

TRANSIÇÕES FRACAS ^{44}Ca

TESE DE MESTRADO

LUIZ TAUNATA

Rio de Janeiro

1971

AGRADECIMENTOS

Ao Professor Alfredo Marques de Oliveira pela orientação e acompanhamento de minha formação e deste trabalho de tese, e por sempre ter criado condições de amizade e de diálogo.

Ao Conselho Nacional de Pesquisas (C.N.Pq.) e à Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Ensino Superior (CAPES), pelas bolsas recebidas, criando condições para a realização dos cursos de pós-graduação e deste trabalho, e à Comissão Nacional de Energia Nuclear (C.N.E.N.) pelo financiamento de equipamentos utilizados nas medidas.

Ao Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas, por ter-me acolhido em seus laboratórios e oficinas; à Divisão do Acelerador Linear pelas irradiações das amostras, à Divisão de Computador, pela utilização da máquina, e ao Professor Paolo Maurenzieg, pela elaboração do programa GAFIT 3.

Finalmente, à Sra. Isis Gloria Garagnani Gomes pelo seu empenho e dedicação na datilografia desta tese.

ÍNDICE GERAL

Página

PARTE A

A.1 - INTRODUÇÃO	1
A.2 - EXCITAÇÃO DO CARÔÇO: RESUMO TEÓRICO	
A.2.1 - Introdução	3
A.2.2 - Tipos de Excitação	6
A.2.3 - Descrição pelo Isospin	8
A.2.4 - Descrição Neutron-Proton	9
A.2.5 - Elementos de Matriz de Excitação	10
A.2.6 - Energias de Excitação	14
A.2.7 - Porcentagens dos Tipos de Excitação	17
A.3 - INTERAÇÕES EFETIVAS	21
A.3.1 - Correlação de Jastrow	22
A.3.2 - Operadores Unitários	23
A.3.3 - Matriz de Reação	24
A.3.4 - Método de Talmi	28
A.4 - OS NÍVEIS EXCITADOS DO ⁴⁴ Ca	32
A.5 - QUESTÕES ABERTAS	
A.5.1 - Transição de 727 Kev	37
A.5.2 - Transição de 564 Kev	40
A.5.3 - Outras Transições	43

PARTE B

B.1 - OBTENÇÃO DA AMOSTRA	44
B.2 - TIPOS DE MEDIDA	46
B.3 - RESULTADOS OBTIDOS	
B.3.1 - Detetor de Ge-Li	54
B.3.2 - Detetor de NaI(Tl)	68
B.4 - CONCLUSÃO	71
B.5 - BIBLIOGRAFIA	74

APÊNDICES

APÊNDICE I - Determinação de Meia-Vida e Correção para Intervalo Longo	77
APÊNDICE II - Programa GAFIT-3	80
APÊNDICE III - Programas de Mínimos Quadrados para Meia Vida, Erro e Curva de Calibração	83

* * *

ÍNDICE DE TABELAS

	Página
TABELA I - Número médio de buracos para protons e neutrons nos estados $T_h T_p T$	12
TABELA II - Valores da razão $M/\langle V \rangle$ para isótopos pares do Ca	14
TABELA III - Estimativa das energias de excitação de estados de 2 buracos	16
TABELA IV - Porcentagens de estados e modelo de camadas e de excitação de carôço, no estado fundamental dos isótopos pares do Ca	17
TABELA V - Números médios de ocupação calculados para o estado fundamental dos isótopos pares do Ca $\cdot G = 20/A$	19
TABELA VI - Números médios de ocupação para alguns estados excitados dos isótopos pares do Ca $\cdot G = 20/A$	19

ÍNDICE DE FIGURAS

	Página
FIGURA 1 - Porcentagens de Excitação de Carvão obtidas por Belote et al por Reações (d, p), e calculadas para prótons e nêutrons por Zamick ...	5
FIGURA 2 - Energia de excitação e interação partícula-partícula	7
FIGURA 3 - Probabilidades médias de ocupação V_j^2 para os isótopos pares do Ca	20
FIGURA 4 - Níveis de Energia do ^{42}Ca e ^{42}Sc calculados com G e G_{3p1h}	27
FIGURA 5 - Energias das configurações $(1f7/2)^n$	31
FIGURA 6 - Comportamento coletivo dos isótopos pares mostrado pelas variações das energias dos estados excitados 2^+ e 3^- em função de Z e N .	36
FIGURA 7 - Esquema de decaimento do ^{42}Ar e ^{42}Sc	39
FIGURA 8 - Estados excitados do ^{52}Cr e ^{44}Ca	42
FIGURA 9 - Meia-Vida da Transição de 564 Kev	42a
FIGURA 10 - Meias-Vida das transições de 511 Kev e 271 Kev	45
FIGURA 11 - Curva de Calibração do detetor de Ge-Li	48
FIGURA 12 - Curva de Eficiência do detetor de Ge-Li	49
FIGURA 13 - Esquema Experimental para coincidência Ge-Li x Ge-Li	50
FIGURA 14 - Sistema de Coincidência NaI x NaI	51
FIGURA 15 - Espectro de Coincidências da região de 530 Kev a 1000 Kev com 1157 Kev, durante 17 horas e a uma distância de 5 cm de detetores de 3" x 3" de NaI(Tl)	52

FIGURA 16 - Sistema experimental Ge-Li simples	53
FIGURA 17 - Espectro Simples do ^{44}Ca durante 24 horas ..	55
FIGURA 18 - Espectro do ^{44}Ca obtido com detetor de Ge-Li (a, b, c, d, e)	56 a 60
FIGURA 19 - Esquema de Decaimento do $^{44,44\text{m}}\text{Sc}$	66
FIGURA 20 - Espectro do ^{44}Ca em coincidência com 511 Kev com detetor de Ge-Li (a, b)	61 e 62
FIGURA 21 - Espectros simples em coincidência com 511 Kev do ^{44}Ca com detetor de NaI(Tl)	63
FIGURA 22 - Espectro em coincidência com 1157 Kev com de tetur de NaI(Tl)	64
FIGURA 24 - Relação entre as Estruturas de Nível dos Mo- dêlos Nucleares de Fonon e Rotacional	73

* * *

RESUMO

Foi feito um estudo sôbre a contribuição do carôço nuclear para os estados excitados do núcleo, e o seu tratamento teórico de interpretação e avaliação, na região dos núcleos leves.

Detetou-se a transição gama de 727 Kev, entre os estados 0^+ a 1885 Kev e 2^+ a 1157 Kev, evidenciando, experimentalmente, a possibilidade do estado 0^+ , caracterizado como de excitação de carôço, ser formado via decaimento β^+ ou EC do $^{44,44m}\text{Sc}$.

Re-discutiu-se também a formação do estado a 2850 Kev, devido às transições de 880 Kev entre o estado a 3667 Kev e aquele estado, e de 564 Kev para os estados a 2285 Kev e 1157 Kev, / respectivamente.

Propõe-se um novo esquema de decaimento dos estados excitados do ^{44}Ca .

ABSTRACT

A study of the nuclear core contribution to the excited nuclear states was performed, along with its theoretical evaluation and interpretation, in the light nuclei region.

The 727 Kev γ ray transition between the 1885 Kev 0^+ and 1157 Kev - 2^+ states was detected, putting in evidence experimentally, the possibility of the 0^+ state, characterized as core excitation, and found to be formed by β^+ decay or EC from $^{44,44m}\text{Sc}$.

The formation of the 2850 Kev state, due to 880 Kev transition from the 3667 Kev state, is re-discussed. The 564 Kev and 1684 Kev transitions from the 2850 Kev state to the 2285 Kev and 1157 Kev states, respectively, are also discussed.

A new decay scheme is proposed for the ^{44}Ca excited states.

PARTE A

A.1 - INTRODUÇÃO

Os níveis excitados do ^{44}Ca podem ser estudados através do decaimento β^- de ^{44}K (1, 2, 3), pelo decaimento β^+ e captura eletrônica do $^{44\text{m}}, ^{44}\text{Sc}$ (3, 4, 5, 6, 7), parcialmente pelo decaimento do ^{44}Ti (5), por reações de espalhamento (8) e por reações de transferência (9, 10).

Podemos dizer que, pelos vários caminhos, os resultados são consistentes, a menos de alguns problemas que necessitam de melhores esclarecimentos e dados.

A discussão do problema é mais rica e informativa no tocante ao alcance dos modelos nucleares, utilizados para o cálculo e interpretação da sistemática dos estados excitados do ^{44}Ca , face aos dados experimentais e ao comportamento geral dos demais isótopos do Ca, e assim, analisaremos resumidamente alguns modelos neste trabalho.

O ^{44}Ca é um núcleo com particularidade interessantes:

- a) - possui uma dupla camada fechada (^{40}Ca), que deveria constituir um carôço no modelo de camadas, e mais quatro neutrons extras na camada $1f_{7/2}$ ou em configurações mistas envolvendo os níveis $1d_{3/2}$, $1f_{7/2}$, $2p_{3/2}$ e $2s_{1/2}$. (9, 11, 12, 13).
- b) - um núcleo par-par que apresenta certas características de comportamento vibracional (14, 15) e propriedades gerais do modelo de camadas simples. (16, 17).
- c) - não satisfaz bem à chamada configuração $(1f_{7/2})^n$ (18, 8).
- d) - apresenta níveis com componentes de excitação de carôço, tanto nos estados excitados como no fundamental (13, 19).

Faremos um resumo, na tentativa de melhor visualizar

os problemas, dos processos de interpretação e de cálculo utilizados, desenvolvendo um pouco mais a questão da excitação do carôço.

Utilizaremos dados já obtidos para o estudo, e o decaimento do $^{44m,44}\text{Sc}$ como caminho experimental para levantar novas questões.

-
- (1)- K.Sugiyama, T.Tohei, M.Sugawara, T.Dazai, Y.Kanda - J. Phys. Soc. 15 (1960) - Japan.
 - (2)- H.W.Taylor, J.D.King, H.Ing, R.J.Cox - Nucl.Phys. A125(1969) 358.
 - (3)- V.N.Levkovskii, I.V.Kazachevskii - Soviet J.Nucl.Phys. 11, nº 3, (1970) 271.
 - (4)- J.McCullen, J.J.Kraushaar - Phys.Rev. 122 (1961) 555.
 - (5)- L.T.Dillmann, J.J.Kraushaar, J.D.McCullen - Nucl.Phys. 42, (1963) 383.
 - (6)- J.D.King, B.Lalovic, H.W.Taylor - Can.J.Phys. 64 (1968) 2119.
 - (7)- J.D.King, N.Neff, H.W.Taylor - Can.J.Phys. 45 (1967) 2446.
 - (8)- J.C.Bane, J.J.Kraushaar, B.W.Ridley, M.M.Stautberg - Nucl. Phys. A116, (1968) 580.
 - (9)- R.Santo, R.Stock, J.H.Bjerregaard, O.Hansen, O.Nathan, R. Chapman, S.Hinds - Nucl.Phys. A118 (1968) 409.
 - (10)- O.Hansen, H.Jensen, R.Chapman, H.Hinds - Nucl.Phys. A128 (1969) 527.
 - (11)- B.J.Raz, M.Soga - Phys.Rev. 15 (1965) 924.
 - (12)- T.Komoda - Nucl.Phys. 51 (1964) 234.
 - (13)- B.F.Bayman, N.M.Hintz - Phys.Rev. 172, nº 4 (1968) 1113.
 - (14)- L.S.Kisslinger, R.A.Sorensen - Rev.Mod.Phys. 35 (1963) 853.
 - (15)- A.Bohr, B.R.Mottelson - Mat.Fys.Medd.Dan.Vid.Selsk. 27, nº 169 (1953).
 - (16)- P.Federman, I.Talmi - Phys.Lett, 22 (1966) 469.
 - (17)- I.Talmi - Theory of Nuclear Structure - Trieste Lec. 1969 - 455.
 - (18)- R.Ricci - Nuclear Systematics in the f7/2 Shell - Monografias de Física XXIV - 1968 - C.B.P.F.
 - (19)- L.Zamick - Annals of Physics - 47 (1968) 182.

A.2 - EXCITAÇÃO DO CARÔÇO: RESUMO TEÓRICO

A.2.1 - INTRODUÇÃO

No modelo simples de camadas, o estado fundamental dos isótopos do Ca(40+n) é descrito por um carôço duplamente mágico ^{40}Ca e n neutrons na camada $1f7/2$.

Um teste importante para esta descrição são as experiências de transferência do tipo despojamento (stripping) [(d,p), (d,n), (^3He ,d), (t,d), ($\bar{\alpha}$, ^3He) etc] ou captura (pick-up) [(p,d), (n,d), (d, ^3He), (d,t), (^3He , α)], uma vez que o nucleon ou o grupo de nucleons (cluster) transferido, quase não perturba os nucleons restantes do núcleo.

Com efeito, as experiências de despojamento para a camada $1d3/2$ mostraram que este modelo simplificado é inadequado, uma vez que não prevê a excitação do carôço. Esta transferência seria impossível se a camada $1d3/2$ estivesse completamente ocupada.

Uma questão que pode surgir é se o nucleon está sendo transferido para a $1d3/2$ ou $2d3/2$, para o valor de $l=2$ característico, uma vez que esta última camada estando completamente vazia, a reação seria fácil, ou seja, uma pequena mistura de $2d3/2$ originaria uma grande seção de choque. Entretanto, pode-se ignorar a segunda alternativa ⁽¹⁹⁾.

(19) - L. Zamick - Annals of Physics, 47, 183 (1968).

Belote et al (²⁰, ²¹, ²²) através de reações (d,p) mostraram que a excitação do carôço no estado fundamental varia com o isótopo, decrescendo rapidamente do ⁴⁰Ca ao ⁴⁸Ca, conforme mostra a fig. 1.

Entretanto, as experiências (d,p) somente avaliam o número de buracos para neutrons e não para protons. Assim, por exemplo, no ⁴⁸Ca se excitarmos 2 neutrons, estes não podem se acomodar na camada 1f7/2 que deverá estar completamente ocupada, mas na 2p3/2. Por outro lado, 2 protons 1d3/2 podem ser excitados mais facilmente para a 1f7/2. Neste caso, o estado fundamental do ⁴⁸Ca pode apresentar uma grande excitação de carôço, não evidenciada pelas experiências (d,p), mas por (³He,d).

Glashausser et al (²³) na reação ⁴⁰Ca(p,d)³⁹Ca obtiveram uma distribuição angular com l=3. Ora, neutrons com l=3 só poderiam ser capturados pela camada 1f7/2.

Assim, é sempre preciso avaliar os dois casos, para se saber a porcentagem de excitação do carôço.

O recente estudo de (t, α) nos isótopos da Ca (⁹) mostra que transições com l=3 ocorrem em todos eles, exceto no ⁴⁸Ca. Isto indica que protons 1f7/2 estão presentes em seus estados fundamentais e sugerem configurações mistas do tipo (1d3/2)⁻²(1f7/2)². O mesmo ocorre no caso das transições com l=2 nas reações (³He,d) (²⁴). Na fig. 1, vemos os valores calculados de exci

-
- (20)- T.A.Belote, A.Sperduto, W.W.Buechner - Phys.Rev. 139, B80 (1965).
(21)- T.A.Belote, H.Y.Chen, O.Hansen, J.Rapaport - Phys.Rev. 142, 624 (1966).
(22)- W.Dorenbusch, Belote, O.Hansen - Phys.Rev. 146, B734 (1966).
(23)- Glashausser, Kondo, Rickey, E.Rost - Physics Letters, 14, (1965) 113.
(9)- Santo - Nuclear Physics A118 (1968) 409.
(24)- Santo - Proc.Conf. German Phys.Soc. - Karlsruhe 1968, 62.

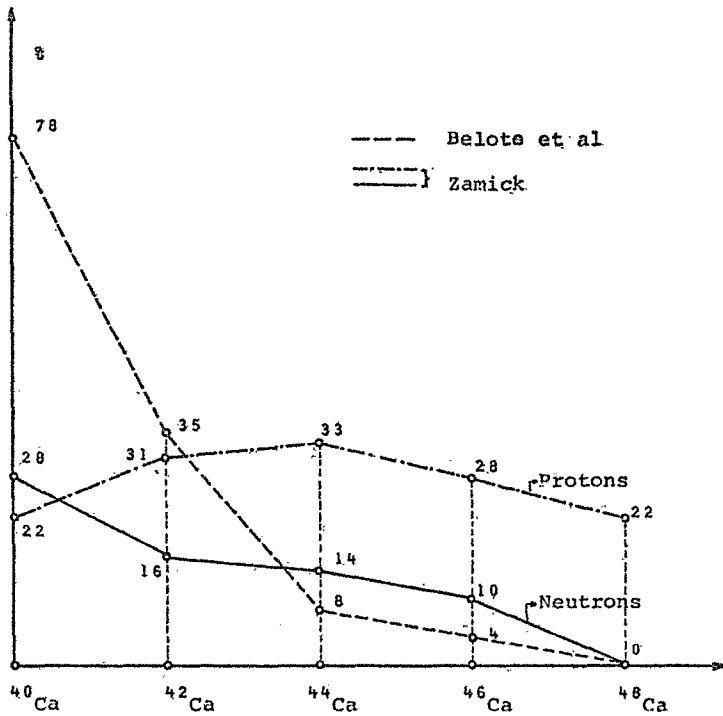


Fig. 1

PORCENTAGENS DE EXCITAÇÃO DE CAPÔÇO
OBTIDAS POR BELÔTE ET AL POR REAÇÕES
(d, p), E CALCULADAS PARA PROTONS E
NEUTRONS. POR ZAMICK.

tação para neutrons e para protons do carôço realizados por Zamick (19), expressando grande diferença dos obtidos por Belote et al. (20,21,22).

Veremos que podem existir diversos tipos de excitação de carôço, embora salientaremos sômente o caso em que 2 partículas da camada $1d_{3/2}$ são transferidas para a $1f_{7/2}$, ou seja, consideraremos os $Ca(40+n)$ como misturas de configurações do tipo $(1f_{7/2}^n)$ e $(1d_{3/2}^{-2} 1f_{7/2}^{n+2})$.

A.2.2 - TIPOS DE EXCITAÇÃO

Para a interpretação da excitação do carôço, pode-se utilizar estados deformados como foi feito por Brown (25), Federman e Talmi (26) e Gerace e Green (27) com configurações de muitos buracos e muitas partículas, uma vez que a configuração de 1 buraco -1 partícula não é suficiente (dá energias muito altas).

Sob certas condições particulares, a configuração de muitas partículas - muitos buracos, por ex. $4p-4h$ pode originar energias inferiores à configuração de $1p-1h$ (28), onde (p) significa partícula e (h), buraco (hole).

-
- (19) - L.Zamick - Annals of Physics, 47 (1968) 183.
(20) - T.A.Belote, A.Sperduto, W.W.Buechner - Phys.Rev. 139, B80 (1965).
(21) - T.A.Belote, H.Y.Chen, O.Hansen, J.Rapaport - Phys.Rev. 142, 624 (1966).
(22) - W.Dorenbusch, Belote, O.Hansen - Phys.Rev.146, B734 (1966).
(25) - Brown, G.E. - Proc.Int.Conf. Paris (1964) 1, 192.
(26) - Federman, Talmi - Phys. Letters, 15 (1965) 320.
(27) - Gerace, Green - Nuclear Physics, 93 (1967) 110.
(28) - N.Cindro - Theory of Nuclear Structure - Trieste Lectures 69, 274.

Suponhamos, por exemplo, um sistema de quatro partículas num potencial de modelo de camadas, com a diferença entre as camadas de ϵ , ΔV a de interação partícula-partícula ou buraco-buraco, com $|\epsilon| > |\Delta V|$ desprezando-se a interação partícula-buraco.

Neste caso, a energia do estado fundamental será:

a) - $E = 0$

Se excitarmos uma partícula, a energia de excitação do sistema será:

b) - $E = \epsilon + 0$ (ver fig. 2)

Para duas partículas, a energia não perturbada 2ϵ de excitação será diminuída pela interação partícula-partícula:

c) - $E = 2\epsilon - \Delta V$

Para 3 partículas, temos 3 pares interactuantes de partículas e a energia será:

d) - $E = 3\epsilon - 3\Delta V$

Para 4 partículas excitadas, teremos:

e) - $E = 4\epsilon - 6\Delta V$

Ora, esta energia pode ser menor que $E = \epsilon + 0$

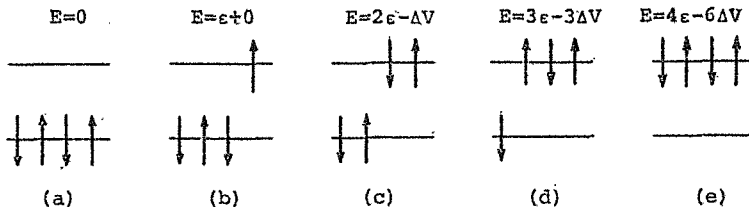


Fig. 2

Conforme já dissemos, o estado fundamental do $\text{Ca}(40+n)$ consiste numa dupla camada "fechada" ^{40}Ca mais n neutrons na camada $1f_{7/2}$. O momento angular J é igual a zero para $n=\text{par}$ e $7/2$ para $n=\text{impar}$. O isospin T é igual a $(1/2)n$.

Avaliaremos o quanto de mistura em termos de 2 buracos $1d_{3/2}$ e $(n+2)1f_{7/2}$ partículas, os estados fundamentais dos isótopos do Ca se apresentam, seguindo de perto o trabalho de Zamick (19).

Para a descrição dos estados, existem duas formas:

A.2.3 - DESCRIÇÃO PELO ISOSPIN

Nós acoplamos os dois buracos $1d_{3/2}$ a um isospin definido e da mesma forma as $(n+2)1f_{7/2}$ partículas, e então, acoplamos a um isospin total. $T=(1/2)n$.

