucl.Phys. A 121, 592 (1968).
- Bion 49 - M.A.Biondi, S.C.Brown; Phys.Rev. 75, 1700 (1949).
- Bion 51 - M.A.Biondi; Phys.Rev. 83, 1078 (1951)
- Ble 69 - J.Bleck, D.W.Haag, W.Leitz, R.Michaelsen e W.Ribbe; Phys.Lett. 28B, 651 (1969).
- Bl 64 - R.Bloch, R.E.Pixley, H.Staub, F.Waldner, H.Winkler; Helv.Phys.Act. 37 722 (1964).
- Bl 67 - R.Bloch, R.E.Pixley, H.Winkler; Helv.Phys.Act.40,832 (1967).
- Blo 60 - A.L.Bloom e J.B.Carr; Phys.Rev. 119, 1946 (1960).
- Blu 68a - M.Blume em Hyperfine Structure and Nuclear Radiation editado por E.Mathias e D.A.Shirley (North-Holland Publ.Co.Amsterdam 1968) 911.
- Blu 68b - M.Blume; Phys.Rev. 194, 351 (1968).
- Blu 71 - M.Blume; Nucl.Phys. A 167, 81 (1971)
- Bu 57 - P.Buck e I.I.Rabi; Phys. Rev. 107, 1291 (1957).
- Ca 69 - D.C.Camp e A.L.Van Lehn; N.I.M. 76, 192 (1969).

- Can 65 - G.L.Cano e R.W.Dressel; Phys.Rev. 139, 1883 (1965).
- Car 63a - T.A.Carlson, F.Pleasanton e C.H.Johnson; Phys.Rev. 129, 2220 (1963).
- Car 63b - T.A.Carlson; Phys.Rev. 131, 676 (1963).
- Car 66 - T.A.Carlson, W.E.Hunt e M.O.Krause; Phys.Rev. 151, 41 (1966).
- Cas 36 - H.B.G.Casimir, On the Interaction Between Atomic Nuclei and Electrons (Publicado por W.H.Freeman and Company, 1963).
- Cha 65 - G.D.Chapman e L.Krause; Canadian Journal of Physics 43, 563 (1965).
- Chan 71 - S.Chang, R.Gupta e W.Happer; Phys.Rev.Lett. 27, 1036 (1971).
- Co 63 - J.Cohen-Ganouna, M.Lambert e J.Schmouker; Nucl.Phys. 40, 82 (1963).
- Cop 67 - G.Copley, B.P.Kibble e L.Krause; Phys.Rev. 163, 34 (1967)
- Da 61 - A.Dalgarno; Proc.Roy.Soc. 262, 134 (1961).
- Da 65 - C.M.Davisson; Gamma-Ray Attenuation Coefficients in α, β, γ -ray Spectroscopy, editado por K.Siegbahn, North-Holland, Pub.Co. (1965) 827.
- De 69 - F.J.DeHeer, B.F.Luyken, D.Jaecks, L.Wolterbeek Muller Physica, 41, 588 (1969)
- Di 62 - D.Dillenburg, Th.A.J.Maris; Nucl.Phys. 33, 208 (1962)
- Di 64 - D.Dillenburg, Th.A.J.Maris, Nucl.Phys. 53, 159 (1964)
- Di 65 - D.Dillenburg, Th.A.J.Maris, Phys.Lett. 17, 293 (1965)
- Du 65 - G.Dumazet, M.Lambert; Compt.Rend. 4, 949 (1965).
- Ed 69 - M.G.Edwards; J.Phys. B 2, 719 (1969).
- El 52 - L.G.Elliott; Phys.Rev. 85, 942 (1952)
- En 53 - T.C.Engelder, Phys.Rev. 90, 259 (1953)
- Ev 53 - G.E.Evans, P.M.Stier, C.F.Barnett; Phys.Rev. 90, 825 (1953).

