UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
INSTITUTO DE FÍSICA

36

SBI-IFUSP

305M810T0484

MEDIDAS DO YIELD DA REAÇÃO $^{63}\text{Cu}(\gamma, 2n)^{61}\text{Cu}$

Almeida Lepine

[Handwritten signature]

Paulo Eduardo Artaxo Netto

Dissertação apresentada ao
Instituto de Física da Uni
versidade de São Paulo para
a obtenção do grau de Mes
tre.

Orientador: Prof.Dr. Iuda D.Goldman vel Lejbman

Março/1980

*À Maria
ao Milton
e à Sandra*

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

. Ao Iuda pela orientação segura durante a execução deste trabalho, e pela compreensão nas horas difíceis.

. Ao pessoal do Grupo de Espectroscopia Nuclear, on de cada pessoa ajudou à sua maneira: Engles A. Finotti, Otaviano A. M. Helene, Silvio A. S. Vitiello, Tiago M. Freitas da Cruz, Paulo R. Pascholatti, Regina A. P. S. Azevedo, Vito R. Vanin, J. A. Guillaumon Fillo, Maria Dolores S. Campos.

. Ao pessoal de operação do Acelerador, pelo impor tante trabalho na operação da máquina: Antonio F. dos Reis, Tadeu Degasperi e Juarez R. Arruda.

. Ao pessoal da computação e da eletrônica, que sem pre ajudaram em problemas muito "chatos": Max Cohenca, Philippe Gouffon e Alfredo Bonini.

. Ao Marcos N. Martins, pela cessão dos alvos, e pe las úteis discussões em todo o transcorrer deste trabalho.

. À Vera e à Lourdes pelos serviços de secretaria, ao Perclides pelas Xerox, e ao Bruno pela encadernação deste trabalho.

. Aos amigos, cujo apoio e presença foram sempre mui to importantes.

. À FAPESP pelas bolsa de Iniciação Científica em 1976 e 1977 e pela bolsa de Mestrado em 1978 e 1979.

R E S U M O

O yield da reação $^{63}\text{Cu}(\gamma, 2n)^{61}\text{Cu}$ foi medido por atividade residual. As irradiações foram feitas no Acelerador Linear do IFUSP, com gamas de Bremsstrahlung, para energias entre 21 e 33 MeV. As medidas foram feitas em relação à reação $^{63}\text{Cu}(\gamma, n)^{62}\text{Cu}$, tomada como normalização. Dois sistemas de medida completamente distintos foram empregados: um deles consistindo de detetor Ge-Li para a medida das linhas características, e o outro um sistema empregando detetor NaI(Tl) para o acompanhamento das meias vidas.

Para energias de excitação maiores que 6,40 MeV no ^{61}Cu , o canal de decaimento por prótons está aberto, e comparações entre medidas por atividade residual e medidas feitas por diversos autores, detetando-se os nêutrons, fornecem informações sobre o possível decaimento por prótons.

Uma análise empregando o Modelo Estatístico de Reações Nucleares é feita. Cálculos envolvendo a emissão de dois nêutrons pelo ^{63}Cu populando os níveis excitados do ^{61}Cu , que podem decair por prótons, foram comparados com os resultados experimentais.

Um estudo da emissão de prótons atrasados seguindo β decay, e aspectos experimentais relacionados é feito. O papel dos estados análogos isobáricos na emissão de prótons é discutido.

A B S T R A C T

The yield of the $^{63}\text{Cu}(\gamma, 2n)^{61}\text{Cu}$ reaction was measured by residual activity. The irradiation was made with fotons of the Bremsstrahlung spectra using the IFUSP Linear Accelerator with energies between 21 and 33 MeV. The measurements were made taking the $^{63}\text{Cu}(\gamma, n)^{62}\text{Cu}$ reaction for normalization. Two different measurement systems were employed, the first with a Ge-Li detector for measurement of the characteristic transitions, and the second with a NaI(Tl) detector following the decay.

For excitations of more than 6.40 MeV in ^{61}Cu the proton decay channel is open, and the comparison of the measurements of residual activity with the values obtained from the direct detection of neutrons, quoted in the literature gives indications of the proton decay.

A Statistical Model for Nuclear Reactions analyses was made, and calculariions taking in account two neutron emissions by the ^{63}Cu nuclide populating the ^{61}Cu excited levels, wich present the possibility of proton decay, were compared with the experimental results. A study of the delayed proton emissions and experimental aspects related with the proton emission and the analog states were made.

Í N D I C E

	Pág.
I - INTRODUÇÃO	2
II- MÉTODOS EXPERIMENTAIS	7
II-A- O Acelerador Linear	7
II-A-1- Medida da intensidade do feixe	9
II-A-2- Calibração em energia do acelerador	10
II-B- Sistemas de Espectroscopia Gama	13
II-B-1- Sistema de detecção de alta resolução	13
II-B-2- Calibração de energia do detector de Ge-Li	16
II-B-3- Eficiência do detector de Ge-Li	16
II-B-4- Sistema de detecção de alta eficiência ...	20
II-C- Sistemática geral das medidas.....	22
II-D- Medidas de linhas características (LIC)	25
II-D-1- O decaimento radioativo	26
II-D-2- Correções para a flutuação da corrente ...	30
II-D-3- Sistema de contagem LIC	32
II-D-4- Curva de absorção em função da energia ...	34
II-D-5- O problema das intensidades das linhas ...	36
II-E- Medidas acompanhando-se as meias vidas (MCS)	39
II-E-1- Sistema de contagem MCS	40
III - MÉTODOS DE ANÁLISE DOS RESULTADOS	44
III-A- O yield de uma reação fotonuclear	44
III-B- Métodos de inversão da curva de yield	44
III-B-1- O método de mínima estrutura	48
III-C- O espectro de Bremsstrahlung	52
III-C-1- Correções para as reações com elétrons .	55
III-C-2- A perda de energia dos elétrons	60
III-D- As secções de choque $^{63}\text{Cu}(\gamma, n)^{62}\text{Cu}$ fornecidas pela literatura	65