Usaremos a notação abreviada:

$$\left[\begin{matrix} T_h \\ T_p \end{matrix} \right] T = \left[\begin{matrix} (d_{3/2}^{-1} & d_{3/2}^{-1})^{T_h} & (f_{7/2}^{(n+2)})^{T_p} \end{matrix} \right] T$$

Neste caso, existem quatro tipos de estados básicos:

- a) - $\left[\begin{matrix} T_h = 1 \\ T_p = T + 1 \end{matrix} \right] T$
- b) - $\left[\begin{matrix} T_h = 1 \\ T_p = T \end{matrix} \right] T$
- c) - $\left[\begin{matrix} T_h = 1 \\ T_p = T - 1 \end{matrix} \right] T$
- d) - $\left[\begin{matrix} T_h = 0 \\ T_p = T \end{matrix} \right] T$

Notemos que para $T_h=1$ os únicos possíveis valores do momento angular para os dois buracos $d_{3/2}$ são: $I_h=0$ e $I_h=2$ e para $T_h=0$ os únicos possíveis são $I_h=1$ e $I_h=3$.

Como estamos interessados em estados de bom spin isobárico, estes estados satisfazem à condição.

A.2.4 - DESCRIÇÃO NEUTRON-PRÓTON

Como os elementos de matriz entre os estados de modelo de camadas e de excitação de carôço necessitam ser calculados, é conveniente usar as funções de onda sob a forma:

[NN] = estado consistindo de 2 buracos para neutrons na camada $1d_{3/2}$ acoplados ao estado do Ca(40+n+2).

[PP] = 2 buracos para protons na $1d_{3/2}$ acoplados ao estado do Ti(40+n+2).

[NP] = buracos para neutron e proton com isospin definido T_h acoplado ao estado do Sc(40+n+2)

Estas funções de onda utilizadas, para qualquer estado do Ca na camada $1f_{7/2}$ são únicas e determinadas; para o Ti e Sc foram calculadas por McCullen, Bayman e Zamick (29).

Existem relações entre os dois tipos de descrição:

$$[T_h T_p] T = \langle TT | [T_h T_p] [-1 T+1] \rangle [NN] + \langle TT | [T_h T_p] [1 T-1] \rangle [PP] + \langle TT | [T_h T_p] [0 T] \rangle [NP]$$

Desta forma, o primeiro tipo de estado a é uma mistura das três componentes [NN] [PP] [NP]; b somente de [PP] e [NP]; c um estado [PP] puro e d um puro estado [NP].

A.2.5 - ELEMENTOS DE MATRIZ DE EXCITAÇÃO

A fração do estado fundamental de um dado isótopo do Ca que consiste de excitação de carôço, ou seja, buracos $d_{3/2}$ e $(n+2)f_{7/2}$ partículas, é avaliada pelos seguintes elementos de matriz (19).

$$M(I_h T_h I_p T_p JT) = \langle f_{7/2}^{(n)JT} \mid \sum_{i \leq j} V(ij) \mid [d_{3/2}^{-2} I_h T_h \quad f_{7/2}^{(n+2)} I_p T_p]^{JT} \rangle$$

$$\equiv \langle nJT \mid V \mid [T_h T_p] T \rangle$$

que é expressa em termos dos elementos de matriz M_{NN} , M_{PP} e M_{NP} , cujas expressões são da forma:

$$M_{NN} = \langle f_{7/2}^{(n)JT} \mid \sum_{i \leq j} V(ij) \mid [d_{3/2NN}^{-2} I_h T_h \quad Ca(40+n+2) I_p T_p]^{JT} \rangle$$

que dependem dos vários tipos de excitação.

O cálculo foi feito por Zamick (19) para cada caso, dando resultados, por exemplo, para a excitação do tipo a em que $[T_h T_p] T = [1 T+1] T$, da forma:

$$M_{NN} = \left[\frac{(n+1)(n+2)}{2} \right]^{1/2} \left[\frac{(2I_p + 1)}{(2J + 1)} \right]^{1/2} (j^n j^2 I_h \mid j^{(n+2)} I_p)$$

$$\langle d_{3/2}^2 I_h \mid V(12) \mid f_{7/2}^2 I_h \rangle$$

Os resultados numéricos desta expressão são obtidos, fazendo:

(19) - L. Zamick - Annals of Physics, 47 (1968) 183.

$$I_p = j = 7/2 \qquad I_h = 0,2 \qquad n = \text{par ou impar}$$

assim por exemplo, para $I_h = 0$ e $n = \text{impar}$, temos:

$$M_{NN} = \left[\frac{(n+2)(2j+1-n)}{2(2j+1)} \right]^{1/2} < d_{3/2}^2 \ 0 \ |V| \ f_{7/2}^2 \ 0 >$$

Isto permite calcular os elementos de matriz $M(I_h T_h I_p T_p JT)$

* * *

Conforme dissemos, as informações providas das reações de transferência de neutrons, necessitavam de uma complementação das de transferência de protons, para uma descrição mais correta da questão da excitação do carôço no estado fundamental.

Desta forma, é interessante saber qual o número médio de buracos para neutrons e também para protons, em cada dos quatro tipos básicos de excitação.

Assim, por exemplo, no estado do tipo c: $[1 \ T-1] \ T$ existem dois buracos para protons e nenhum para neutrons. No estado do tipo d há um buraco para proton e um para neutron. Na tabela I são dados alguns valores para excitação do tipo a e b, onde o número médio de buracos para neutrons, no estado a é dado por:

$$2 \times \langle TT | [1 \ T+1] - [1 \ T+1] \rangle^2 + 1 \times \langle TT | [1 \ T+1] | OT \rangle^2$$

e no estado do tipo b, por $1 \times \langle TT | [1 \ T] | OT \rangle^2$

A soma do número médio de buracos para neutrons e do número médio de buracos para protons é igual a 2, no caso em estudo.

TABELA I

Número médio de buracos para protons e neutrons nos estados

$$\underline{[T_h T_p] T}$$

NÚCLEO	EXCITAÇÃO $[T_h T_p] T$	N^{-1}	P^{-1}
^{40}Ca	[1 1]	1	1
^{41}Ca	[1 3/2] 1/2	4/3	2/3
	[1 1/2] 1/2	1/3	5/3
^{42}Ca	[1 2] 1	3/2	1/2
	[1 1] 1	1/2	3/2
^{43}Ca	[1 5/2] 3/2	8/5	2/5
	[1 3/2] 3/2	3/5	7/5
^{44}Ca	[1 3] 2	5/3	1/3
	[1 2] 2	2/3	4/3
^{45}Ca	[1 7/2] 5/2	12/7	2/7
	[1 5/2] 5/2	5/7	9/7
^{46}Ca	[1 4] 3	7/4	1/4
	[1 3] 3	3/4	5/4
^{47}Ca	[1 7/2] 7/2	7/9	11/9

N^{-1} = número médio de buracos para neutrons e

P^{-1} = número médio de buracos para protons na configuração de 2-buracos-(n+2) partículas para a excitação do Ca (40+n)

$$[T_h T_p] T \equiv [(d_{3/2}^{-2})^{T_h} (f_{7/2}^{n+2})^{T_p}] T$$

Gerace e Green (27) aperfeiçoaram os cálculos de excitação do cárcõço, incluindo 4 elementos de matriz:

$$\langle d_{3/2} I_h | V | f_{7/2} I_h \rangle; I_h = 0, 1, 2, 3$$

e também outros, no caso de outras configurações serem incluídas.

As energias de excitação de 2-buracos-(n+2) partículas precisam também ser avaliadas, uma vez que é muito difícil conhecer os valores melhores para estas energias, a fim de que os resultados sejam bons. Eles misturaram estados de modelo de camadas, estados de dois buracos, e de quatro buracos no Ca⁴⁰, Ca⁴¹ e Ca⁴², acoplando o estado fundamental do modelo de camadas ao estado de 2 buracos de menor energia, para cada isótopo.

Zamick, no entanto, acoplou os estados do modelo de camadas com o de 2-buracos-(n+2) partículas ao estado de energia mais baixa e também a energias maiores. Desta forma, um parâmetro importante que determina a quantidade de acoplamento, não é somente a energia de excitação, mas sobretudo a razão entre o elemento de matriz de acoplamento e a energia de excitação do tipo:

$$\langle f_{7/2}^{(n)} | V | [d_{3/2}^{-2} f_{7/2}^{(n+2)}] \rangle / \langle d_{3/2}^2 I_h | V | f_{7/2}^2 I_h \rangle$$

os resultados são dados na Tabela II, onde se pode ver que existem casos onde o elemento de matriz de acoplamento a energias mais altas é maior que com estado de energia menor, por exemplo, no ⁴²Ca, o acoplamento para [T_h = 1 T_p = 2] T = 1 é cerca de duas vezes o acoplamento para [T_h = 1 T_p = 0] T = 1. Neste caso, o estado [12]1 não pode ser desprezado, e existe evidência experimental de sua existência no estado fundamental do ⁴²Ca.

TABELA II

Valores para razão $M(I_h^T I_p^T J T) / \langle d_{3/2} I_h | V | f_{7/2} I_h \rangle$
para isótopos pares do Ca

NÚCLEO	I_h	$[1 (T+1)] T$	$[1 T] T$	$[1 (T-1)] T$	I_h	$[0 T] T$
^{40}Ca	0	1.73	-	-	1	1.73
	2	-3.87	-	-	3	2.65
^{42}Ca	0	1.58	-	-0.76	1	0.68
	2	-2.04	1.95	1.34	3	1.03
^{44}Ca	0	1.45	-	0.82	1	-0.75
	2	-1.08	-1.17	-1.38	3	1.12
^{46}Ca	0	1.13	-	-0.91	1	0.87
	2	-	0.75	1.54	3	1.32
^{48}Ca	0	-	-	1.00	1	-
	2	-	-	-2.24	3	-

A.2.6 - ENERGIAS DE EXCITAÇÃO

Uma questão difícil é a escolha das energias de excitação, cuja solução não é ainda bem conhecida.

Uma estimativa pode ser feita, assumindo uma interação de monopolo entre um buraco $1d_{3/2}$ e uma partícula $1f_{7/2}$, sob a forma, $a+b \vec{t}_1 \cdot \vec{t}_2$, mais a correção coulombiana entre o buraco para próton e o próton. Desta forma, a energia de excitação no $\text{Ca}(40+n)$

no estado $[T_h T_p]^T$, será dada por:

$$E_{ex} = E [Ca(40+n+2)]^{T_p} - E [Ca(40+n)] + E [Ca(40-2)]^{T_h} - \\ - E [Ca(40)] + 2na + b/2 \cdot [T(T+1) - T_p(T_p+1)] - \\ - T_h(T_h+1)] + \text{corr. coulombiana.}$$

Assumindo valores numéricos para os diversos isótopos do Ca, e utilizando os valores para os parâmetros como sendo:

$$a = 0.3;$$

$$b = 2.9 \text{ e}$$

$$c = 0.4$$

obteremos os resultados da Tabela III, onde C é a correção coulombiana.

Na tabela III vemos que, para estados $[T_h=1 T_p=T+1]^T$ nos isótopos pares, as energias previstas por esta aproximação de crescem de 4.2MeV no ^{40}Ca , 3,7MeV no ^{42}Ca , 3.3MeV no ^{44}Ca a 2.3MeV no ^{46}Ca . Isto significaria um aumento da capacidade de transferência de neutrons à medida que se caminhasse do ^{40}Ca para o ^{46}Ca , o que não é verificado experimentalmente.

TABELA III

Estimativa das energias de excitação de estados de 2 buracos

Núcleo	Tipo de Excitação $[T_h T_p] T$	Expressão	Energia de Excitação (MeV)
^{40}Ca	1a [1 1] 0	$9.47 + 4a - 2b - 5/3 C$	4.20
	1d [0 0] 0	$8.89 + 4a - C$	9.69
^{41}Ca	1a [1 3/2] 1/2	$9.91 + 6a - 2.5b - C$	4.06
	1b [1 1/2] 1/2	$5.15 + 6a - b - 2C$	3.25
^{42}Ca	1a [12] 1	$10.24 + 8a - 3b - 7/10 C$	3.66
	1b [11] 1	$9.10 + 8a - b - 3 C$	7.40
	1c [10] 1	$1.01 + 8a - 4 C$	1.81
	1d [01] 1	$6.79 + 8a - C$	8.79
^{43}Ca	1a [1 5/2] 3/2	$10.75 + 10a - 3.5b - 8/15 C$	3.39
	1b [1 3/2] 3/2	$3.52 + 10a - b - 14/5 C$	2.50
	1c [1 1/2] 3/2	$- 0.48 + 10a + 0.5b - 4 C$	2.37
	1d [0 3/2] 3/2	$3.40 + 10a - C$	6.00
^{44}Ca	1a [13] 2	$11.48 + 12a - 4b - 3/7 C$	3.31
	1b [12] 2	$7.83 + 12a - b - 3 C$	7.33
	1c [10] 2	$- 2.53 + 12a + b - 4 C$	2.37
	1d [02] 2	$5.67 + 12a - C$	8.87
^{45}Ca	1a [1 7/2] 5/2	$11.62 + 14a - 4.5b - 5/14 C$	3.63
	1b [1 5/2] 5/2	$2.67 + 14a - b - 22/7 C$	3.71
^{46}Ca	1a [14] 3	$12.09 + 16a - 5b - 11/36 C$	2.27
	1b [13] 3	$7.86 + 16a - b - 13/4 C$	8.46
	1c [12] 3	$- 5.21 + 16a + 2b - 4 C$	3.79
	1d [03] 3	$4.70 + 16a - C$	9.10
^{47}Ca	1b [1 7/2] 7/2	$1.98 + 18a - b - 10/3 C$	3.15
	1c [1 5/2] 7/2	$- 6.08 + 18a + 2.5b - 4 C$	4.97
	1d [0 7/2] 7/2	$1.86 + 18a - C$	6.86
^{48}Ca	1c [13] 4	$- 7.09 + 20a + 3b - 4 C$	6.01

A.2.7 - PORCENTAGENS DOS TIPOS DE EXCITAÇÃO

As contribuições dos vários componentes para o estado fundamental dos isótopos do Ca são dadas na Tabela IV (¹⁹) onde se observa que a probabilidade de transferência de neutrons decresce através dos vários isótopos, sendo para isto necessário assumir valores para os estados [1 T+1]T de 6.8 MeV para o ⁴⁰Ca, 8.0 para o ⁴²Ca, 9.3 para o ⁴⁴Ca e 10.0 para o ⁴⁶Ca, contrariamente à estimativa prevista pelo modelo de interação de monopolo.

TABELA IV

Porcentagens de Estados e modelo de camadas e de excitação de carôço no estado fundamental dos isótopos pares do Ca

Núcleo \ Excitação	S.M.	[1T+1]T	[1T-1]T	[0 T]T	[0 T]T	G.P.	G.N.	ΔE
		I _H =0	I _H =0	I _H =1	I _H =3			
⁴⁰ Ca	0.78	0.15	-	0.06	0.01	0.22	0.28	-2.93
⁴² Ca	0.76	0.10	0.14	0.01	0.006	0.31	0.16	-2.50
⁴⁴ Ca	0.77	0.07	0.14	0.01	0.005	0.33	0.14	-2.24
⁴⁶ Ca	0.81	0.04	0.12	0.02	0.008	0.28	0.10	-1.92
⁴⁸ Ca	0.89	-	0.11	-	-	0.22	0	-0.91

S.M. = Porcentagem de Níveis de Modelo de Camadas
G.N. = Intensidade de Neutrons Transferidos
G.P. = Intensidade de Protons Transferidos
 ΔE = Deslocamento de Energia

Nela não foram incluídas as probabilidades das excitações $[1 T]T$, $[1 T+1]T$ e $[1 T-1]T$ com $I_h = 2$ por serem desprezíveis.

Notamos também que a intensidade de transferência para protons não varia muito. Isto permite concluir que as componentes mais importantes de excitação do carôço no estado fundamental são:

$$[T_h = 1 \quad T_p = T+1]T \quad I_h = 0$$

$$[T_h = 1 \quad T_p = T-1]T \quad I_h = 0$$

Isto coloca em dúvida os valores obtidos por Belote et al (20) para o ^{40}Ca e ^{42}Ca . (Ver Fig. 1).

Bayman e Hintz calcularam os números médios de ocupação para o estado fundamental e para alguns estados excitados, incluindo várias configurações, conforme se pode ver nas Tabelas V e VI respectivamente, para os isótopos pares (13) e mais ilustrativamente na Fig. 3.

(20)- Belote et al - Phys. Rev. 139, B80 (1965).

(13)- Bayman, Hintz - Phys. Rev. 172 (1968) 1113.

TABELA V

Números médios de ocupação calculados para o estado
fundamental dos isótopos pares do Ca. G=20/A

NÚCLEO \ ESTADO	ESTADO					
	1f5/2	2p1/2	2p3/2	1f7/2	1d3/2	2s1/2
Ca ⁴⁰	0.01	0.01	0.02	0.06	3.92	1.98
Ca ⁴²	0.05	0.03	0.11	1.98	3.86	1.97
Ca ⁴⁴	0.06	0.04	0.15	4.01	3.78	1.96
Ca ⁴⁶	0.06	0.03	0.13	5.95	3.87	1.96
Ca ⁴⁸	0.04	0.02	0.10	7.88	3.97	1.99
Ca ⁵⁰	0.09	0.07	1.97	7.92	3.98	1.99

TABELA VI

Números médios de ocupação para alguns estados excitados
dos isótopos pares do Ca. G=20/A

NÚCLEO \ ESTADO	ESTADO					
	1f5/2	2p1/2	2p3/2	1f7/2	1d3/2	2s1/2
Ca ⁴²	0.04	0.04	1.84	0.20	3.91	1.98
Ca ⁴⁴	0.06	0.05	1.86	2.26	3.80	1.98
Ca ⁴⁶	0.06	0.06	1.88	4.19	3.84	1.97
Ca ⁴⁸	0.08	0.07	1.90	6.10	3.91	1.95
Ca ⁵⁰	0.11	1.85	0.13	7.94	3.99	1.99

Probabilidades Médias de ocupação V_j^2 para os isótopos pares do Ca

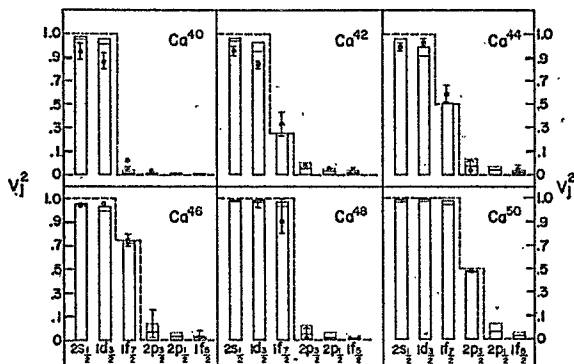


Fig. 3

A região tracejada indica os estados, previstos pelo modelo de camadas, não perturbados. As barras retangulares são resultados calculados incluindo as forças de emparelhamento com $G=20/A$. As linhas pontilhadas são para $G=27/A$. Os pontos negros são valores experimentais de V_j^2 obtidos de reações de transferência de um nucleon. As barras indicativas de erros são estimativas de incertezas e discrepâncias. Nas regiões de 0 e 1, a escala está expandida.

Conforme se pode perceber das Tabelas IV, V e da fig. 3, as estimativas de excitação do carôço de Bayman e Hintz, são em geral maiores que as de Zamick. Entretanto para o ^{44}Ca o acôrdo com os dados experimentais é bem melhor. Isto significa que para a interpretação do estado fundamental dêste isótopo, as configurações mistas contendo os níveis $2p_{3/2}$, $1f_{7/2}$, $1d_{3/2}$ e $2s_{1/2}$ são bastante importantes. Da mesma forma os níveis $2p_{3/2}$, $1f_{7/2}$, $1d_{3/2}$ e $2s_{1/2}$ para os estados excitados.

A.3 - INTERAÇÕES EFETIVAS

Conforme vimos, já na questão da excitação do carôço, o modelo de camadas simples precisa ser suplementado por algumas interações residuais entre os nucleons, para a interpretação dos dados experimentais obtidos de reações e medidas cada vez mais precisas e de fino alcance.

Muitos trabalhos e métodos têm aparecido no sentido de se atingir a um modelo mais "realístico" e fundamental da estrutura e mecanismos nucleares.

Em princípio, a interação nuclear para ser utilizada com as funções de onda do modelo de camadas, precisa ser diferente da interação entre nucleons livres, uma vez que as funções de onda reais possuem correlação de curto alcance, devido a existência do carôço e da forte atração.

No entanto, pode-se transformar o problema de tal forma que seja possível a utilização de funções de onda de partículas independentes, introduzindo-se os efeitos das correlações de curto alcance na interação nuclear, transformando-a numa interação efetiva, ou então introduzir um fator de correlação na função de onda.

O esquema de interação efetiva pode ser construído através de dados obtidos de interações nucleon-nucleon, utilizando o tratamento de muito corpos. As experiências de espalhamento e as propriedades de estados ligados de sistemas de dois nucleons, permitem inferir elementos suficientes para a interpretação de sistemas a n nucleons. Um outro método, é a extração dos valores efetivos de interação de dois corpos retirados do próprio núcleo, tendo em vista os núcleos vizinhos, conforme veremos mais tarde.

No primeiro caso, dentre as aproximações mais utilizadas no tratamento das interações efetivas, destacamos:

A.3.1 - CORRELAÇÃO DE JASTROW

Neste método, a função de onda de muitas partículas é aproximada por uma função de onda do modelo de camadas, multiplicada por um fator que introduz a correlação de dois corpos. Este fator de correlação é determinado, minimizando-se o valor esperado do Hamiltoniano com esta função, conforme prescreve o método variacional. (30). Assim, os operadores efetivos serão definidos como sendo:

$$\langle \Psi | 0 | \Psi \rangle = \langle \phi | 0_{ef} | \phi \rangle$$

onde: Ψ = função correlacionada

ϕ = função de onda do modelo de camadas (não correlacionada).