- Fe 63 - P.Feldman e R.Novick; Phys.Rev.Lett. 11, 278 (1963).
- Fla 65 - I.P.Flaks, B.I.Kikiani, G.N.Ogurtsov; Sov.Phys.Tech. Phys. 10, 1590 (1965).
- Fog 61 - Ya.M.Fogel, F.V.Kozlov e G.N.Polyakova; Sov.Phys. JETP 12, 826 (1961).
- Fo 61 - W.N.Fox, G.W.Series; Proc.Roy.Soc. (London) 263A, 353 (1961).
- Fr 64 - F.A.Franz, E.Lüscher; Phys.Rev. 135, 582 (1964).
- Fr 65 - F.A.Franz; Phys.Rev. 139 A, 603 (1965).
- Fra 64 - H.Frauenfelder, R.M.Steffen; em Perturbed Angular Correlations, editado por Karlsson, E.Mathias e K.Siegbahn, (North-Holland, Pub.Co. 1964).
- Ful 69 - G.H.Fuller e V.W.Cohen; Nucl.Data Tables A 5, 433 (1969)
- Ga 70 - H.Gabriel; Phys. Lett. 32 A, 202 (1970).
- Go 70 - G.Goldring e R.Kalish; Hyperfine Interactions in Excited Nuclei, Proceedings of the Conference on Hyperfine Interactions, Rehovot, Israel 1970. (Gordon and Breach Sci. Pub.).
- He 70 - E.A.Heighway e J.D.MacArthur; Nucl.Instr.Meth., 79 224 (1970).
- Jor 66 - J.A.Jordan, P.A.Franken; Phys.Rev. 142, 21 (1966).
- Ju 71 - F.Jundt, E.Aslanides, A.Gallmann, E.K.Warburton; Phys.Rev. C 4, 498 (1971).
- Ke 66 - G.A.Keyworth, G.C.Kyker Jr., E.G.Bilpuch, H.W.Newson; Nucl.Phys. 89, 590 (1966).
- Ki 65 - B.I.Kikiani, G.N.Ogurtsov, N.V.Fedorenko, I.P.Flaks; Sov.Phys.JETP 22, 264 (1965).
- Ko 58 - H.Kopfermann; Nuclear Moments (Academic Press 1958)
- Kur 67 - D.Kurath, R.D.Lawson; Phys.Rev. 161, 915 (1967).
- Li 63 - J.Lindhard, M.Scharff, H.E.Schiott; Mat.Fys.Medd. Dan.Vid.Selsk. 33, N^o 14 (1963).

- Li 67 - J.Lindhard, V.Nielsen, M.Scharff; Notes on Atomic Collision I, Aarhus Universitt 1967.
- Lo 70 - H.H.Lo, W.L.Fite; Atomic Data 1, 305 (1970).
- Ma 36 - J.H.Manley; Phys. Rev. 49, 921 (1936).
- Mas 52 - H.S.W.Massey e E.H.S.Burhop; Electronic and Ionic Impact Phenomena (Clarendon Press Oxford, 1952) 363, 549
- Mat 69 - V.B.Matveev, S.V.Bobashev e V.M.Dukelskii; Sov.Phys. JETP 28, 404 (1969).
- Mat 70 - V.B.Matveev, S.V.Bobashev e V.M.Dukelskii; Sov.Phys. JETP 30, 829 (1970).
- McDa 64 - E.W.McDaniel; Collision Phenomena in Ionized Gases, (John.Wiley 1964) 283.
- Ne 68 - J.Ney, R.Repnow, H.Bucka, S.Svanberg; Z.Physik 213, 192 (1968).
- Ni 68 - R.J.Nickles; PhD Thesis, Universidade de Wisconsin, 1968.
- Og 66 - G.N.Ogurtsov B.I.Kikiani, I.P.Flaks; Sov.Phys. Tech. Phys. 11, 362 (1966).
- Pel 67 - F.Pellegrini; Nuovo Cimento 48B, 1715 (1967).
- Pe 71 - J.Perel, H.L.Daley; Phys.Rev. 4A, 162 (1971).
- Per 66 - N.Perrin e outros; Comptes Rendus 262, 511 (1966).
- Piv 70 - L.I.Pivovarov, L.I.Nikolaichuk, A.N.Grigor'ev; Sov.Phys. JETP 30, 236 (1970).
- Pop 71 - S.S.Pop, L.Yu.Kivskii, I.P.Zapesochny e M.V.Baletskaia Soviet Physics JETP 32, 380 (1971).
- Red 51 - A.Redfield e R.B.Holt; Phys.Rev. 82, 874 (1951).
- Ro 65 - M.E.Rose; α β γ Spectroscopy, editado por K.Siegbahn (North Holland Pub.Co. 1965) 887.
- Ro 67 - H.J.Rose e D.M.Brink; Rev.Mod.Phys. 39, 306 (1967).
- Rub 52 - W.Rubinson, W.Bernstein; Phys.Rev. 86, 545 (1952).