0_{ef} = operador de interação efetiva

Na prática, são usadas expansões em grupos de nucleons (clusters) e truncadas após poucos termos, sendo a função de onda escrita:

$$| \Psi \rangle = [\prod_{i < j} (1 + f(r_{ij}))] | \phi \rangle$$

sendo que o fator $[1+f(r_{ij})]$ assume valores que dependem de uma escolha de potencial de interação entre dois corpos e do valor do alcance do carvão, por exemplo: (31)

$$\begin{aligned} [(1 + f(r_{ij}))] &= 0 && \text{para } r < r_c \\ &= 1 - r_c/r \cdot \exp(-\mu(r-r_c)) && \text{para } r > r_c \end{aligned}$$

(30)- M.W.Kirson - Nuclear Theory Course - Trieste 1971.

(31)- K.Kumar - Perturbation Theory and the Nuclear Many Body Problem N.H. (1962) 201.

A energia é obtida minimizando com respeito aos parâmetros de $f(r_{ij})$ que dependem da distância de correlação entre as partículas.

A sua conexão com a teoria das perturbações pode ser feita e a função de onda é desenvolvida como sendo:

$$\begin{aligned} |\psi\rangle &= \left[\prod_{i<j} (1 + f(r_{ij})) \right] |\phi\rangle = |\phi\rangle + \sum_{i<j} f(r_{ij}) |\phi\rangle + \dots = \\ &= |\phi\rangle + |1p\ 1h\rangle + |2p\ 2h\rangle + \dots \end{aligned}$$

Os resultados para o ^{16}O e ^{40}Ca são satisfatórios.

A.3.2 - OPERADORES UNITÁRIOS

Como no método anterior, a função de onda e os operadores, são modificados por um operador, sob a forma:

$$|\psi\rangle = e^{iS} |\phi\rangle \quad \text{e} \quad H_{\text{ef}} = e^{-iS} H e^{iS}$$

onde: $|\psi\rangle$ = função de onda correlacionada
 $|\phi\rangle$ = função de onda dada pelo determinante de Slater ou uma combinação linear de poucos dêles

$S = \sum_{i<j} s_{ij}$ = operador de dois corpos, hermitiano

$$H = T+V = \sum_{\alpha\beta} a_{\alpha}^{\dagger} a_{\beta} \langle \alpha | t_i | \beta \rangle + 1/2 \sum_{\alpha\beta\gamma\delta} a_{\alpha}^{\dagger} a_{\beta}^{\dagger} a_{\delta} a_{\gamma} \langle \alpha\beta | v | \gamma\delta \rangle$$

sendo a_{α}^{\dagger} e a_{α} os operadores de criação e aniquilação de estados de partícula simples $|\alpha\rangle$.

O operador S depende dos spins, isospins, coordenadas relativas e dos momentos das partículas do sistema, sendo escalar com respeito a rotações. Para a sua determinação, utiliza-se o método variacional, minimizando a energia:

$$\langle E \rangle = \langle \psi | H | \psi \rangle = \langle \phi | H_{\text{ef}} | \phi \rangle$$

Os procedimentos e os resultados são bastante semelhantes aos do método de correlação de Jastrow. ⁽³⁰⁾ ⁽³²⁾.

A.3.3 - MATRIZ DE REAÇÃO

É um método desenvolvido, inicialmente por Kuo e Brown ⁽³³⁾ no cálculo do ^{18}O e ^{18}F , e que hoje se configura como um método muito potente e de amplas aplicações na análise nuclear. Permite a interpretação e cálculo dos estados excitados de uma gama extensa de núcleos, inclusive dos estados provenientes da excitação do carôço.

As interações efetivas, chamadas interações modelo, à semelhança da interação entre dois nucleons livres, são utilizadas na construção e cálculo de elementos de matriz de reação. Para o modelo de camadas, com um potencial V não singular, e utilizando um espaço configuração limitado (espaço modelo) e um acoplamento jj , podem ser escritos:

$$\langle a \ b \ J \ T \ | \ V \ | \ c \ d \ J \ T \rangle$$

Onde o índice a , bem como b , c , d , representa os números quânticos n , l , j de uma orbital de oscilador esférico, e t_z , a componente z do isospin.

$| a \ b \ J \ T \rangle$ representa um estado normalizado e antisimetrizado, com os estados a e b acoplados ao momento angular total J e isospin T .

(30) - M.W.Kirson - Nuclear Theory Course - Trieste (1971) - jan.

(32) - M.E.Grypeos - Nuclear Theory Course - Trieste (1971) - jan.

(33) - T.T.Kuo, G.E.Brown - Nucl. Phys. 85 (1966) 40.

Estes elementos de matriz são expressos por relações e coeficientes adequados de transformação do acoplamento jj a LS, sistema de laboratório a sistema do centro de massa e sistema relativo.

O potencial $V = \sum_i O_i V_i$, com a dependência radial contida em V_i , pode ter formas diversas, sendo muito usado o potencial de Hamada-Johnston, escrito:

$$V = V_C + S_{12} V_T + (\vec{\ell} \cdot \vec{s}) V_{LS} + L_{12} V_{LL}$$

Onde os índices c, T, LS e LL indicam respectivamente os termos central, tensorial, spin-orbita e spin-orbita quadrático. É usual separar o potencial nas partes angular e radial, onde esta parte do potencial de HJ é infinitamente repulsivo para $r < r_c$.

É conveniente para a efetivação dos cálculos substituir V pela matriz de reação G, de Brueckner, do espalhamento de 2 nucleons. Esta matriz é definida pela equação integral:

$$G = V - V \frac{Q}{e} G$$

onde Q = operador de Pauli que exclue todos os estados ocupados e a energia $e = E(i) + E(j) - E(l) - E(m)$ com os índices \underline{l} e \underline{m} indicando as energias dos estados iniciais autoconsistentes e \underline{i} e \underline{j} as energias dos estados intermediários dadas por:

$$E(i) = T(i) + V(i)$$

A matriz G satisfaz à equação: $G|\phi\rangle = V\Omega|\phi\rangle = V|\psi\rangle$ onde $|\phi\rangle$ e $|\psi\rangle$ são as funções de onda não perturbada e correlacionada, respectivamente, e Ω o operador de correlação, sendo que $|\psi\rangle$ se anula dentro do carôço. Isto permite escrever:

$$\Omega = 1 - \frac{Q}{e} V \quad |\psi\rangle = |\phi\rangle - \frac{Q}{e} V |\psi\rangle = \Omega\phi$$

A avaliação dos elementos de matriz, que é bastante complicada devido à presença do propagador $Q/e = P$, sendo Q não local, é feita utilizando-se uma técnica apropriada de separação /

do potencial, numa parte de curto alcance e noutra de longo alcance, e o método das perturbações: A distância de separação é aquela em que a parte atrativa se equipara à parte do carôço repulsivo.

A importância do cálculo de Kuo e Brown é permitir descrever o mecanismo da excitação do carôço, tidô como inerte. O carôço interage com o nucleon de valência e a excitação é transmitida ao outro nucleon de valência por interação. Desta forma, os dois nucleons se comunicam por meio do carôço, produzindo uma interação efetiva de nucleon de valência que pode assumir valores consideráveis. Isto pode ser visto no ^{18}O e ^{18}F calculados (33). O cálculo foi feito também para o ^{42}Ca e ^{42}Sc (34) usando-se o mesmo formalismo, ou seja, considerando um G_{ef} fornecido pela teoria das perturbações, sob a forma:

$$G_{\text{ef}} = G + G_{3\text{plh}} \quad \text{ou} \quad G_{\text{ef}} = G \Omega_{3\text{plh}} = G \cdot \tau \cdot G \frac{Q_{3\text{plh}}}{2hw}$$

onde a correção devido à excitação do carôço é dada pelos elementos de matriz:

$$\langle a b J T | - G \frac{Q_{3\text{plh}}}{2hw} G | c d J T \rangle$$

Os resultados podem ser avaliados pela fig. 4.

Como vemos, os estados 0^+ e 2^+ do ^{42}Ca , não são reproduzidos pelo cálculo. Para a sua interpretação correta é necessária a inclusão de estados deformados.

(33)- Kuo e Brown - Nucl. Phys. 85 (1966) 40.

(34)- T.T.S.Kuo, G.E. Brown - Nucl. Phys. A114 (1968) 241.

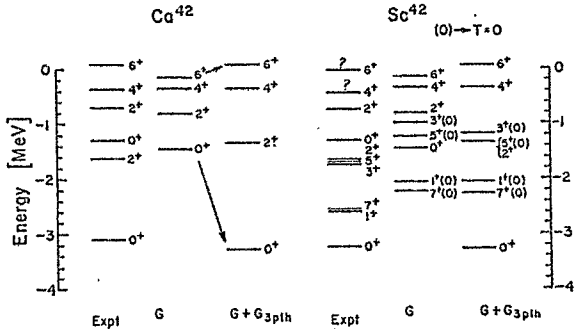


Fig. 4

Níveis de Energia do ^{42}Ca e ^{42}Sc calculados com G e G_{3ph}

A análise de multipolo de segunda ordem da polarização do carvão, indica que os multipolos de J par tomam papel predominante, particularmente os 2^+ e 0^+ , semelhantemente à interação efetiva de quadrupolo-quadrupolo.

Os termos de segunda ordem, em que duas partículas são excitadas fora do carvão, deixando 2 buracos, forma um estado intermediário de (4p-2h). Como no ^{18}O , os estados com $[T_h = 1 \ T_p = 0]$, $[T_h = 1 \ T_p = 2]$ de 4p-2h, em que as 4 partículas ocupam os primeiros orbitais de Nilsson, sendo altamente deformados, no ^{42}Ca os estados de $[T_h = 1 \ T_p = 0]$ ligado a 1.84 MeV e $[T_h = 1 \ T_p = 2]$ a 3.04 MeV, foram também identificados como sendo estados deformados

(35) (16) (47). Como na configuração $(1f7/2)^n$ os intervalos entre os níveis de energia do ^{42}Ca devem ser os mesmos para o ^{44}Ca ; estes estados deformados tomam papel importante na interpretação dos seus estados inferiores 0^+ e 2^+ .

Além destes métodos existe o método das funções de Green, que é muito utilizado para a obtenção de resultados gerais formais. Suas aplicações práticas são limitadas a poucas áreas da física nuclear (RPA) e pode ser calculado utilizando-se a teoria das perturbações.

A.3.4 - MÉTODO DE TALMI

Neste método, as funções de onda não são correlacionadas e sua inspiração é diferente da dos métodos descritos anteriormente. Talmi usa funções de onda do modelo de camadas e determina os elementos de matriz das interações efetivas pela experiência, impondo algumas restrições em certos casos. Considera somente interações efetivas de dois corpos. Os elementos de matriz a n partículas podem ser reduzidos a uma combinação linear de elementos de matriz de configurações de dois corpos. Estes valores, são os que melhor reproduzem os dados experimentais, e podem ser utilizados em muitos cálculos.

Se o acôrdo entre os valores calculados e os experimentais é bom, significa que a configuração do modelo de camadas tem sentido para o caso, ou seja, suas funções de onda podem ser utilizadas para o cálculo das energias, com os elementos de matriz determinados deste modo.

(35) - G.E.Brown, A.M.Green - Nucl. Phys. 85 (1966) 87.

(16) - P.Federman, I.Talmi - Phys. Lett. 22, nº 4 (1966) 469.

(47) - L.Zamick - Phys. Lett. 19 (1965) 580.

Assim, por exemplo, ⁽¹⁷⁾ a configuração do estado fundamental do ${}_{19}^{40}\text{K}_{21}$ o 21º neutron é esperado na camada $1f_{7/2}$, fora das camadas com 20 neutrons. Nas camadas s e d existem 11 protons.

Assumindo um acoplamento *jj* puro, espera-se que a $1d_{5/2}$ e $2s_{1/2}$ sejam camadas fechadas e 3 protons na $1d_{3/2}$. Existem 4 estados na configuração $(d_{3/2})^3 f_{7/2}$ possíveis, com spins $J=2, 3, 4, 5$. As energias destes estados serão dadas, a menos de uma constante, pelas energias de interação entre os 3 protons e o neutron $f_{7/2}$. As energias de interação, nesta configuração, são combinações lineares de elementos de matriz na configuração de 1 proton, $d_{3/2}$ e 1 neutron $f_{7/2}$ esperada no ${}_{17}^{38}\text{Cl}_{21}$. Então, os espaçamentos entre os níveis do ${}_{40}^{40}\text{K}$ são combinações lineares dos espaçamentos entre os níveis do ${}_{38}^{38}\text{Cl}$ com spins $J=2, 3, 4, 5$ e vice-versa. A expressão das energias em termos do ${}_{38}^{38}\text{Cl}$ pode ser obtida utilizando-se os coeficientes de fração de parentesco (c.f.p) e os dados experimentais.

Para a determinação dos momentos e transições eletromagnéticas, em alguns casos os efeitos das misturas na configuração real das funções de onda, podem ser reproduzidos, usando operadores eletromagnéticos efetivos de uma partícula, ou renormalizados (cargas efetivas) com as funções de onda do modelo de camadas.

Consideremos o simples caso de n nucleons idênticos fora de uma camada fechada, na configuração chamada j^n , por exemplo $(d_{5/2})^n$, $(f_{7/2})^n$. Neste caso, as energias em todas as configurações $(d_{5/2})^n$ são combinações lineares de V_0 , V_2 e V_4 , pois no ${}_{18}^{18}\text{O}$ a configuração $(d_{5/2})^2$ possui estados com $J=0, 2, 4$, onde:

$$V_J = \langle (d_{5/2})^2 J | V | (d_{5/2})^2 J \rangle$$

o operador de dois corpos é escrito:

$$V'_{12} = a + b 2(j_1 \cdot j_2) + c q_{12}$$

onde: q_{12} = operador de senioridade com autovalores:
 $2j + 1$ para $J=0$
 0 para outras configurações de J^2 .

Neste caso, existem somente 3 parâmetros que caracterizam totalmente a interação efetiva.

O autovalor do operador V_{12} no estado de configuração j^n com dado J e senioridade v será:

$$\sum_{i < k}^n V'_{ik} = \sum_{i < k}^n a + b \left[\left(\sum_i^n j_i \right)^2 - \sum_i^n j_i^2 \right] + c \sum_{i < k}^n q_{ik} = \frac{n(n-1)}{2} a +$$

$$+ [J(J+1) - nj(j+1)] b + \frac{n-v}{2} (2j+3-n-v) c$$

Ajustamos a , b , c , tais que os autovalores sejam V_0 , V_2 e V_4 para $n=2$. Se tomarmos os valores de V_0 , V_2 , V_4 do espectro de $(d5/2)^2$ podemos calcular as energias da configuração $(d5/2)^n$.

* * *

No caso, por exemplo, da configuração $(f7/2)^4$ existem 2 estados com $J=2$ e 2 com $J=4$, resultando níveis com senioridade:

$v=0$	para $J=0$
$v=2$	para $J=2, 4, 6$
$v=4$	para $J=2, 4, 5, 8$

que devem possuir os mesmos espaçamentos de energia que a configuração $(f7/2)^2$ encontrada no ^{42}Ca , ^{50}Ti .

Desta forma, os isótopos ^{42}Ca , ^{50}Ti , ^{52}Cr , ^{44}Ca , ^{46}Ca e ^{54}Fe devem possuir os mesmos níveis excitados e os mesmos espaçamentos, neste esquema de análise. Na fig. 5 pode-se avaliar os

resultados dêste método de análise (17).

Usando valores da configuração $(f7/2)^2$ pode-se calcular os espectros da configuração $(f7/2)^3$ ou $(f7/2)^5$

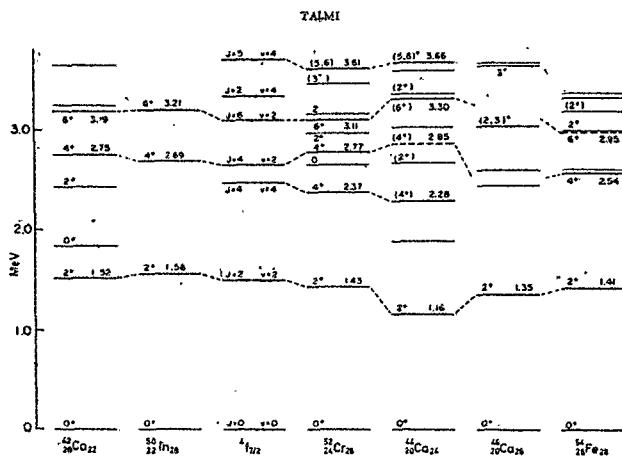


Fig. 5

Energias das configurações $(1f7/2)^n$

A.4 - OS NÍVEIS EXCITADOS DO ^{44}Ca

Podemos dizer que o comportamento geral dos estados, fundamental e excitados, do ^{44}Ca são descritos em termos da configuração $(1f7/2)^4$.

O modelo básico, conforme o sistema de classificação de Talmi ⁽³⁶⁾, fornece: senioridade $\nu=0$, estados com $J=0$

$\nu=2$	$J=2, 4, 6$
$\nu=4$	$J=2, 4, 5, 8$

A energia de um determinado estado, com um dado momento angular J e isospin T , é a combinação linear das energias dos níveis da configuração $(1f7/2)^2$. Os coeficientes da combinação linear são determinados experimentalmente, levando-se em conta os espaços $V_j - V_0$ da configuração $(1f7/2)^2$, com $T=0$ e $T=1$.

A hipótese da configuração $(1f7/2)^n$ apresenta duas importantes consequências:

- 1)- as transições $M1$ são proibidas.
- 2)- as transições $E2$ são proibidas entre estados de mesma senioridade.

Isto porque, na configuração j^n de partículas idênticas e na aproximação de onda longa (long wave approximation) não deve haver transições $M1$ uma vez que o operador de momento magnético tendo a forma $\sum_i \mu_i = g\vec{J}$, onde g é o fator giromagnético do próton ou do nêutron, os elementos de matriz $\langle j^n JM | \sum_i \mu_i | j^n J'M' \rangle$ são nulos para $J \neq J'$, ou seja, não existem elementos não diagonais. ⁽³⁶⁾.

(36)- A. de Shalit, I. Talmi - Nuclear Shell Theory - A.P. - (1963)

Por outro lado, os elementos de matriz de um operador tensorial par, como é o caso do momento de quadrupolo, tomados entre estados de mesma senioridade, se anulam na configuração:

$$j(2j+1)/2$$

A respeito da similitude entre os níveis do ^{44}Ca e ^{52}Cr , prevista por este modelo e pelo princípio de independência de carga, eles apresentam experimentalmente, com algumas inversões, estados com energias correspondentes, de caráter predominantemente $(1f7/2)^4$, conforme se pode ver nas fig. 5 e 8. As transições M1, bem como as E2 entre estados de mesma senioridade são proibidas (37), conforme previsão, apresentando algumas exceções, como as transições M1 para o primeiro estado excitado 2^+ , no ^{52}Cr , dos níveis 2^+ a 3.163 Mev e 3.771 Mev (38), e no ^{44}Ca , dos níveis 2^+ a 3.775 e 4.207 Mev.

Resultados experimentais (39) e cálculos efetuados (40), mostram forte mistura de senioridade no ^{52}Cr , o que sugeriria uma situação análoga para o ^{44}Ca (41)(12). Entretanto, Lawley et al (37) mostram que estes níveis, em que haveria mistura de senioridade, podem ser melhor interpretados dentro do esquema $(1f7/2)^4$, levando-se em conta estados deformados (16).

Porém, existem comportamentos notáveis deste núcleo. Por exemplo, o valor do parâmetro $\beta_2 R_0 = 0.9$ fm para o ^{44}Ca em relação a 0.3 fm para o ^{40}Ca e 0.53 fm para o ^{48}Ca , indica um comportamento coletivo, que pode ser responsável pelo aumento da probabili

-
- (37)- N. Lawley et al - Nucl. Phys. A149 (1970) 95.
(38)- C.F. Monahan et al - Nucl. Phys. A120 (1968) 460.
(39)- D.D. Armstrong, A.G. Blair - Phys. Rev. 140 (1965) B1226.
(40)- C. Quesne - Phys. Lett. 31B (1970) 7.
(41)- J.H. Bjerregard, O. Hansen - Phys. Rev. 155 (1967) 1229.
(12)- T. Komoda - Nucl. Phys. 51 (1964) 234.
(16)- Federman, Talmi - Phys. Lett. 22 (1966) 469.

dade de transição B ($E2, 2^+ \rightarrow 0^+$) para o estado fundamental, uma vez que $B(E2)_{sp} / B(E2)_{sp} = 7.2$ (18).

As excitações de octupolo $E(3^-)$ a 3.31, 4.38, 4.90, 5.22 e 5.65 Mev, sendo que a mais forte é a de 3.31 Mev, e situada numa região correspondente à energia de 3 fonons, podem indicar a presença de vibrações coletivas. Estas vibrações de octupolo, teoricamente esperadas a 10 Mev, podem ser reduzidas por acoplamento l. S. e por um fraco acoplamento carôço-partículas.

A excitação 3^- pode ser também descrita pelo modelo de camadas, acoplando diferentes órbitas, como $\{(1f)(1g)\}$ ou $\{(1p)(1g)\}$, para dar estados com paridade negativa, ou melhor ainda, supondo a excitação de nucleons $1d-2s$ de camadas fechadas para as camadas $1f-2p$, formando estados de partícula-buraco (18) descritos pelo modelo de partícula-buraco (42).

Segundo dados de Ricci, as excitações de octupolo no ^{44}Ca correspondem, em intensidade, a 34% das do ^{40}Ca .

Na figura 6 podemos observar o comportamento coletivo dos isótopos pares, bastante evidente na variação dos primeiros estados excitados 2^+ com os correspondentes valores de $\beta_2 R_0$ e também os dois estados de menor energia 3^- , com $\beta_3 R_0$.

Um fato interessante é que, analisando os valores dos fatores espectroscópicos das reações (d,p) e $(^3\text{He},d)$ (18), verifica-se que o carôço ^{40}Ca é menos rígido para neutrons do que para

(18) - R. Ricci - Nuclear Systematics in the f7/2 shell Monografias de Física XXIV (1968) C.B.P.F.

(42) - G.E. Brown - Unified Theory of Nuclear Models and Forces North Holland (1967) 41.

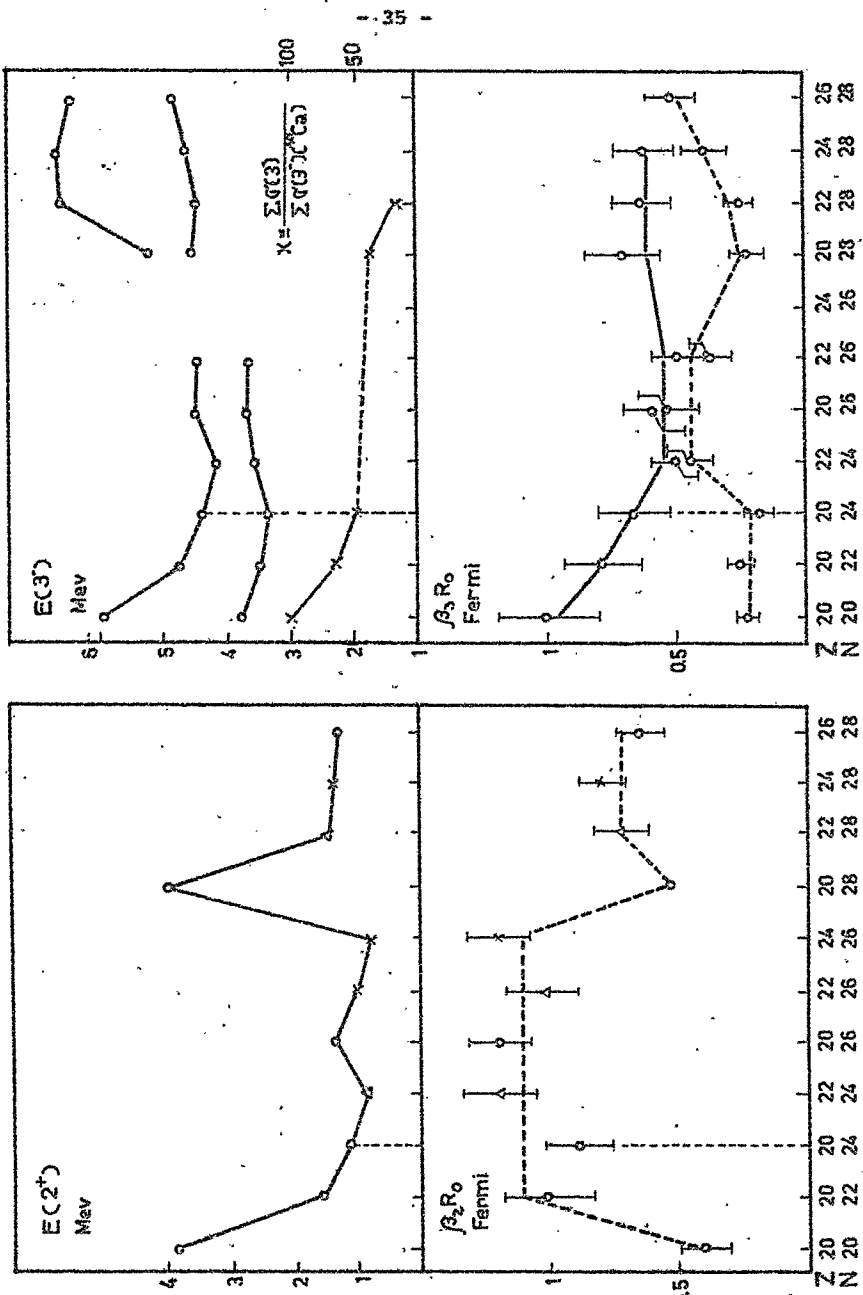


Fig. 6

se incluir no espaço dos vetores de base, configurações de excitação de carôço, para um acôrdo com os dados experimentais.

A.5 - QUESTÕES ABERTAS

A.5.1 - TRANSIÇÃO DE 727 Kev

O nível O^+ a 1.885 Mev, de excitação de carôço, apresenta uma transição de 727 Kev, de baixa intensidade, para o primeiro estado excitado 2^+ , conforme mostra a fig. 8. Esta transição pode ser detectada pelo decaimento do ^{44}K (1, 2, 3), ou populando os estados por espalhamento inelástico de prótons, e fazendo-se a correlação angular (37) (46).

A sua existência a partir do decaimento do ^{44}Sc foi negada experimentalmente (3, 7).

Em nossas medidas, seguindo êste último caminho, esta transição foi detectada, com uma intensidade relativa à transição de 1.157 Kev da ordem de 0.1%, utilizando dois detectores de NaI(Tl) em coincidência (fig. 15).

Entretanto, a questão mais importante é: de que nível êle, o estado O^+ , é alimentado. No trabalho de Levkovskii, e Kaza-

-
- (1) - K. Sugiyama et al - J. Phys. Soc. 15 (1960) 1909 - Japan.
(2) - Taylor et al - Nucl. Phys. A125 (1969) 358.
(3) - Levkovskii, Kazachevskii - Soviet J. Nucl. Phys. 11 (1970) 271
(37) - Lawley et al - Nucl. Phys. A149 (1970) 95.
(46) - Matin et al - Phys. Lett. 15 (1965) 51.
(7) - King et al - Can. J. Phys. 45 (1967) 2446.

chevskii (3) existe um estado 1^- a 3.661 Mev que decai por uma transição gama de 1.776 Mev o 0^+ , coincidindo com as medidas de Lawley et al (37) e com os requisitos de decaimento β^- do ^{44}K .

Ora, este nível não apresenta probabilidade de ser populado por β^+ ou captura eletrônica, diretamente dos estados isoméricos do ^{44}Sc , 2^+ e 6^+ por ter energia superior ao valor de $Q=3.647$ Mev, disponível, e nem por transição gama de estados superiores, devido às regras de seleção.

Os mais prováveis, dentro da regra de seleção $\Delta J=0; \pm 1$ e $\Delta \pi=0$, acima do 0^+ a 1.885 Mev, são: (fig. 8) 3^- a 3.310 Mev; 2^+ a 3.303 Mev e 2^+ a 2.657 Mev

Se uma das possibilidades ocorresse, seria necessário a observação de pelo menos uma das transições:

2^+	0^+	transição
3.303 Mev	1.885 Mev	1.448 Mev
2.656 Mev	1.885 Mev	771 Mev
3^-	0^+	transição
3.310 Mev	1.885 Mev	1.425 Mev

Ora, estas transições não foram detectadas. Desta forma, a possibilidade que resta, seria uma transição β^+ ou de captura eletrônica, diretamente do estado isomérico 2^+ do ^{44}Sc , de baixa intensidade, uma vez que é inibida pelas regras de seleção. Transição semelhante existe no ^{42}K , de 2^- para o 0^+ , de excitação de carôço, do ^{42}Ca . (fig. 7).

(3) - Levkovskii, Kazachévskii - Soviet J. Nucl. Phys. 11 (1970) 271.

(37) - Lawley et al - Nucl. Phys. A149 (1970) 95.

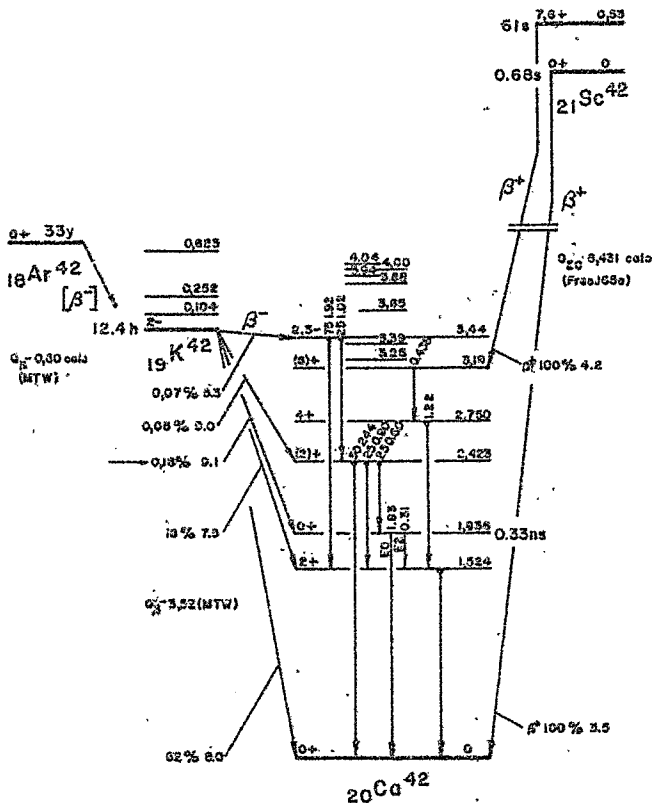


FIG. 7

No ^{52}Cr o problema é o mesmo. O estado 0^+ a 2.647 Mev de excitação do carôço, não tem o modo de população conhecido, / quer partindo níveis superiores, por transição gama, quer vindo dos estados isoméricos do ^{52}Mn por β^+ ou EC. Provavelmente o esquema de decaimento para este nível, é similar ao do ^{44}Ca .

A natureza desta linha é interessante sob o ponto de vista teórico, uma vez que acopla estados de excitação do carôço com estados de configuração mista, mas com uma componente da configuração $(f7/2)^4$ predominante.

A.5.2 - TRANSIÇÃO DE 564 kev

Foi detectada uma nova transição de 564 kev com uma intensidade relativa da ordem de 2%. Outras duas transições de 810 kev e de 1.684 Mev foram observadas por Dillman e Kraushaar, (5), com intensidades relativas de 0.1% e 0.2% respectivamente, provin das da cascata $(5,6)^+ (4)^+ 2^+$, dispostos a 3.66 Mev, 2.86 Mev e 1.156 Mev respectivamente (fig. 8), sendo que o primeiro nível é populado pelo estado isomérico 6^+ do ^{44}Sc através de captura eletrônica (0.1%).

King et al (6) revendo com cuidado esta cascata, utilizando técnicas de coincidência NaI(Tl) com Ge-Li, mostrou a inexistência destas transições e do nível intermediário. Nos recentes trabalhos (3, 37) os níveis $(5,6)^+$ e $(4)^+$ também não figuram.

(3) - Levkovskii, Kazachevskii - Soviet J. Nucl. Phys. 11 (1970) 271.

(5) - Dillman, Draushaar, McCullen - Nucl. Phys. 42 (1963) 383.

(6) - King et al - Can. J. Phys. 64 (1968) 2119.

(37) - Dawley et al - Nucl. Phys. A149 (1970) 95.

Entretanto, em nossas medidas, observamos as transições de 810 kev, 1.700 Mev e de 564 kev. Esta última transição apresenta intensidades que decaem, no tempo, com uma meia-vida de $2,63 \pm 0,58$ dias, compatível com os semiperíodos dos estados isoméricos do ^{44}Sc , conforme mostra a fig. 9 e Apêndice I.

Recolocando a existência do nível intermediário $(4)^+$, o esquema de decaimento se fecharia, conforme mostra a fig. 8. Nesta hipótese, restariam algumas questões:

- a). as intensidades relativas das transições citadas precisam ser melhor determinadas, uma vez que elas não se conservam.
- b). a transição de 564 kev, coloca uma nova questão, com relação às regras de transição gama, no esquema de senioridade, e com a conclusão de Lawley et al (37) com relação à posição correta do estado de $J=4$ e $v=2$, previsto pelo cálculo de Talmi / (17). Isto porque, o estado 4^+ a 2.86 Mev está melhor situado com relação à configuração $(1f7/2)^4$ em energia do que o estado 4^+ a 3.049 Mev, classificado por Lawley et al, como tendo $J=4$ e $v=2$. Por outro lado, dada a baixa intensidade da transição de 564 kev constituída de uma mistura de $M1$ e $E2$, ela satisfaria melhor a proibição prevista de $M1$ com $\Delta v=2$, do que a de 792 kev com 51% de intensidade, sendo que 25% é constituída de $E2$, entre 4^+ a 3.049 Mev e 4^+ a 2.285 Mev.

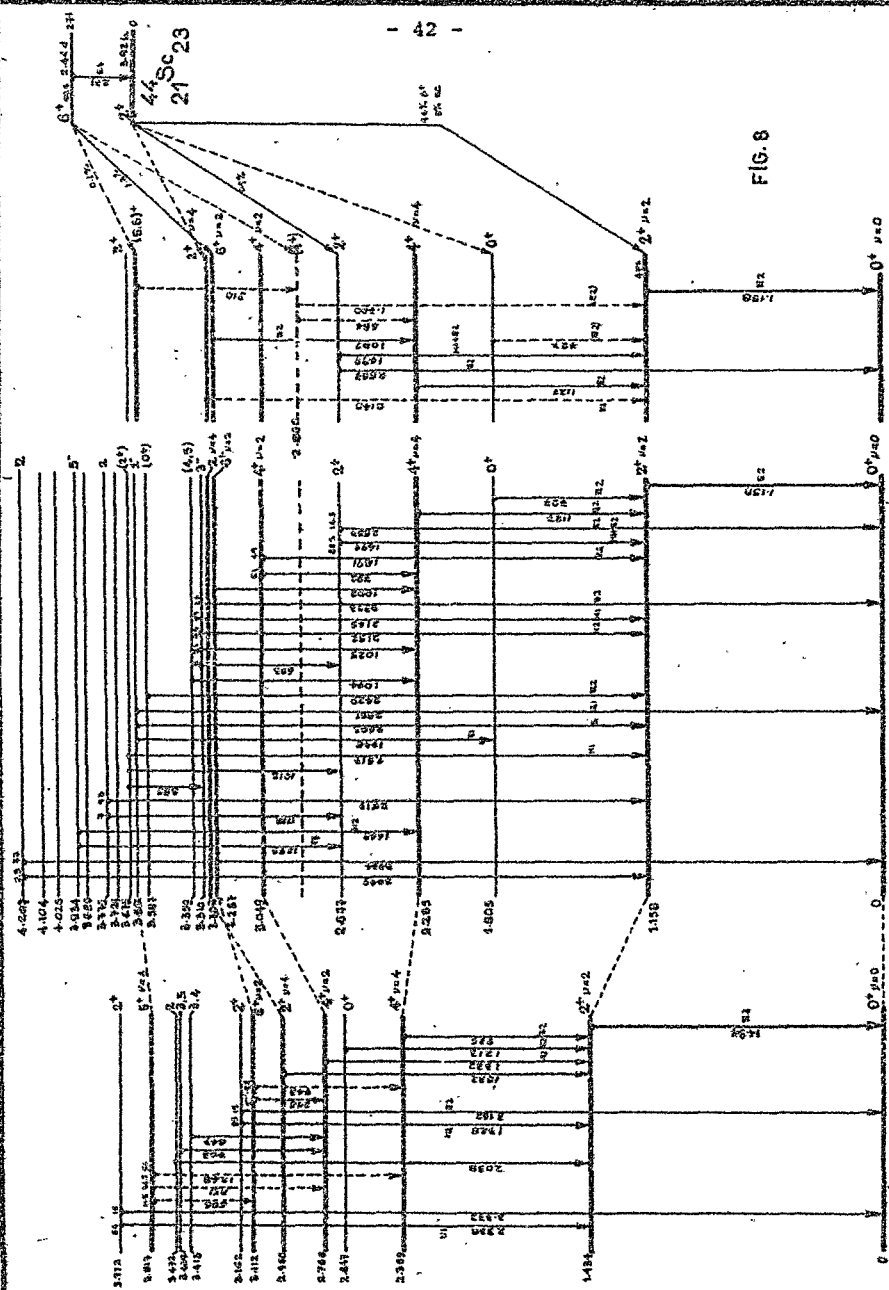
Por outro lado, as transições observadas de 810 Kev e 1700 Kev, além de requererem a existência do nível intermediário 4^+ a 2.86 Mev, supõe também o estado inicial $(5,6)^+$ indicado por Dillman et al (5) populado pelo decaimento do estado isomérico 6^+ do ^{44}Sc , e que não foi observado pelas outras medidas citadas.

(5) - Dillman, Draushaar, McCullen - Nucl. Phys. 42 (1963) 383.

(17) - Talmi - Theory of Nuclear Structure - Trieste Lec. (1969) 455.

(37) - Dawley et al - Nucl. Phys. A149 (1970) 95.

44 Sc 23



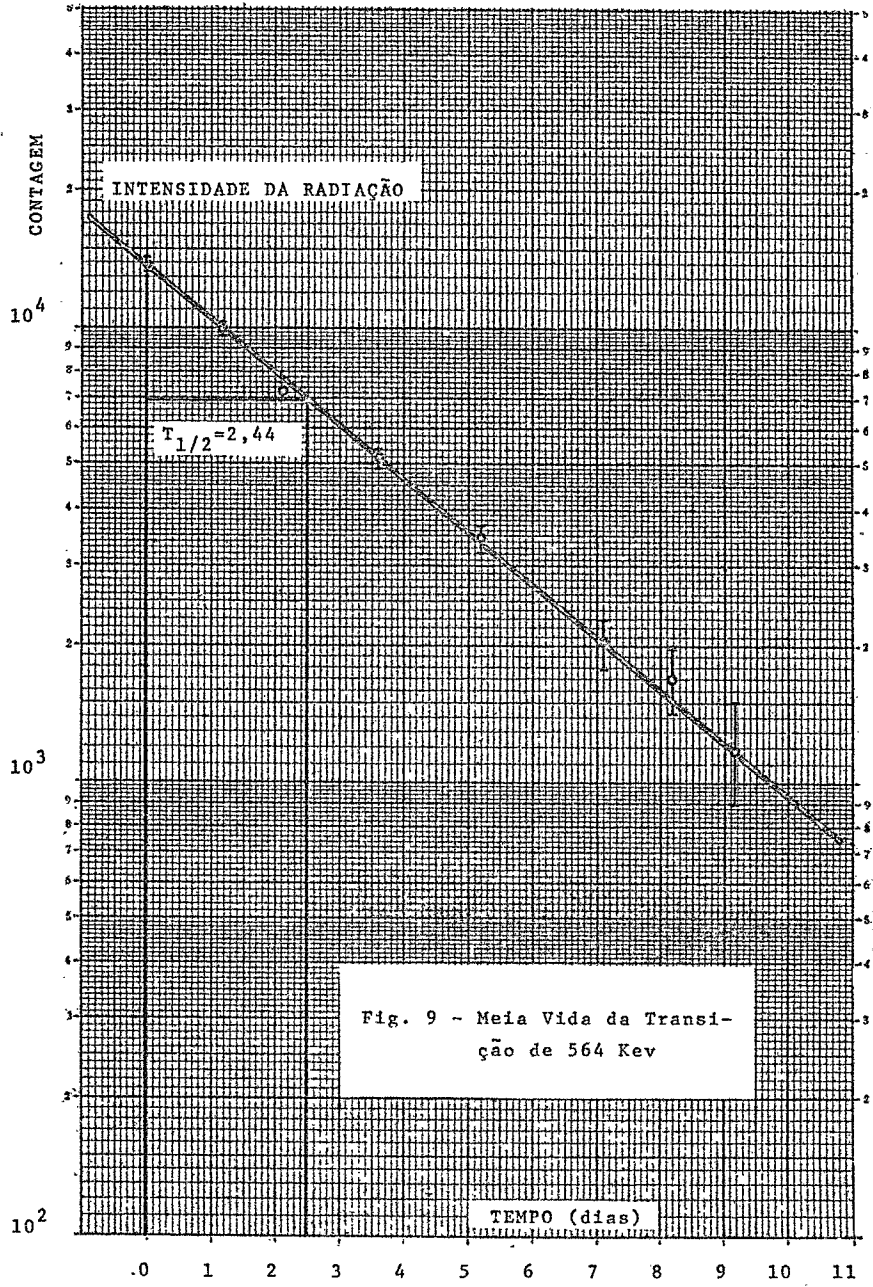


Fig. 9 - Meia Vida da Transição de 564 Kev

c). por analogia com o ^{44}Ca e ^{42}Ca , o estado 2^+ a 2.766 Mev no ^{52}Cr deveria ser também de excitação de carôço, ou estado de formado conforme alguns, e não o estado de $J=2$ e $\nu=4$ da configuração $(1f7/2)^4$ conforme classifica Monahan et al (38), sendo que este estado seria o 2^+ , situado a 3.162 Mev de suas medidas.

A.5.3 - OUTRAS TRANSIÇÕES

Foram detectadas duas outras transições, uma de 2.246 Mev e outra de 1.750 Mev, e que parecem não constituir transições oriundas de impurezas na fonte. Entretanto, elas não foram localizadas no esquema de decaimento do ^{44}Ca , fig. 8.

A primeira de 2.246 Mev não poderia ser originada pela transição do nível 4^+ situado a 2.285 Mev para o estado fundamental 0^+ devido ao grande salto de momento angular e diferença de energia acima do nível de erro. A sua intensidade relativa é da ordem de 0.45%.

A segunda, de 1.750 Mev, também não tem condições de ser gerada, a não ser pelo estado 1^- a 3.661 Mev para o estado 0^+ a 1.885 Mev. Como a energia disponível para a transição beta é de 3.647 Mev, o nível 1^- não teria condições de ser populado via decaimento do estado 6^+ do ^{44}Sc : sua intensidade relativa é da ordem de 1%.

PARTE B

B.1 - OBTENÇÃO DA AMOSTRA

A fonte foi obtida, irradiando-se uma amostra $^{45}_{21}\text{Sc}_{24}$ com 99.99% de pureza, com o feixe de bremsstrahlung do acelerador linear de elétrons do C.B.P.F. a 22 Mev, e a 28 Mev, com uma corrente média de 50 μA , durante 3 horas.