- Sa 48 - O.Sala e R.G.Herb; Phys.Rev. 73A, 1219 (1948)
- Schea69a- L.D.Scheerer; Phys.Rev.180, 83 (1969).
- Schea69b- L.D.Scheerer; Phys.Rev.188, 505 (1969).
- Sche 70 - C.Scherer; Nucl.Phys. A 157, 81 (1970).
- Sche 72 - C.Scherer; comunicação particular.
- Sc 68 - R.W.Schmieder, A.Lurio, W.Happer; Phys.Rev.173, 76 (1968).
- Sex 58 - M.C.Sexton e outros; J.Electronics and Control 4, 493 (1958).
- Shal 63 - A.de Shalit e I.Talmi , Nuclear Shell Theory (Academic Press 1963).
- Sha 53 - W.T.Sharp, H.E.Gove e E.B.Paul; Graphes of Coulomb Functions AECL 268 (1953).
- Shar 61 - R.D.Sharp, L.F.Chase Jr., R.M.Friedman, E.K.Warburton e E.G.Shelley; Phys.Rev. 124, 1557 (1961).
- Si 64 - G.Sidenius em Atomic Collision Processes, editado por M.R.C.MacDowell (North Holland Pub.Co. Amsterdam 1964) 709.
- Sko 66 - S.J.Skorka, J.Hertel, T.W.Retz-Schmidt; Nucl.Data 2, 347 (1966)
- Sn 57 - A.H.Snell, F.Pleasanton; Phys.Rev. 107, 740 (1957).
- Sol 62 - E.S.Soloviev e outros; Sov. Phys. JETP 42, 659 (1962).
- Sp 68 - G.Sprott, R.Novick; Phys. Rev.Lett. 21, 336 (1968).
- Su 70 - K.Sugimoto, A.Mizobuchi, K.Matuda e T.Minamisono; Hyperfine interactions in excited nuclei, editado por G.Goldring (Gordon e Breach Sci Pub. 1970).
- Whi 68 - D.H.White, D.J.Groves e R.E.Birkett; Nucl. Instr. Meth. 66, 70 (1968).
- Wi 60 - D.H.Wilkinson; Nuclear Sepctroscopy B, editado por F. Ajzenberg - Selove (Academic Press 1960).
- Win 68 - W.C.Winn e D.G.Sarantites; Nucl.Instr.Meth. 66, 61 (1968).

- Ya 65 - M.J.L.Yates em $\alpha\beta\gamma$ Spectroscopy (editado por K. Siegbahn, North Holland Pub. Co. Amsterdam 1965)
Apêndice 9.
- Yn 69 - J.L.Yntema; Phys.Rev. 186, 1144 (1969).
- Za 65 - I.P.Zapesochnyi, L.L.Shimon e A.K.Soshnikov; Optics and Spectroscopy 19, 480 (1965)
- Za 66 - I.P.Zapesochnyi, L.L.Shimon; Optics and Spectroscopy 21, 155 (1966).
- Zim 69 - D.Zimmerman, Zeit.Phys. 224, 423 (1969).
- Zwa - R.Zwanzig em Quantum Statistical Mechanics, editado por P.H.E.Meijer (Gordon and Breach Sci.Pub.)