A reação $^{45}\text{Sc}(\gamma, n)^{44,44\text{m}}\text{Sc}$ possui o limiar em 11.319 Mev. A amostra foi encapsulada em alumínio de 0.1 mm de espessura, para melhor efetivar a aniquilação de β^+ .

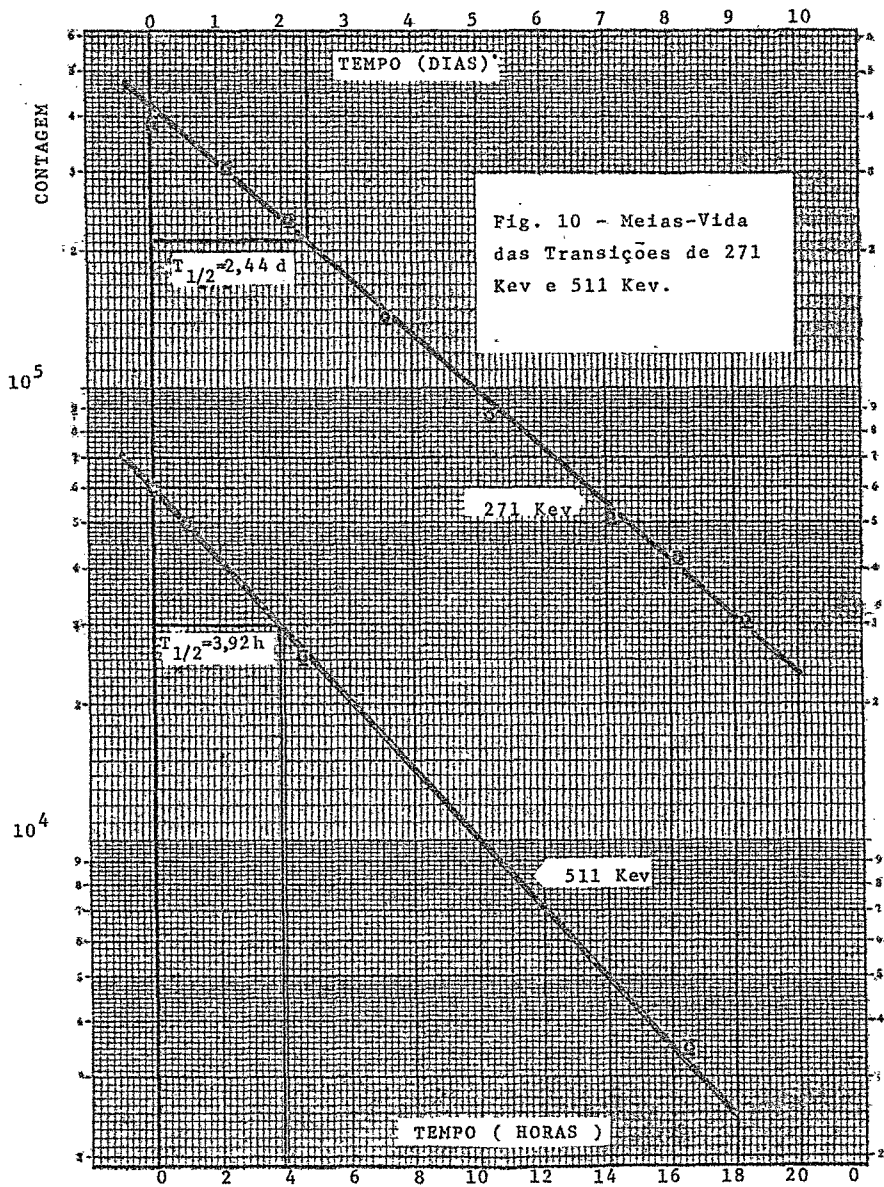
O ^{44}Sc forma dois estados isoméricos 2^+ e 6^+ , com meias-vidas de 3.92 h e 2.44 d respectivamente (5, 7), que decaem por β^+ e EC conforme o esquema da fig. 8. Estas meias-vidas foram confirmadas pelas medidas do decaimento das transições de 511 keV e 271 keV, conforme mostra a fig. 10.

Além do ^{44}Sc , na fonte ocorre a reação $^{45}\text{Sc}(\gamma, ^3\text{He})^{42}\text{K}$, com limiar em 20.976 Mev, que contribui com o aparecimento das linhas de 1.830 Mev e 1.524 Mev, fig. 7; das mesma forma que a reação $^{45}\text{Sc}(\gamma, ^4\text{He} n)^{40}\text{K}$, com limiar em 18.023 Mev, com a transição de 1.460 Mev.

O ^{46}Sc que se forma no alvo pela captura de fotoneutrons produzidos, possui dois estados isoméricos: 7^+ a 142 KeV e meia vida de 20 s; e 4^+ , com 83.9 d, que decai quase totalmente por β^- para o estado 4^+ , a 2.009 Mev do ^{46}Ti , gerando uma cascata de dois raios gama, de energias 1.120 Mev e 889 KeV, para o estado fundamental 0^+ . Estas linhas não foram observadas. O que mos

(5) - Dillman et al - Nucl. Phys. 42 (1963) 383.

(7) - King et al - Can. J. Phys. 45 (1967) 2246.



tra que a quantidade formada foi desprezível, para o tempo de medida e nível de contagem.

Quando se irradia a 28 Mev, o encapsulamento de alumínio contribui com dois picos, um a 1.368 Mev e outro a 2.758 Mev, conforme se pode ver pela fig. 184 e oriundos da reação $^{27}\text{Al}(\gamma, ^3\text{He})^{24}\text{Na}$, com limiar a 23.709 Mev. O ^{24}Na apresenta uma meia-vida de 15 horas e suas linhas aparecem nas primeiras medidas realizadas. Por outro lado, o ^{27}Al pode capturar fotoneutrons, formando o ^{28}Al , mas sua meia vida de 2.31 minutos faz com que ele não contribua.

B.2 - TIPOS DE MEDIDA

Foram realizadas medidas de três tipos:

- 1). Detetor de Ge-Li.
- 2). Coincidência de Ge-Li x Ge-Li.
- 3). Coincidência NaI x NaI.

1). DETETOR DE GERMÂNIO-LITIO

Para a obtenção do espectro de decaimento do ^{44}Sc , com suas intensidades relativas, vidas médias dos estados isoméricos, energias foi utilizado um detetor de Ge-Li com as seguintes características:

T I P O	CILINDRICO COAXIAL
Modêlo	ORTEC 8101-20
Diâmetro	30.8 mm
Comprimento	32.0 mm
Volume total ativo	18.0 cm ³
Resolução	3.0 Kev para 1:33

Foi utilizado um preamplificador ORTEC 109, acoplado a um amplificador TENNELEC TC 200 e um analisador multicanal HEWLETT PACKARD 1026 canais, 200 Mc. (Fig. 16).

Os resultados obtidos estão na parte B.3, com o nome de medidas diretas e foram analisadas com o programa GAFIT 3 (ver apêndice II) para o computador IBM 1620. Os dados das energias, / intensidades relativas e vidas médias foram obtidos desta análise, juntamente com as curvas de calibração, Fig. 11 e Apêndice III e de eficiência Fig. 12.

2). COINCIDÊNCIA Ge-Li x Ge-Li

A abundância relativa da radiação de 511 Kev, provinda da aniquilação do β^+ , sendo muito elevada, provoca a saturação do analisador, impedindo que as radiações de pequena intensidade relativa sobressaiam no espectro. Para a sua eliminação parcial foram feitas medidas de coincidência do detetor Ge-Li com outro na direção perpendicular à do 1º detetor, conforme a Fig. 13. Os resultados obtidos aparecem na parte B.3 com o nome de medidas atenuadas.

3). COINCIDÊNCIA NaI x NaI

Para a observação da transição de 727 Kev, foi feita uma medida de coincidência, conforme mostra a Fig. 14, utilizando detetores de NaI de 3" x 3", durante um período de 14 horas. O tempo de resolução da coincidência foi de 50 ns. O resultado da medida é dado na Fig. 15.

Foi feita uma outra medida de coincidência com a transição de 1.156 Mev, durante 12h 39 min, e o resultado aparece na Fig. 22.

CURVA DE CALIBRAÇÃO
DETECTOR DE Ge-Li

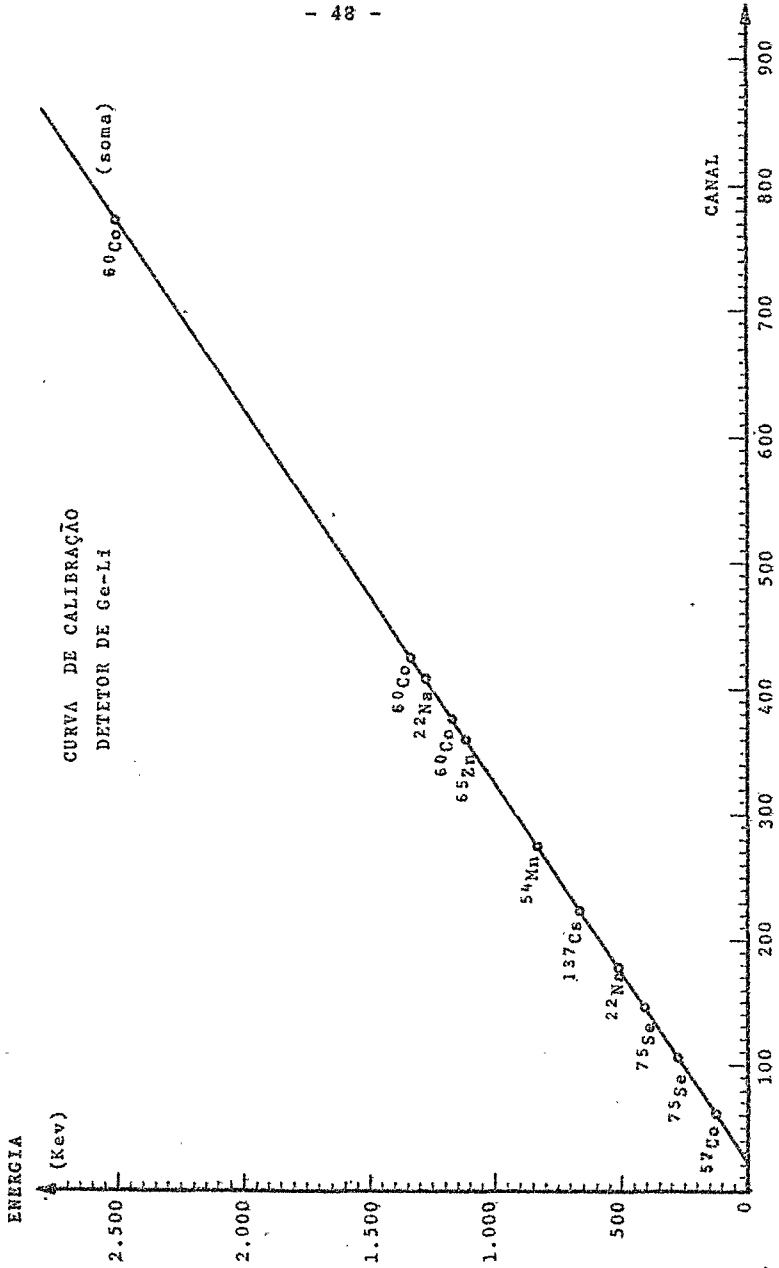


Fig. II

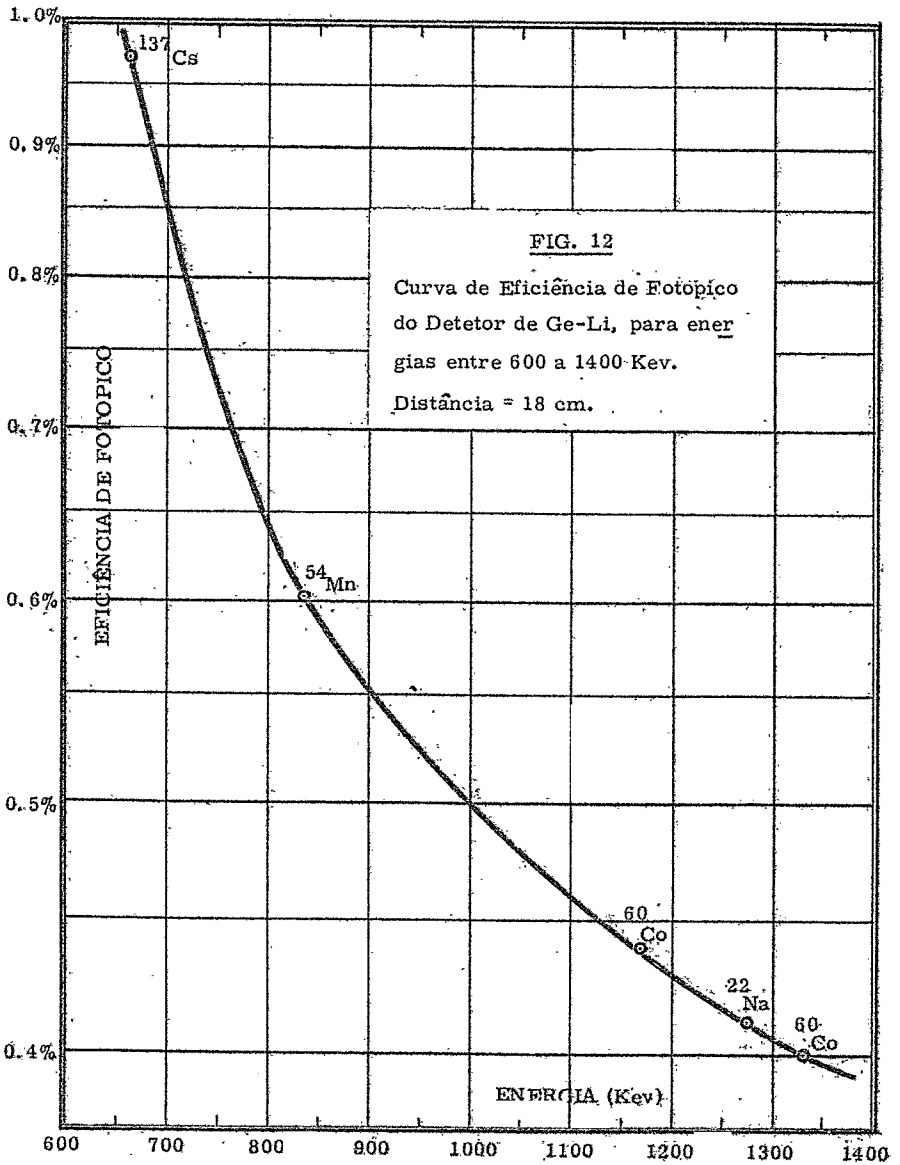
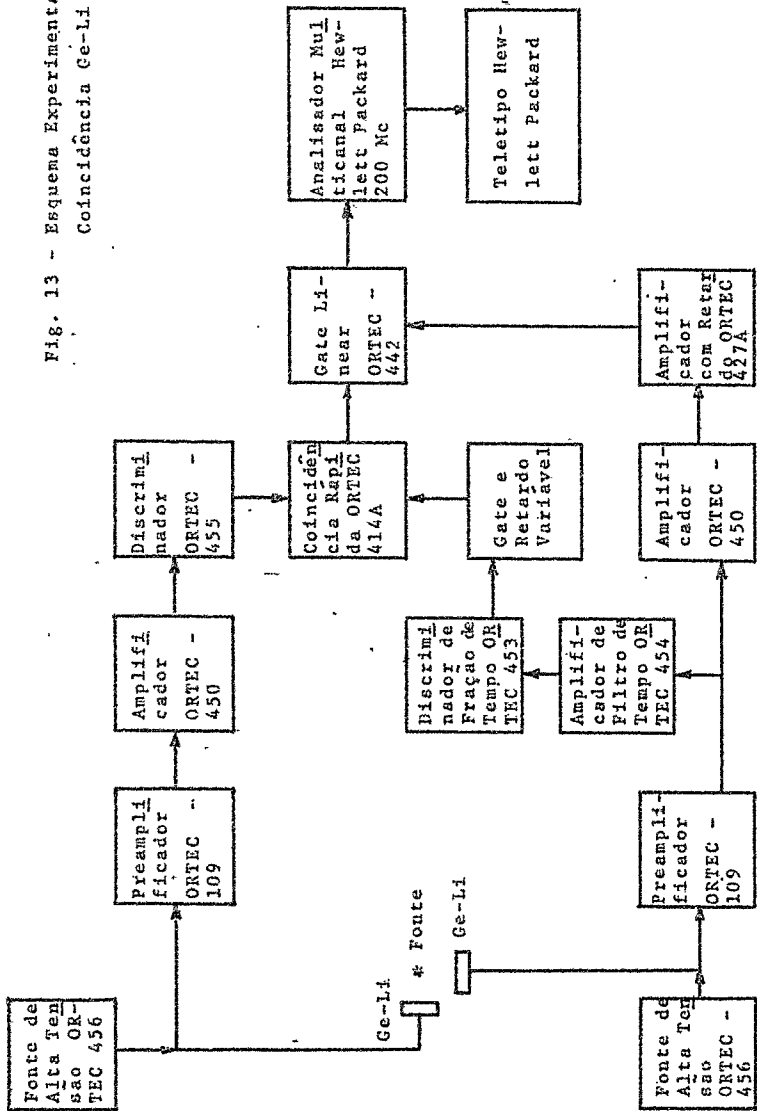


Fig. 13 - Esquema Experimental para Coincidência Ge-Li x Ge-Li



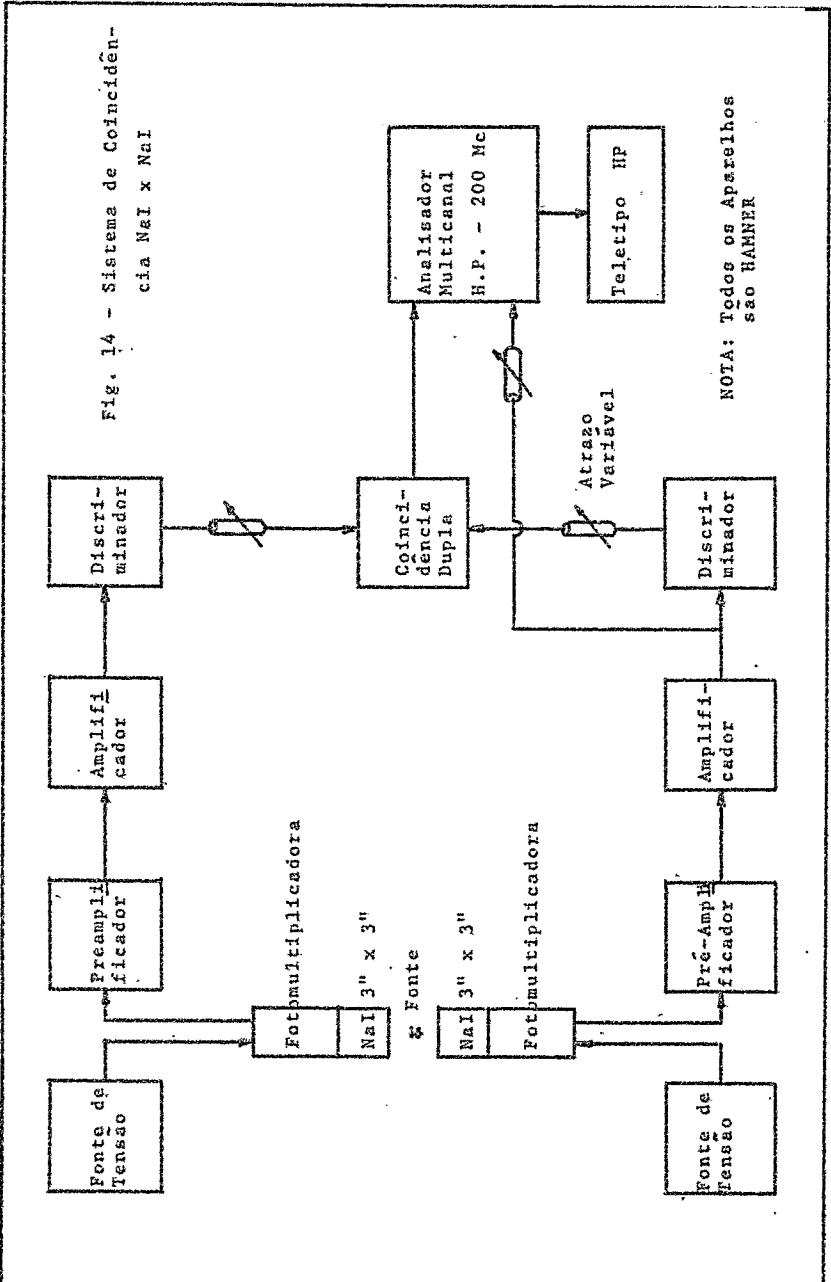


Fig. 14 - Sistema de Coincidência NaI x NaI

NOTA: Todos os Aparelhos são HAMNER

Fig. 15

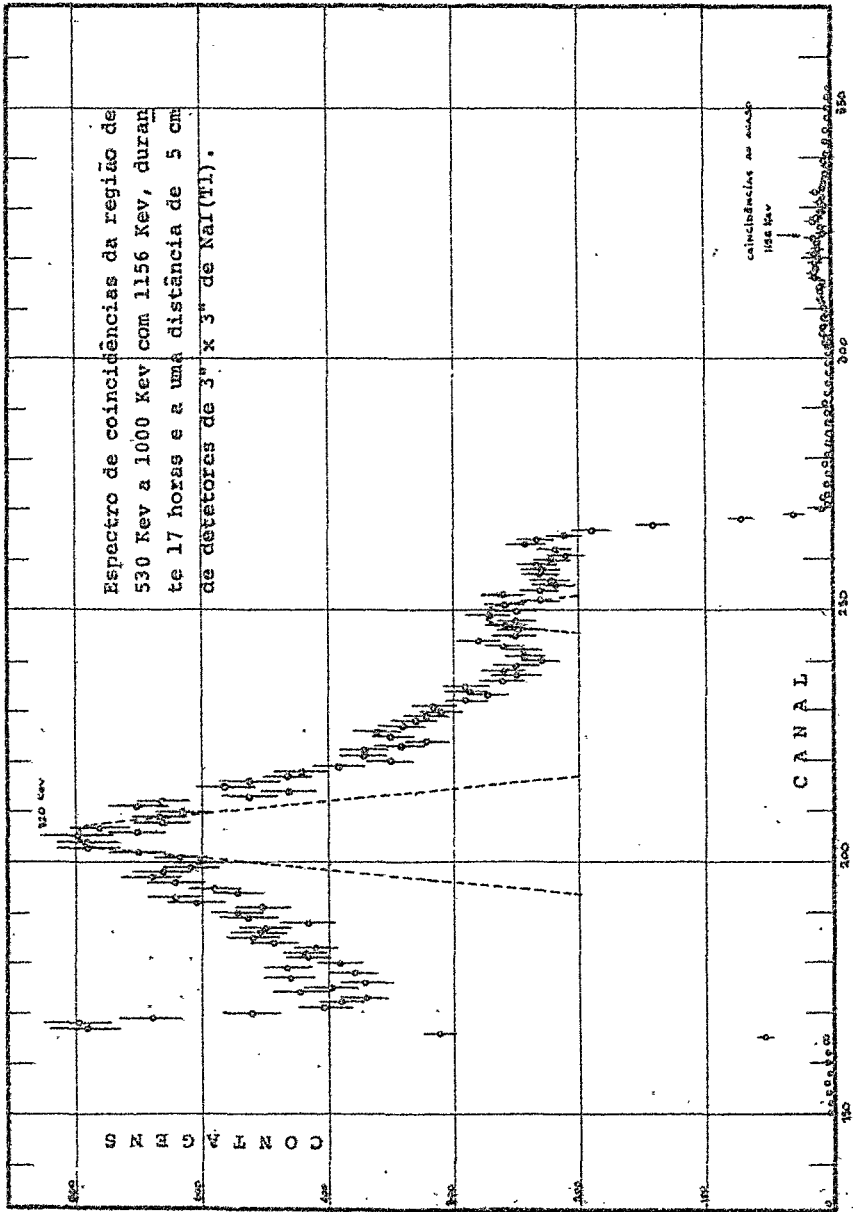
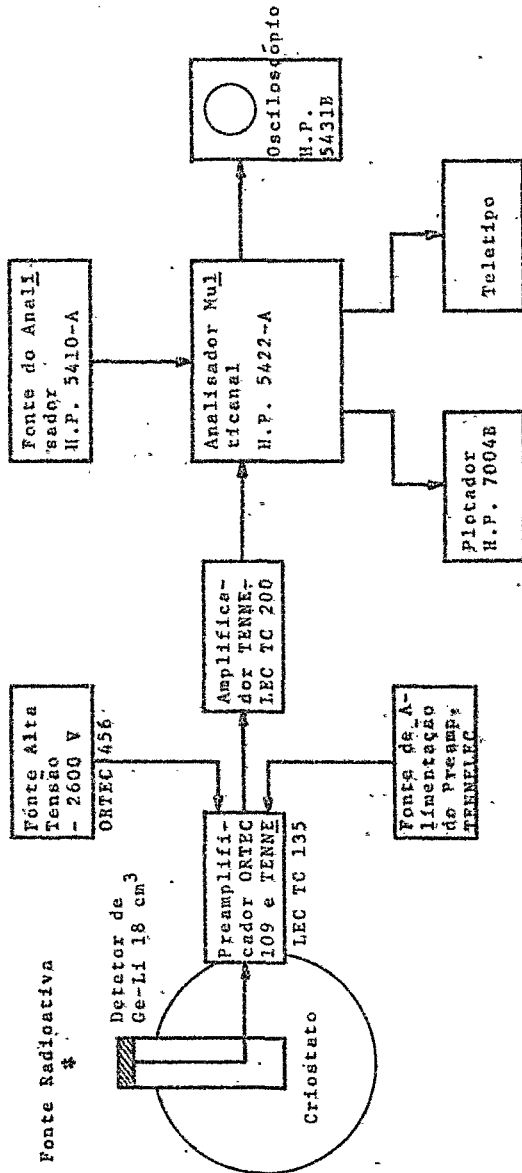


Fig. 16 - Sistema Experimental
Ge-Li simples



B.3 - RESULTADOS OBTIDOS

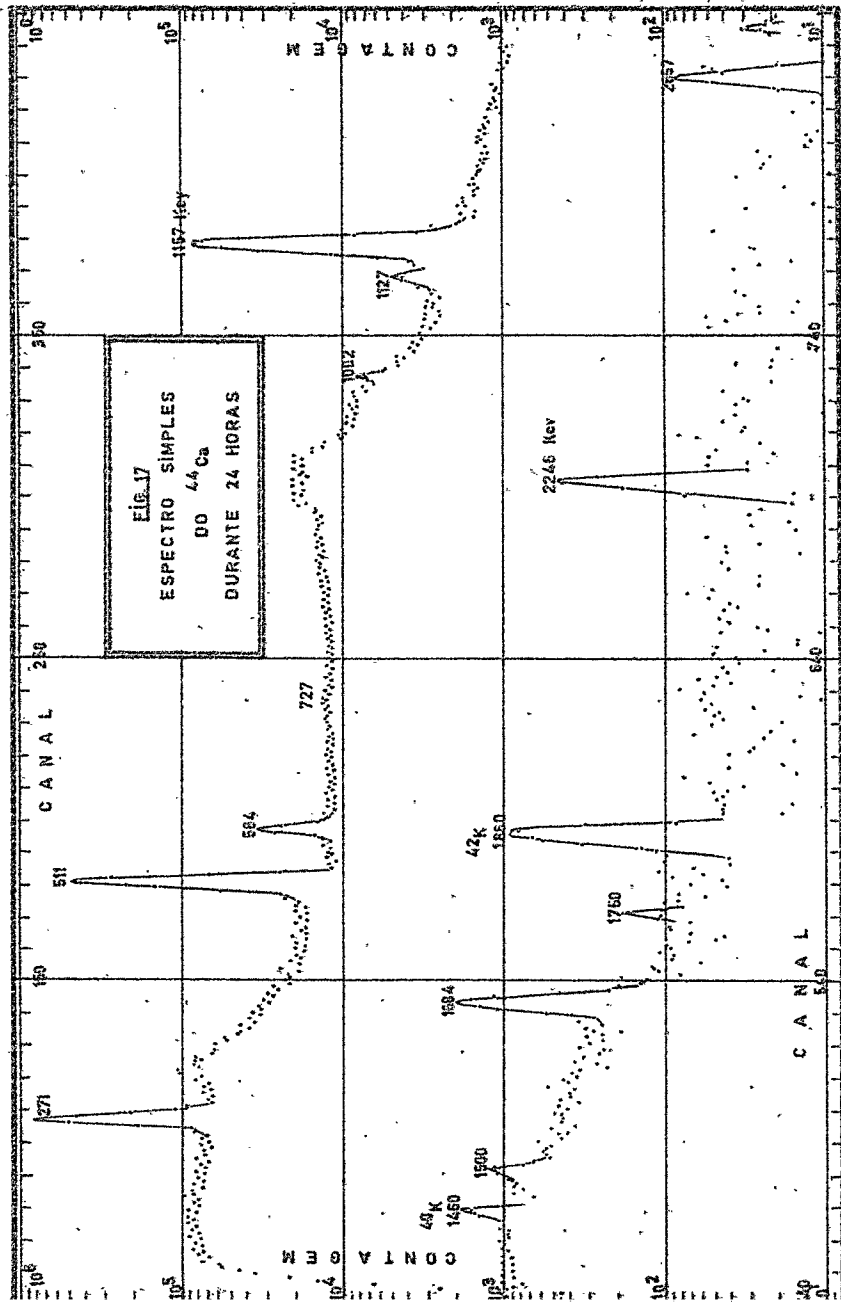
B.3.1 - Detetor de Ge-Li

Utilizando-se o detetor de Ge-Li obtêm-se um espectro com o aspecto geral dado pela fig. 17. A visão em detalhes das diversas regiões de energia é mostrada nas fig. 18 a, b, c, d, e, e os resultados das medidas de coincidência Ge-Li x Ge-Li com a radiação de 511 Kev, conforme mostra o esquema experimental da fig. 13, são dados na fig. 20 a,b. Nestas figuras se podem perceber / claramente as transições de:

271 Kev - proveniente de uma transição de tipo E4 do estado isomérico 6^+ , de meia vida de 2,44 dias, para o estado 2^+ , com meia vida de 3,92 horas. Esta transição, nos primeiros espectros após a irradiação, aparece com intensidade insuficiente para sobressair sobre o fundo Compton da radiação de 511 Kev, provinda da aniquilação do β^+ do nível 2^+ . Esta transição permite determinar a meia vida deste nível isomérico, conforme mostra a fig. 9.

511 Kev - proveniente da aniquilação do β^+ emitido pelo nível 2^+ do ^{44}Sc , ao decair para os estados excitados do ^{44}Ca , conforme mostra o esquema da fig. 19. Esta radiação de aniquilação é muito intensa, a ponto de saturar o analisador, e para ela contribuem os subprodutos das diversas reações fotonucleares ocorridas durante a irradiação do ^{45}Sc e do material de encapsulamento, forma descrita na parte B.1.

Esta elevada intensidade da radiação de 511 Kev pode ser parcialmente eliminada, fazendo-se medidas de coincidência com os detetores de Ge-Li dispostos em direções perpendiculares. Isto permite um tempo maior de análise para as demais transições, mas não elimina a possibilidade das transições dos subprodutos, de aparecer nos resultados das medidas. Assim, as linhas do ^{24}Na , ^{40}K , ^{42}K podem ser vistas nas fig. 18 a, b, c, d, e, fig. 20 a, b, fig. 21 e fig. 22.



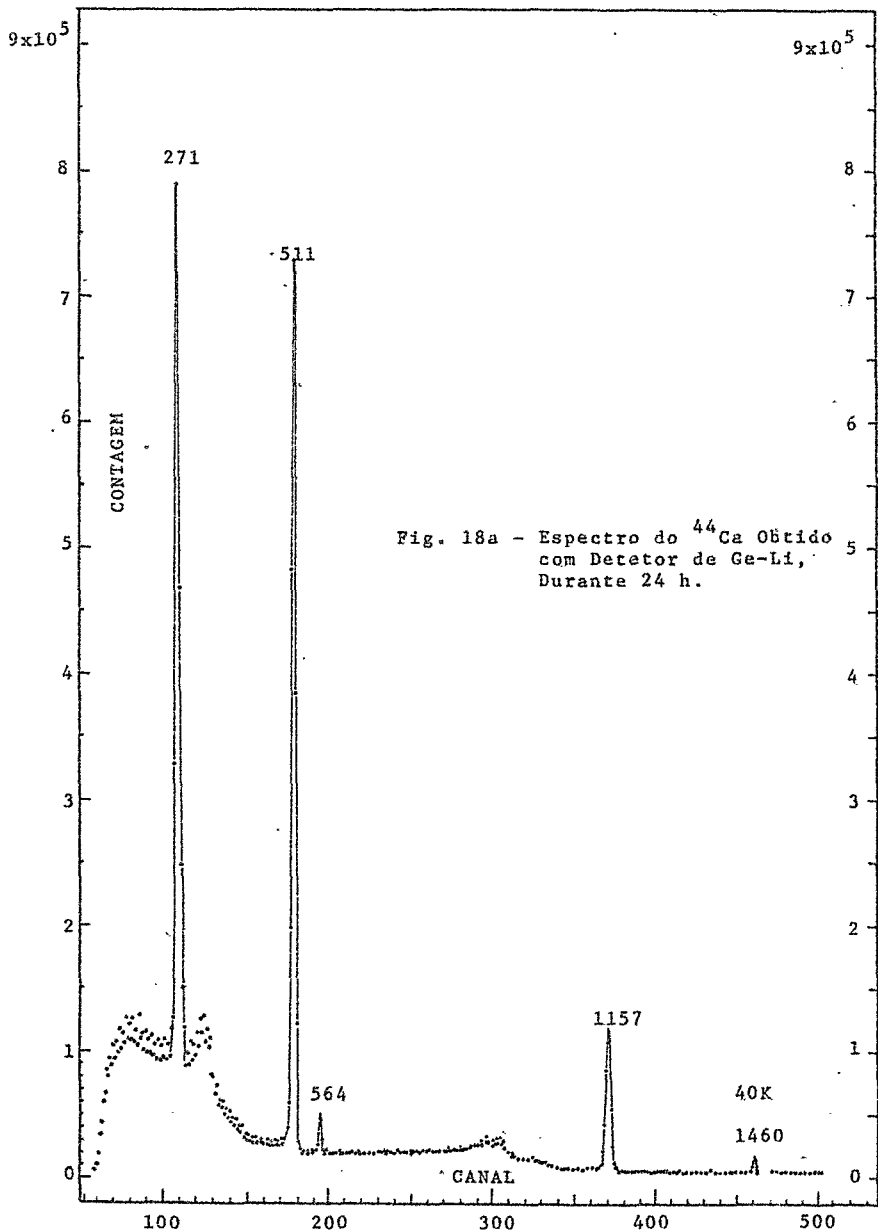


Fig. 18a - Espectro do ^{44}Ca Obtido com Detetor de Ge-Li, Durante 24 h.

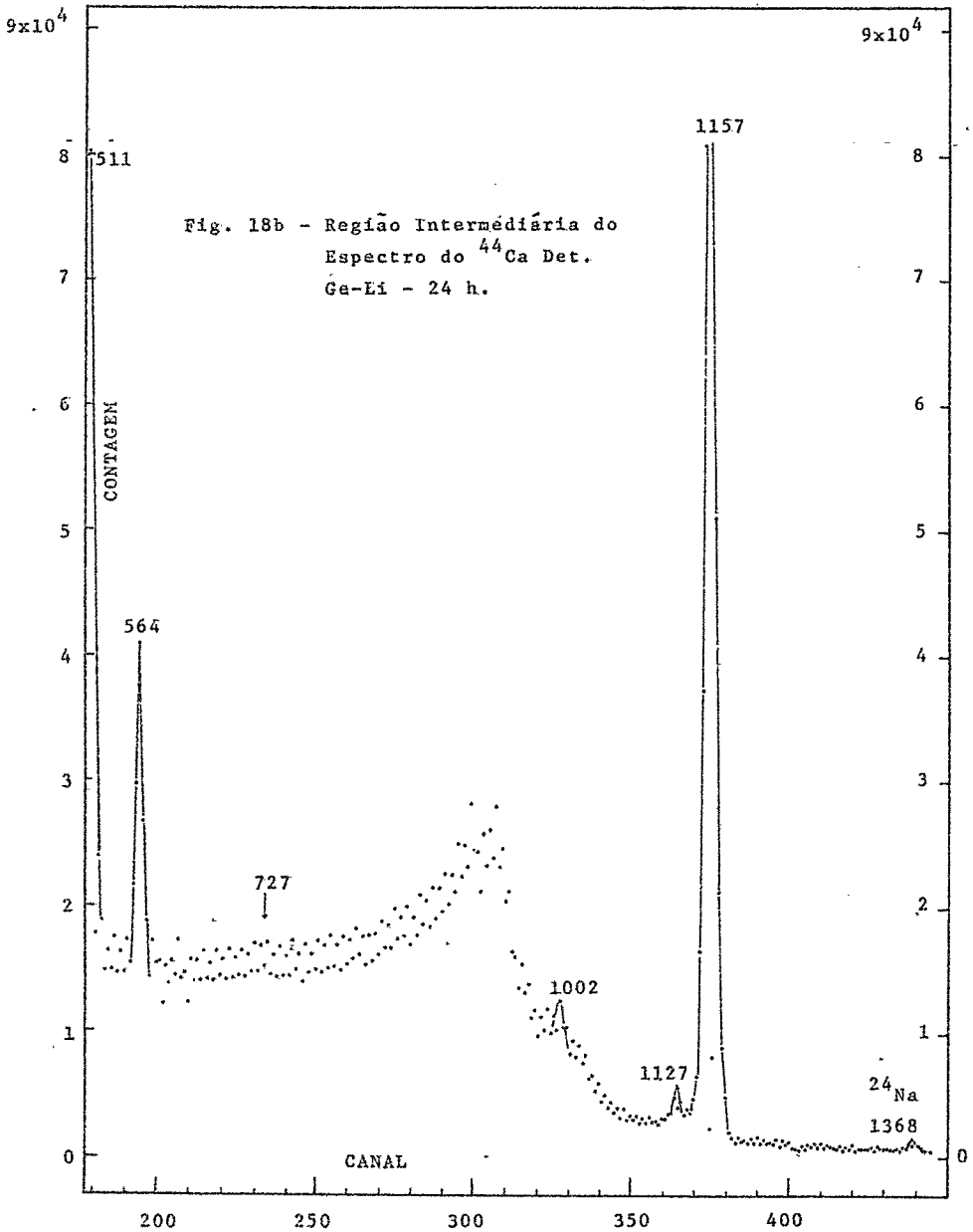
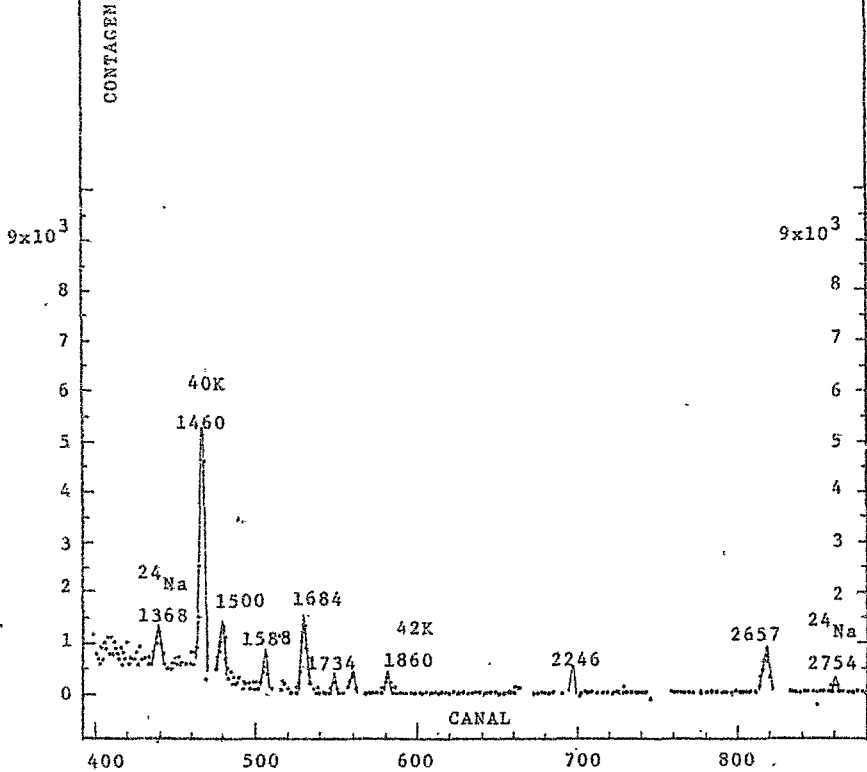


Fig. 18c - Região de Alta Energia do
Espectro do. ^{44}Ca Det.
Ge-Li - 24 h.



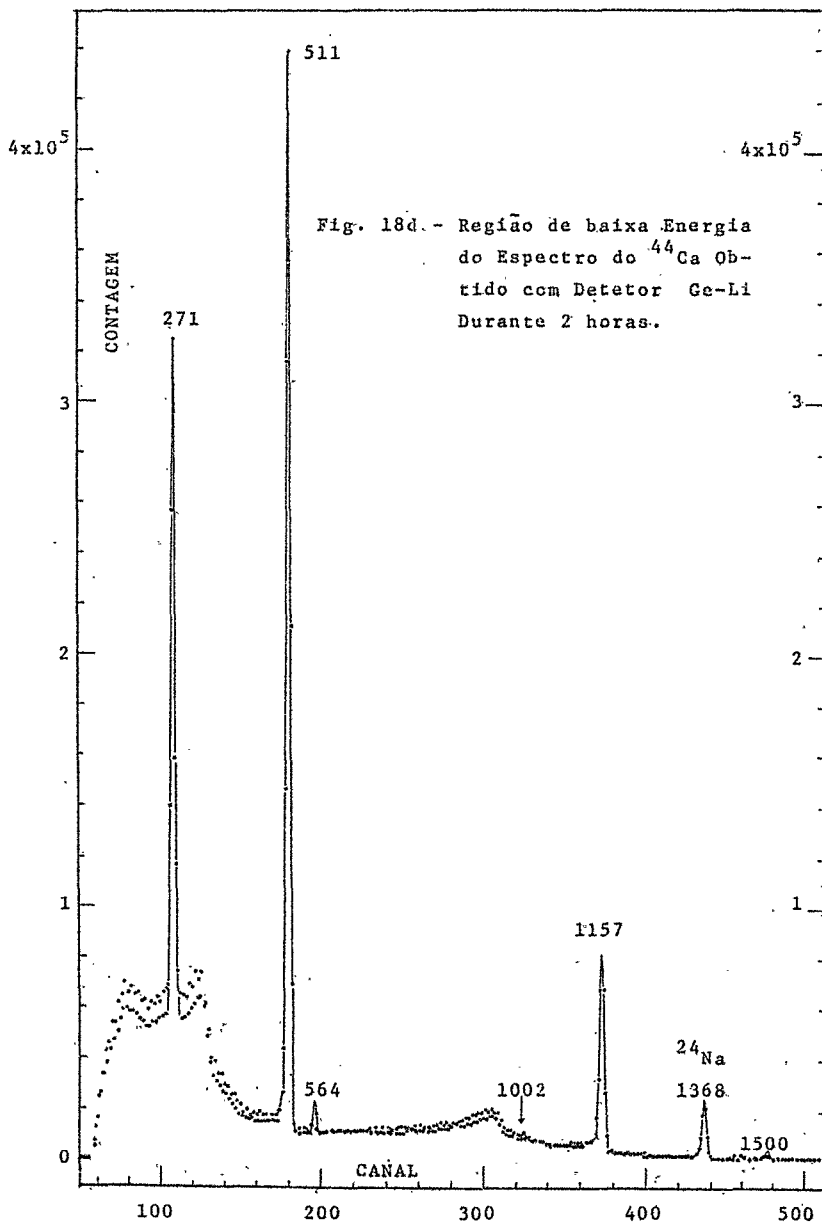


Fig. 18d. - Região de baixa Energia do Espectro do ^{44}Ca Obtido com Detetor Ge-Li Durante 2 horas.

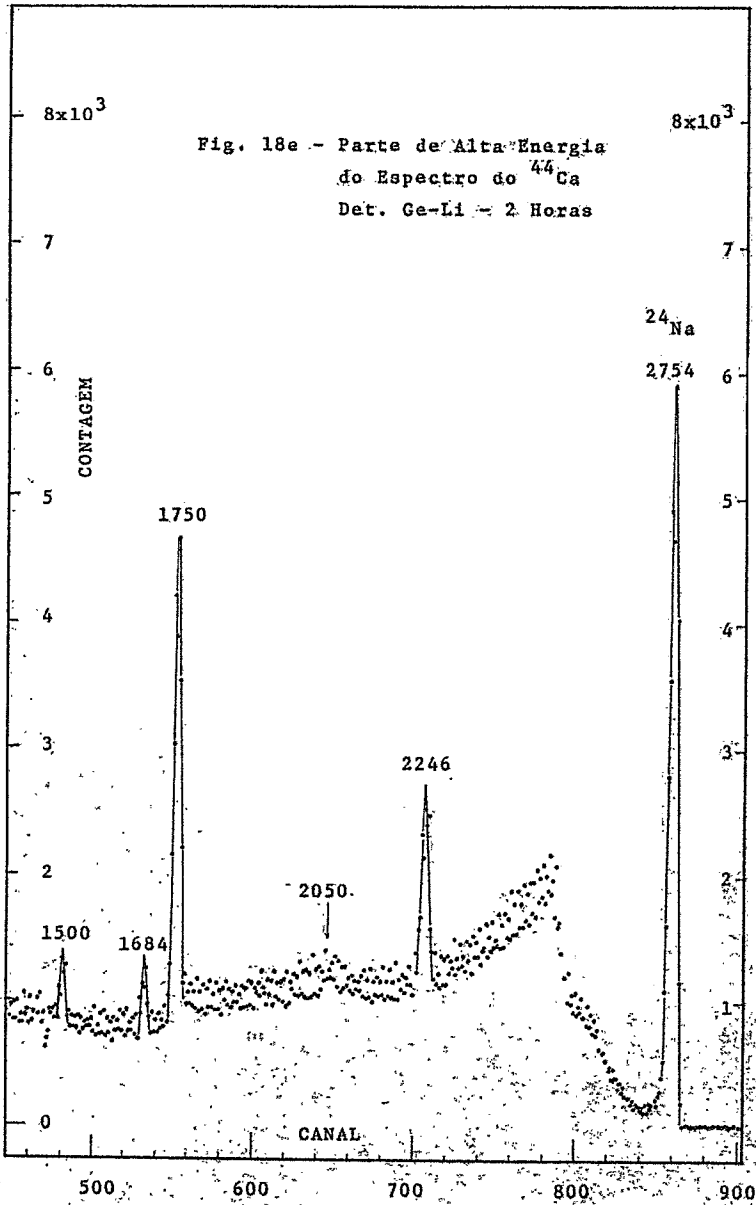
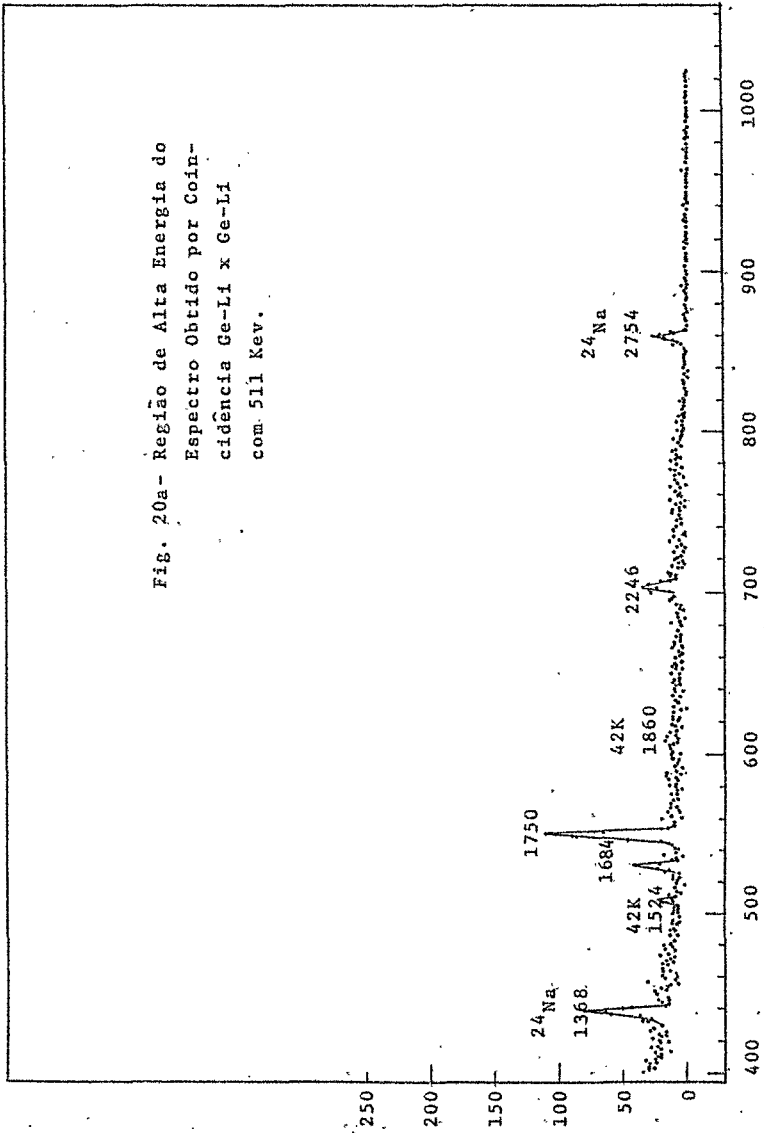
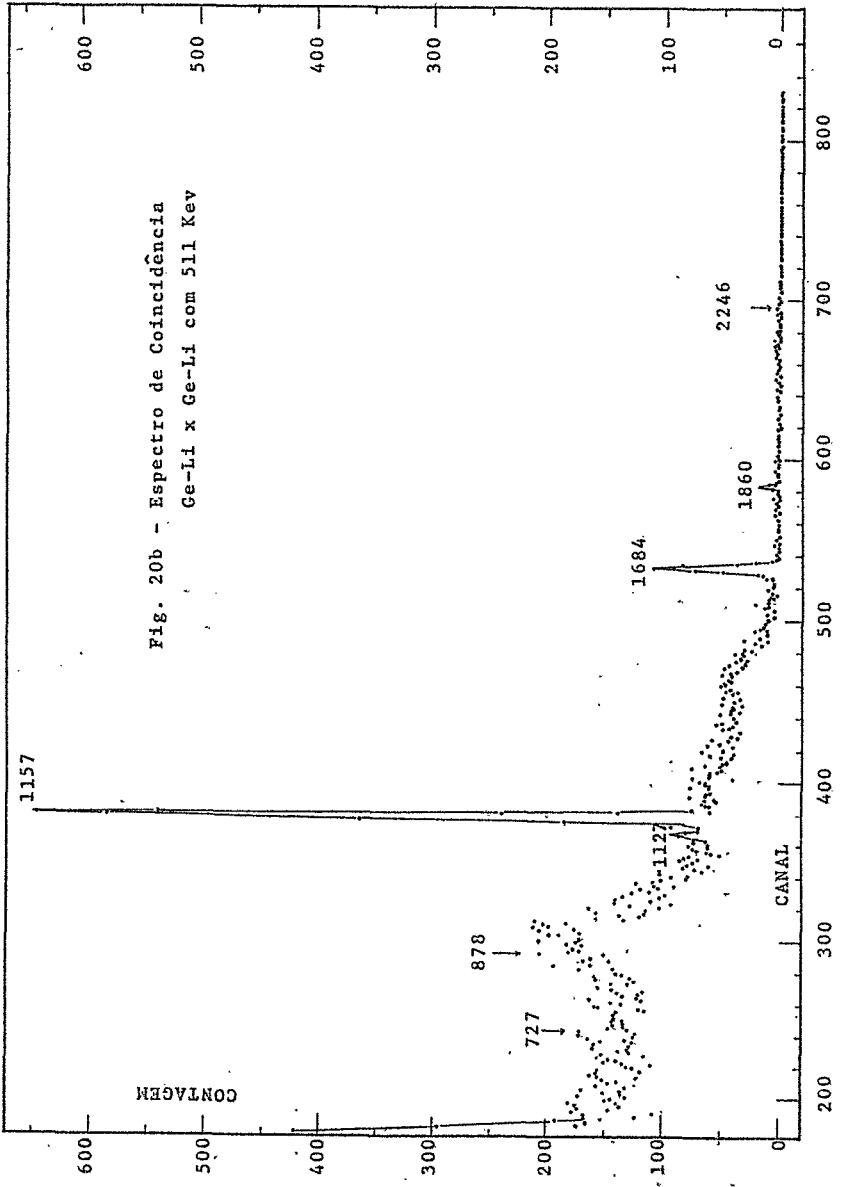
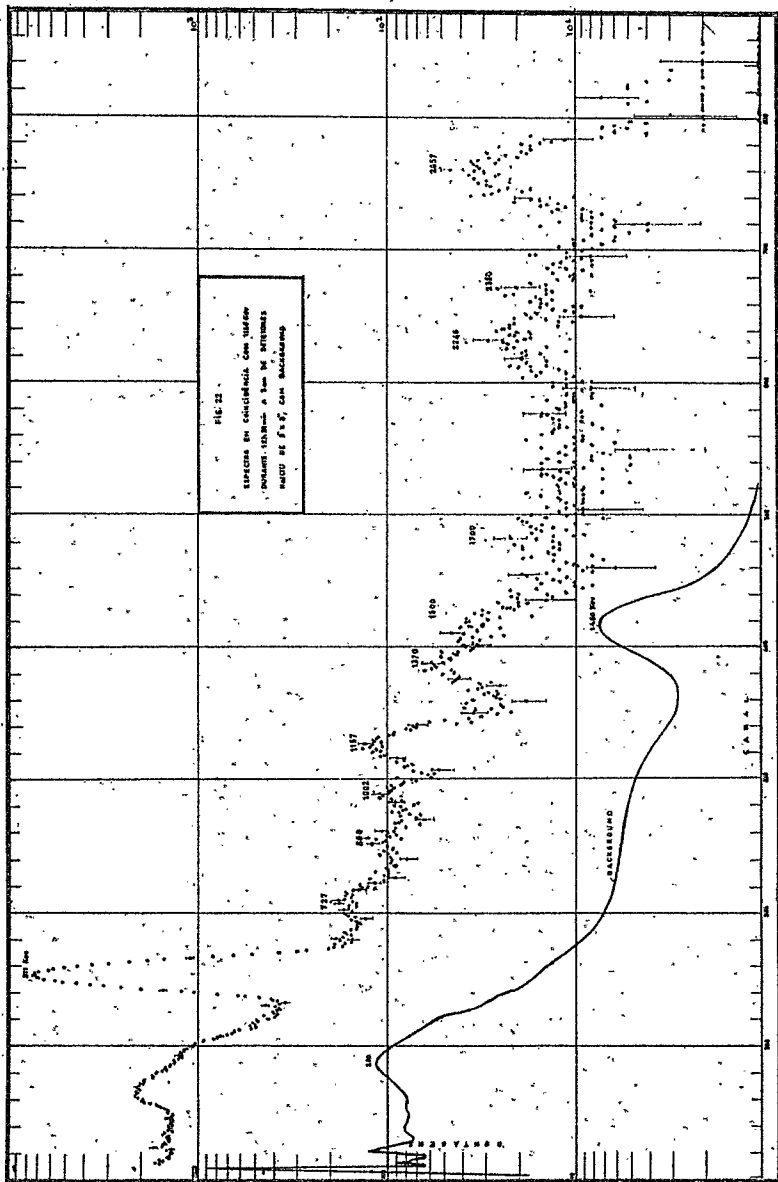


Fig. 20a- Região de Alta Energia do Espectro Obtido por Coincidência Ge-Li x Ge-Li com 511 Kev.







564 Kev - trata-se de uma transição nova e que, no esquema de decaimento da fig. 19, foi proposto como tendo estado inicial (4^+ , 5^+) a 2850 Kev, e o final, o nível 4^+ ($\nu=4$) a 2285 Kev.

O nível (4^+ , 5^+) a 2850 proposto por Dillman e Kraushaar (5) é de existência discutível e não aparece nos recentes trabalhos (3, 37, 45) mas é bem discutido por King et al (7), sendo populado por EC pelo nível isomérico 6^+ ao ^{44}Sc .

A intensidade relativa desta transição é de 2%, bastante elevada com relação à taxa de alimentação de 0.1% (5) provinda da transição de 880 Kev do estado (5^+ , 6^+) a 3667 Kev, e poderia ser em parte compreendida por uma alimentação direta por EC provinda do nível 6^+ do ^{44}Sc (7). Entretanto, tal contribuição deve ser pequena a fim de dar à transição de 1127, seguinte, uma intensidade de 1,3%. Isto dificulta a localização desta transição conforme o esquema proposto. Por outro lado, a medida de seu decaimento, / mostrou que sua meia vida é compatível com as dos estados isoméricos do ^{44}Sc , conforme mostra a fig. 9.

A transição seria do tipo $M1 + E2$. As regras de seleção do modelo de Talmi indicam uma proibição de transições $M1$ entre estados de mesma configuração, a menos que $\Delta\nu=2$, e da mesma forma para $E2$. Isto suporia que o estado (4^+ , 5^+) a 2850 Mev teria $\nu=2$ em vez de ser o estado 4^+ a 3049 Kev, conforme Lawley et al (37), ou que J_f^π fôsse igual a 5^+ , ou que a transição estaria mal localizada.

(5) - Dillman et al - Nucl. Phys. 42 (1963) 383.

(3) - Levkovskii e Kazachevskii - Soviet J. Nucl. Phys. 11 (1970) 271.

(37) - Lawley et al - Nucl. Phys. A149 (1970) 95.

(45) - J.B. McGroary et al - Phys. Rev. 2 (1970) 186.

(7) - King et al - Can. J. Phys. 45 (1967) 2446.

1002 Kev- é uma transição de tipo E2 com $\Delta v=2$, entre os estados 6^+ ($v=2$) a 3287 Kev e 4^+ ($v=4$) a 2285 Kev e com intensidade relativa de 1,2% (7). O nível 6^+ é formado por EC do nível 6^+ do ^{44}Sc .

1127 Kev- transição E2 entre os estados 4^+ ($v=4$) a 2285 Kev e 2^+ ($v=2$) a 1157 Kev, com intensidade relativa de 1,3% maior que a de 1002 Kev, explicada em parte por uma possível contribuição da transição de 564 Kev.

1157 Kev- transição E2 com intensidade muito alta e que apresenta uma relação $B(E2)/B(E2)_{sp} = 7,2 \pm 1,7$ indicando uma contribuição de caráter coletivo, além da componente fundamental de partícula simples. Ela vai do estado inicial 2^+ ($v=2$) a 1157 Kev para o estado fundamental 0^+ .

1500 Kev- transição de tipo M1+E2 com intensidade relativa de 0,76% (7) entre o estado de excitação de carôço 2^+ a 2657 Kev e o de partícula simples 2^+ ($v=2$) a 1157 Kev.

1684 Kev- transição entre o nível (4^+ , 5^+) a 2850 Kev (5) para o primeiro estado excitado 2^+ a 1157 Kev, que se fôr de tipo E2 não satisfaz à regra de seleção do modelo de Talmi para $\Delta v=2$. A intensidade relativa é de 0,25% (7) e a transição aparece nas medidas de coincidência, juntamente com a de 880 Kev, conforme se podê ver na fig. 20 a, b e, fig. 22.

A transição de 1750 Kev, que aparece nas medidas, não foi classificada no esquema de decaimento, em vista das regras de seleção e dos valores dos níveis de energia.

2246 Kev- também não foi classificada, havendo, no entanto, uma possibilidade entre os estados 2^+ ($v=4$) a 3303 Kev, alimentado pelo estado isomérico 2^+ do ^{44}Sc , e o primeiro

(7)- King et al - Can. J. Phys. 45 (1967) 2446.

(5)- Dillman et al - Nucl. Phys. 42 (1963) 383.

estado excitado 2^+ do ^{44}Ca . A diferença de 100 Kev pode ser atribuída à má localização em energia do nível 2^+ a 3303 Kev. Dillman et al (5) também detetaram esta transição, com um valor de 2200 Kev e intensidade menor que 0.1%. Neste trabalho seu valor foi de 0.15%.

2657 Kev - transição entre o estado inicial 2^+ de excitação de carôço a 2657 Kev e o estado fundamental 0^+ . O estado inicial é alimentado por β^+ numa razão de 0.9% e decai em 14,5% por esta transição de tipo E2.

B.3.2 - Detetor de NaI(Tl)

Nas medidas com detetores de NaI(Tl), simples e em coincidência (fig. 14), cujos resultados aparecem nas figuras 21 e 22, pode-se perceber nitidamente a existência das transições de 727 Kev, 880 Kev, 1684 Kev e 1500 Kev.

727 Kev - particularmente a transição de 727 Kev que se tinha especial interesse, foi melhor evidenciada numa medida de coincidência, durante 17 horas, com cristais de NaI(Tl) de 3" x 3", entre a transição de 1157 Kev e a região de 530 Kev a 1000 Kev. O resultado é mostrado na fig. 15.

A presença desta transição mostra que o estado 0^+ de excitação de carôço a 1885 Kev, pode ser excitado via decaimento / do ^{44}Sc , com uma intensidade relativa pequena, mas detetável. A intensidade relativa da transição de 727 Kev foi de 0.1%, e é do tipo E2.

880 Kev - transição entre o estado inicial $(5^+, 6^+)$ ($v=4$) a 3667 Kev, de tipo E2, para o estado $(4^+, 5^+)$ a 2850 Kev, previsto por Dillman et al ⁽⁵⁾ e com uma intensidade da ordem de 0,1%. A existência desta transição suporia a população do estado $(5^+, 6^+)$ a 3667 Kev pelo estado isomérico 6^+ do ^{44}Sc , a existência do estado final $(4^+, 5^+)$ a 2850 Kev e a própria existência do estado inicial, uma vez que o valor $(5^+, 6^+)$ do spin não comparece nos recentes trabalhos.

(5)- Dillman et al - Nucl. Phys. 42 (1963) 383.

Estado Inicial		Estado Final		Transição		
J_i^{π}	Energia Key	J_f^{π}	Energia Key	Energia Key	Multipolo Predominante	Intensidade Relativa %
$(5^+, 6^+)$	3667	$(4^+, 5^+)$	2850	880	E2	0.1
2^+	3303	2^+	1157	2246	M1	0.15
6^+	3287	4^+	2285	1002	E2	1.2
$(4^+, 5^+)$	2850	2^+	1157	1684	E2	0.25
$(4^+, 5^+)$	2850	4^+	2285	564	M1+E2	2.
2^+	2657	0^+	0.	2657	E2	0.13
2^+	2657	2^+	1157	1500	M1+E2	0.76
4^+	2285	2^+	1157	1127	E2	1.3
0^+	1885	2^+	1157	727	E2	0.1
2^+	1157	0^+	0.	1157	E2	100

B.4 - CONCLUSÃO

Neste trabalho foi dada ênfase à descrição dos mecanismos e avaliação de excitação do carôço nuclear, e procurou-se evidenciar experimentalmente a possibilidade do nível 0^+ a 1885 Kev do ^{44}Ca ser excitado, via decaimento β^+ e EC do $^{44}, ^{44m}\text{Sc}$, detectando-se a transição de 727 Kev entre este estado e o 2^+ ($\nu=2$) a 1157 Kev.

Foi feita uma discussão teórica sobre a natureza de excitação de carôço deste estado 0^+ , e para isso um resumo sobre as principais teorias e técnicas abertas à esta interpretação foi elaborado, juntamente com uma análise resumida da questão da excitação do carôço nuclear.

Em complementação, foi feito um estudo dos estados excitados do ^{44}Ca , via decaimento do ^{44}Sc obtido pela reação $^{45}\text{Sc}(\gamma, n)^{44}, ^{44m}\text{Sc}$, através da análise e detecção das diversas transições entre eles. Desta forma, foi proposto um esquema de decaimento, fig. 19, onde comparecem transições novas, como a de 727 Kev, e outras discutíveis: 564 Kev, 880 Kev, 1684 Kev, 2246 Kev e 1750 Kev.

Recentemente, um estudo sistemático dos estados excitados dos núcleos par-par ($^{48}, ^{49}$), baseado numa grande quantidade de dados experimentais, propõe às sequências de spins, $0^+, 2^+, 4^+$ e $2^+, 3^+, 4^+$ a denominação de bandas quasi-beta e quasi-gama, respectivamente, em correspondência à sequência de spins das bandas rotacionais dos núcleos deformados (fig. 23), utilizando a coor-

(48)- Mitsuo Sakai - Nucl. Phys. A104 (1967) 301.

(49)- Mitsuo Sakai - Table of Bands in Even-Even Nuclei Inst. Nucl. Study - Univ. Tokyo - June, 2 (1971).

denação longitudinal dos estados excitados. Nesta perspectiva, os estados 0^+ a 1885 Kev e 2^+ a 2657 Kev do ^{44}Ca , de excitação de carôço, são classificados dentro da banda Quasi-beta, cuja natureza não é fisicamente igual à natureza dos estados da banda rotacional beta dos núcleos deformados (⁴⁹).

(49) - Mitsuo Sakai - Table of Bands in Even-Even Nuclei.
Inst. Nuclear Study - Univ. Tokyo - June, 2 (1971).

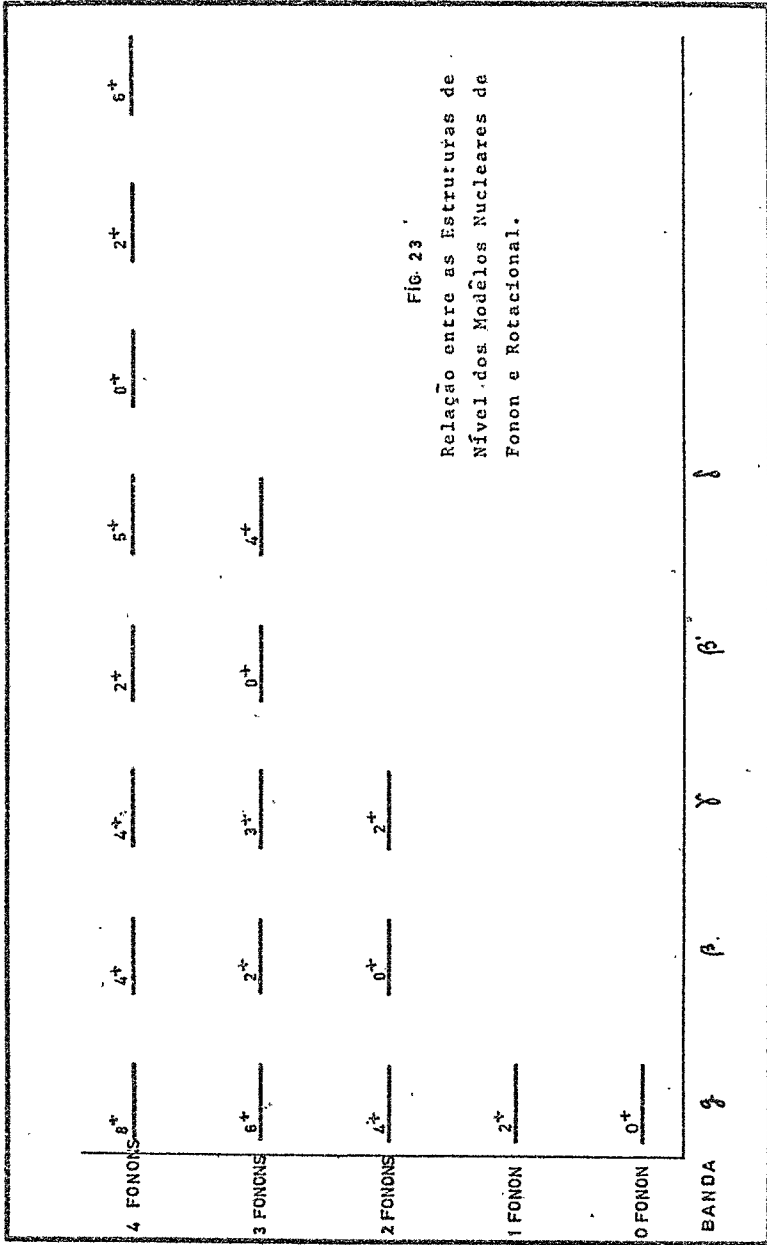


FIG. 23

Relação entre as Estruturas de Nível dos Modêlos Nucleares de Fônons e Rotacional.

B.5 - BIBLIOGRAFIA

- (1)- K.Sugiyama, T.Tohei, M.Sugawara, T.Dazai, Y.Kanda - J.Phys. Soc. 15 (1960) 1909 - Japan.
- (2)- H.W.Taylor, J.D.King, H.Ing, R.J.Cox - Nucl. Phys. A125 (1969) 358.
- (3)- V.N.Levkovskii, I.V.Kazachevskii - Soviet J. Nucl. Phys. 11 n^o 3, (1970) 271.
- (4)- J.McCullen, J.J.Kraushaar - Phys. Rev. 122 (1961) 555.
- (5)- L.T.Dilmann, J.J.Kraushaar, J.D.McCullen - Nucl. Phys. 42 (1963) 383.
- (6)- J.D.King, B.Lalovic, H.W.Taylor - Can. J. Phys. 64 (1968) 2119.
- (7)- J.D.King, N.Neff, H.W.Taylor - Can J. Phys. 45 (1967) 2446.
- (8)- J.C.Bane, J.J.Kraushaar, B.W.Ridley, M.M.Stautberg - Nucl. Phys. A116 (1968) 580.
- (9)- R.Santo, R.Stock, J.H.Bjerregaard, O.Hansen, O.Nathan, R. Chapman, S.Hinds - Nucl. Phys. A118 (1968) 409.
- (10)- O.Hansen, H.Jensen, R.Chapman, H.Hinds - Nucl. Phys. A128 (1969) 527.
- (11)- B.J.Raz, M.Soga - Phys. Rev. 15 (1965) 924.
- (12)- T.Komada - Nucl. Phys. 51 (1964) 234.
- (13)- B.F.Bayman, N.M.Hintz - Phys. Rev. 172, n^o 4 (1968) 1113.
- (14)- L.S.Fisslinger, R.A.Sorensen - Rev. Mod. Phys. 35 (1963) 853.
- (15)- A.Bohr, B.R.Mottelson - Mat. Fys. Medd. Dan Vid. Selsk. 27, n^o 169 (1953).
- (16)- P.Federman, I.Talmi - Phys. Lett. 22 (1966) 469.
- (17)- I.Talmi - Theory of Nuclear Structure-Trieste Lec. (1969) 455.
- (18)- R.Ricci - Nuclear Systematics in the f7/2 shell - Monografias de Física XXIV (1968) C.B.P.F.
- (19)- L.Zamick - Annals of Physics, 47 (1968) 182.
- (20)- T.A.Belote, A.Sperduto, W.W.Buechener - Phys. Rev. 139, B80 (1965).

- (21)- T.A.Belote, H.Y.Chen, O.Hansen, J.Rapaport - Phys. Rev. 142 (1966) 624.
- (22)- W.Dorenbusch, Belote, O.Hansen - Phys. Rev. 146, B734 (1966).
- (23)- Glashauser, Kondo, Rickey, E.Rost - Phys. Lett. 14 (1965) 113.
- (24)- Santo - Proc. Conf. German - Phys. Soc. - Karlsruhe (1968) 62.
- (25)- G.E.Brown - Proc. Int. Conf. Paris 1 (1964) 192.
- (26)- Federman, Talmi - Phys. Lett. 15 (1965) 320.
- (27)- Gerace, Green - Nucl. Phys. 93 (1967) 110.
- (28)- N.Cindro - Theory of Nuclear Structure - Trieste Lec.(1969) 274.
- (29)- McCullen, Bayman, Zamick - Phys. Rev. 134 (1964) B515.
- (30)- M.W.Kirson - Nucl. Th. Course - Trieste 71.
- (31)- K.Kumar - Perturbation Th. & the Nucl. Many Body Problem - N.H. (62) 201.
- (32)- M.E.Grypeos - Nuclear Theory Course - Lect. Trieste (1971).
- (33)- T.T.S.Kuo, G.E.Brown - Nucl. Phys. 85 (1966) 40.
- (34)- T.T.S.Kuo, G.E.Brown - Nucl. Phys. A114 (1968) 241.
- (35)- G.E.Brown, A.M.Green - Nucl. Phys. 85 (1966) 87.
- (36)- A. de Shalit, I.Talmi - Nuclear Shell Theory - A.Press (1963) 349.
- (37)- N.Lawley, N.Dawson, G.D.Jones, I.G.Main, P.J.Mulhern, R.D.Symes, M.F.Thomas - Nucl. Phys. A149 (1970) 95.
- (38)- C.F.Monahan, N.Lawley, C.W.Lewis, I.G.Main, M.F.Thomas, P.J.Twin - Nucl. Phys. A120 (1968) 460.
- (39)- D.D.Armstrong, A.G.Blair - Phys. Rev. 140 (1965) B1226.
- (40)- C.Quesne - Phys. Lett. 31B (1970) 7.
- (41)- J.H.Bjerregard, O.Hansen - Phys. Rev. 155 (1967) 1229.
- (42)- G.E.Brown - Unified Theory of Nuclear Models and Forces North Holland (1967).
- (43)- P.Federman - Phys. Lett. 22 (1966) 469.

- (44)- P.Federman, S.Pittel - Nucl. Phys. A155 (1970) 161.
- (45)- J.B.McGrory, B.H.Wildenthal, E.C.Halbert - Phys. Rev. 2
(1970) 186.
- (46)- S.M.Martin, D.J.Church, R.Horosko, G.E.Mitchell - Phys.Lett.
15 (1965) 51.
- (47)- L.Zamick - Phys. Lett. 19 (1965) 580.
- (48)- Mitsuo Sakai - Nucl. Phys. A104 (1967) 301.
- (49)- Mitsuo Sakai - Table of Bands in Even-Even Nuclei
Inst. Nuclear Study - Univ. Tokyo - June (1971).

APÊNDICE I

DETERMINAÇÃO DE MEIA-VIDA E CORREÇÃO PARA INTERVALO LONGO

Da análise dos espectros feita através do GAFIT-3, foram obtidas as intensidades de certas transições, para a determinação de seus decaimentos com o tempo. A meia-vida foi um critério utilizado para verificarmos se uma transição pertencia ou não ao grupo das radiações de interesse.

Dentre as transições estudadas, destacamos a de 564 Kev, Fig. 9, e a de 271 Kev, fig. 10.

Foi feito um ajuste pelo método dos mínimos quadrados a uma reta, utilizando um programa, que calcula os parâmetros da reta, a meia-vida, e o erro sobre a medida.

Como as medidas foram longas, para a obtenção de uma boa estatística de contagens e uma boa definição do espectro, torna-se importante examinar a possível influência dos valores adotados dos intervalos de medida, no resultado obtido.

* * *

Assim, sendo $\langle \lambda(t) \rangle$ = atividade média no intervalo de tempo Δt = atividade experimental

$\lambda(t_m)$ = atividade corrigida e colocada no meio do intervalo de tempo.

$\lambda = 0.693/T$ = constante de desintegração

T = meia-vida ou período

teremos, que a atividade medida no intervalo de tempo Δt será:

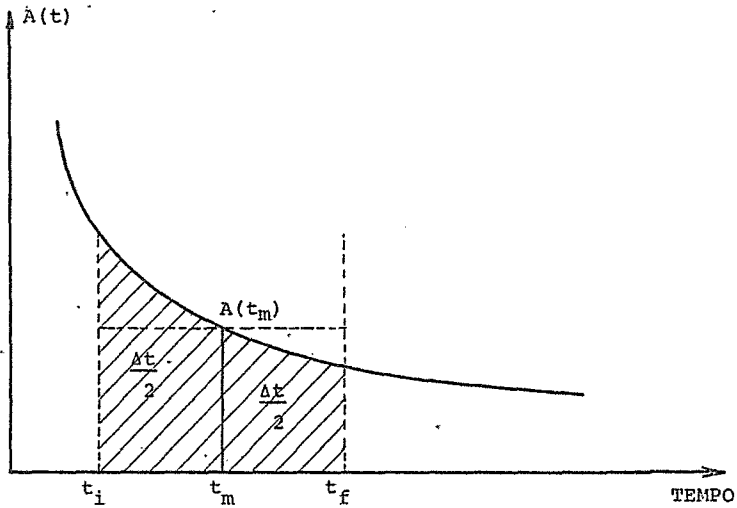


Fig. 24

$$\begin{aligned}
 \langle A(t) \rangle &= \frac{1}{\Delta t} \int_{t_i}^{t_f} A(t) dt = \frac{1}{\Delta t} \int_{t_m - \frac{\Delta t}{2}}^{t_m + \frac{\Delta t}{2}} A(t) e^{-\lambda t} \cdot dt = \\
 &= \frac{A(t_m)}{\Delta t} \frac{e^{-\lambda t_m}}{\lambda} \left[e^{\frac{\lambda \Delta t}{2}} - e^{-\frac{\lambda \Delta t}{2}} \right] = \\
 &= \frac{A(t_m)}{\lambda \Delta t} \left[e^{\frac{\lambda \Delta t}{2}} - e^{-\frac{\lambda \Delta t}{2}} \right]
 \end{aligned}$$

Desta forma a atividade corrigida será:

$$A(t_m) = \frac{\lambda \Delta t}{\left[e^{\frac{\lambda \Delta t}{2}} - e^{-\frac{\lambda \Delta t}{2}} \right]} \langle A(t) \rangle$$

se $\lambda \Delta t \ll 1$, então $A(t_m) = \langle A(t) \rangle$ para $\lambda \Delta t \sim 1$, expandindo a denominador em série de potência, vemos que somente os termos pares contribuem, ou seja;

$$A(t_m) = \frac{\langle A(t) \rangle}{\left(1 + \frac{\lambda^2 \Delta t^2}{24} + \dots \right)} \approx 0,95 \langle A(t) \rangle$$

pois, para $\lambda \Delta t \sim 1$ $\frac{\lambda^2 \Delta t^2}{24} \approx 5\%$

Em nossas medidas, os intervalos de tempo maiores foram com $\lambda \Delta t \sim 0.7$, dando um erro de 1,7%, sendo portanto, desprezível a correção.

APÊNDICE II

PROGRAMA GAFIT-3

O programa GAFIT-3 é um programa para análise de espectros, escrito em FORTRAN II, para o computador IBM 1620.

Ele faz um ajuste dos picos do espectro, por meio de uma curva gaussiana, centrada em torno do ponto máximo, e assentada numa curva, cuja forma segue a forma da radiação do fundo, ou mesmo, a de uma reta traçada entre o ponto inicial e final de cada pico.

A semi largura da gaussiana pode ser pré-fixada (constante) ou dada numa lei de variação, ou mesmo de ponto para ponto. Outros dados de entrada são: canal do ponto de máxima contagem, semi largura, tangente à curva de subida e descida, nível de "background".

O programa calcula em várias aproximações, utilizando vários critérios de avaliação, dentre eles o "qui quadrado", a área de cada pico, o ponto máximo, a semi largura e o erro correspondente, recolocando os pontos inicial e final e a significância estatística da área do pico com relação ao erro ou ao "background".

Damos a seguir uma listagem dos resultados típicos obtidos com o programa.

0 520 VIDA MEDIA N5 PARTE 1									
TOTAL COUNTS									
IN SPECTRUM		IN SCALER ,TOT.COUNT				NORM.		TOTALNORMAL	
NI	NF	CMAX	AREA,	ERR.	AB.	REL.	TRAP.	ERROR	IZ. FACTOR/1000
		1761652.000				1.000			
1	15	*19	23	9					
2	49	*52	57	9					
3	82	*86	90	9					
4	164	*168	172	9					
5	197	*201	205	9					
6	384	388	392	9					
7	425	429	433	9					
8	488	*492	496	9					
9	500	*504	508	9					
15	23	18.00	.68	2000.	1900.	.950	-1397.	419.	
14	21	18.00	4.57	91.	599.	6.518	1246.	372.	
49	57	52.53	.62	1795.	1690.	.941	-910.	417.	
49	55	53.10	0.00	160.	100.	.624	-11.	336.	
82	90	85.98	1.00	1460.	100.	.068	-1938.	384.	
82	89	87.00	0.00	159.	100.	.628	-221.	343.	
164	172	167.00	0.00	1133.	100.	.088	-218.	321.	
163	170	167.00	.78	1133.	1289.	1.136	-371.	291.	
197	205	202.00	0.00	452.	100.	.220	-135.	208.	
198	205	202.00	.72	452.	473.	1.047	-13.	187.	
488	496	492.06	.21	591.	153.	.258	603.	142.	
487	496	492.05	.18	597.	130.	.218	618.	155.	
500	508	502.00	0.00	199.	100.	.502	-577.	137.	
498	507	503.00	0.00	199.	100.	.502	-573.	150.	

.1.000

1.000

FWHM	DOF	CHI/DOF	KC	SUM	TRA	FUNDO	ISE
2.12	1.73	4	56.57	9	53212.	54609.	47173. 0
2.23	12.33	3	4.11	3	47030.	45784.	40975. 3
1.92	1.82	4	52.47	10	52891.	53867.	47117. 0
2.29	0.00	2	4.95	2	41142.	41153.	34969. 2
1.93	0.00	4	15179.58	2	44193.	46131.	83607. 0
1.93	0.00	3	7.12	3	39079.	39300.	34579. 2
2.05	0.00	4	23.58	5	31601.	31819.	27444. 0
2.05	2.00	3	41.73	2	28053.	28424.	24644. 0
2.09	0.00	4	1141.65	3	13223.	13358.	4378. 2
2.09	1.91	3	12.78	2	11715.	11728.	10121. 0
2.49	.57	4	2.12	3	6669.	6066.	5449. 0
2.49	.49	5	1.71	2	7348.	6730.	6106. 0
2.50	0.00	4	744.15	2	5430.	6007.	1097. 0
2.50	0.00	5	160.77	4	6054.	6627.	6939. 0

APÊNDICE III

A determinação da meia vida dos estados isoméricos 6^+ e 4^+ do $^{44,44m}\text{Sc}$ e o erro associado à medida, foi feita pelo método dos mínimos quadrados, com um ajuste simplesmente linear, / bem como a curva de calibração dos detetores de NaI(Tl) e Ge-Li e respectivos erros.

A listagem dos resultados vem a seguir.

VIDA MEDIA COM 511 KEV

TEMPO	CUNT. MED.	ERRO	LOG(CON),	ERRO/CUNT
.0000E-99	.5988E+05	.2447E+03	.1100E+02	.4086E-02
.1000E+01	.4987E+05	.2233E+03	.1081E+02	.4477E-02
.4500E+01	.2520E+05	.1587E+03	.1013E+02	.6299E-02
.1650E+02	.3500E+04	.5916E+02	.8160E+01	.1690E-01

CUNT. CAL.	ERRO CAL.	LOG(CUNT.C.)
.5918E+05	.4876E+04	.1098E+02
.4955E+05	.4083E+04	.1081E+02
.2661E+05	.2193E+04	.1018E+02
.3160E+04	.2604E+03	.8058E+01

A	B	SIGMA(A)	SIGMA(B)
-.17756843E+00	.10988416E+02	.92838834E-03	.30690028E-02

SIGCO	AO=COEF	MEIA VIDA	SIG(Y)
.18163758E+03	.59184561E+05	.39035496E+01	.82394614E-01

SIG(T 1/2)

.20409089E-01

MEDIA 564 KEV

TEMPO	CONT. MED.	ERRO	LOG(CON),	ERRO/CONT
.0000E+99	.1384E+02	.3721E+01	.2628E+01	.2687E+00
.1168E+01	.9938E+01	.3152E+01	.2296E+01	.3172E+00
.2119E+01	.7262E+01	.2694E+01	.1982E+01	.3710E+00
.3586E+01	.5200E+01	.2280E+01	.1648E+01	.4385E+00
.5192E+01	.3474E+01	.1863E+01	.1245E+01	.5365E+00
.7088E+01	.2058E+01	.1434E+01	.7217E+00	.6970E+00
.9142E+01	.1182E+01	.1087E+01	.1672E+00	.9197E+00
.8170E+01	.1707E+01	.1306E+01	.5347E+00	.7653E+00

CONT. CAL.	ERRD CAL.	LOG(CONT.C.)
.1352E+02	.6310E+00	.2604E+01
.9930E+01	.4635E+00	.2295E+01
.7723E+01	.3605E+00	.2044E+01
.5241E+01	.2446E+00	.1656E+01
.3429E+01	.1600E+00	.1232E+01
.2078E+01	.9700E-01	.7315E+00
.1208E+01	.5638E-01	.1890E+00
.1561E+01	.7290E-01	.4459E+00

A	B	SIGMA(A)	SIGMA(B)
.26417088E+00	.26042075E+01	.59207725E-01	.20257160E+00

SIGCO	AO=CDEF	MEDIA VIDA	SIG(Y)	SIG(T 1/2)
.27388705E+01	.13520506E+02	.26238591E+01	.46675614E-01	.58807666E+00

VIDA COM 271 KEV

TEMPO	CUNT. MED.	ERRO.	LOG(CON),	ERRO/CUNT
.0000E-99	.3856E+06	.6210E+03	.1286E+02	.1610E-02
.1168E+01	.3022E+06	.5497E+03	.1261E+02	.1818E-02
.2119E+01	.2306E+06	.4802E+03	.1234E+02	.2082E-02
.3586E+01	.1430E+06	.3782E+03	.1187E+02	.2643E-02
.5192E+01	.8658E+05	.2942E+03	.1136E+02	.3398E-02
.7088E+01	.5186E+05	.2277E+03	.1085E+02	.4391E-02
.8128E+01	.4191E+05	.2047E+03	.1064E+02	.4884E-02
.9184E+01.	.3065E+05	.1750E+03	.1033E+02	.5711E-02

CONT. CAL.	ERRO CAL.	LOG(CONT.C.)
.4014E+06	.1965E+05	.1290E+02
.2886E+06	.1415E+05	.1257E+02
.2206E+06	.1080E+05	.1230E+02
.1457E+06	.7137E+04	.1188E+02
.9263E+05	.4535E+04	.1143E+02
.5421E+05	.2654E+04	.1090E+02
.4042E+05	.1979E+04	.1060E+02
.3000E+05	.1468E+04	.1030E+02

A	B	SIGMA(A)	SIGMA(B)
-.28243516E+00	.12902954E+02	.36640506E-03	.11970795E-02

SIGC0	AU=COEF	MEIA VIDA	SIG(Y)	SIG(1/2)
.48062318E+03	.40149646E+06	.24541816E+01	.48958219E-01	.31838265E-02