	Pág.
III-E- A secção de choque $^{63}\text{Cu}(\gamma, 2n)^{62}\text{Cu}$ medida dete- tando-se os nêutrons	71
III-F- A simulação das curvas de yield	73
III-G- Simulação das curvas de yield com perdas	80
IV- RESULTADOS EXPERIMENTAIS E DISCUSSÕES	88
IV-A- Introdução	88
IV-B- Resultados obtidos por linhas características (LIC)	89
IV-C- Resultados obtidos pelo acompanhamento das meias vidas (MCS)	94
IV-D- Discussão da compatibilidade entre os resul- tados LIC e MCS	94
IV-E- O decaimento por prótons no ^{61}Cu e os resul- tados experimentais	99
IV-F- A curva de secção de choque	103
V - ASPECTOS TEÓRICOS	107
V-1- O núcleo composto	107
V-2- O modelo estatístico	109
V-2-A- A densidade de níveis nucleares	110
V-2-B- O modelo de níveis equidistantes	119
V-2-C- A densidade de níveis como função do momento angular	122
V-2-D- O espectro de evaporação de partículas ..	125
V-3- Modos de decaimento radioativo envolvendo a emissão de prótons	130
V-4- O decaimento via emissão de prótons atrasa- dos	132
V-5- As ressonâncias análogas isobáricas (RAI)	137
VI - ASPECTOS EXPERIMENTAIS RELACIONADOS	140
VI-1- O estudo do ^{61}Cu através de reações $^{58}\text{Ni}(\alpha, 2p\gamma)^{60}\text{Ni}$ e $^{58}\text{Ni}(\alpha, p\gamma)^{61}\text{Cu}$	140
VI-2- Espalhamento elástico $^{60}\text{Ni}(p, p)$, reações $^{60}\text{Ni}(p, \gamma)^{61}\text{Cu}$ e as ressonâncias análogas isobá- ricas no ^{61}Cu	146

	Pág.
VI-3- O sistema $^{13}\text{N} - ^{13}\text{C}$	150
VII - DISCUSSÃO DAS PREVISÕES TEÓRICAS E DAS SECÇÕES DE CHOQUE MEDIDAS POR DETECÇÃO DE NÊUTRONS E POR <u>ATI</u> VIDADE RESIDUAL	156
VII-1- Comparação entre as medidas por atividade residual e por detecção dos nêutrons para $E_0 < 26 \text{ MeV}$	156
VII-2- A população dos estados do ^{61}Cu pela emis são de dois nêutrons	159
VII-3- Comparação com as previsões da evaporação para $E_0 > 26 \text{ MeV}$	164
VII-4- Discussão dos parâmetros e aproximações	171
VIII - CONCLUSÕES.....	174

I - INTRODUÇÃO

As secções de choque fotonucleares com emissão de um ou dois nêutrons já foram medidas para a grande maioria dos isótopos estáveis. Desde 1950 as medidas (γ, n) e $(\gamma, 2n)$ têm se desenvolvido, até chegar atualmente a um refinamento experimental e teórico muito grande.

Inicialmente estas medidas foram feitas com aceleradores lineares de elétrons, com os gamas sendo produzidos por Bremsstrahlung (radiação de freamento). Media-se a curva de yield fotonuclear, e a secção de choque era obtida pelo método da diferença dos fótons (ref. 66). Com o advento de computadores digitais, Penfold & Leiss (ref. 70) desenvolveram um método matricial em 1958. Em 1963, foram construídas máquinas que produzem feixes de gamas monocromáticos, com a aniquilação de pósitrons em vão. Várias secções de choque (γ, n) e $(\gamma, 2n)$ foram medidas novamente com feixes monocromáticos, e dados com alta resolução (≈ 300 keV) se tornaram possíveis, dando um grande avanço neste campo da Física. As medidas com feixes de Bremsstrahlung desenvolveram-se novamente com o método de mínima estrutura de Cook (ref. 71) para a obtenção da curva de secção de choque a partir das medidas de yield. Atualmente, medidas de Bremsstrahlung são feitas com resolução de até 250 keV.

O interesse por isótopos emissores de prótons vem de longa data; desde as tentativas de Alvarez em 1950 (ref. 109) na identificação de isótopos que sejam radioativos por emissão de prótons. Goldanskii em 1960 (ref. 149) discutiu a possibilidade teórica da emissão de prótons, e a primeira observação experimental ocorreu em 1963, onde prótons foram observados seguindo um de

caimento β^+ . Este processo é denominado emissão de prótons atrasados, pois se caracteriza por grupos de prótons emitidos com a meia vida do β^+ precedente. Atualmente são conhecidos dezenas de emissores de prótons atrasados.

O único caso de radioatividade de prótons foi observado por J. Cerny, em 1970 (ref. 104), através de um estado isomérico do ^{53}Co , que decai parcialmente por β^+ , mas uma fração destes estados decaem para o ^{52}Fe via emissão de prótons. Teóricamente uma série de nuclídeos deficientes em nêutrons, com estados excitados de alto momento angular, é conhecida, e espera-se que alguns deles decaiam pela emissão de prótons, mas o único observado até agora é o $^{53\text{m}}\text{Co}$.

O ^{61}Cu tem uma energia de separação de próton $S_p = 4,783 \text{ MeV}$, e uma série de estados análogos isobáricos de níveis do ^{61}Ni é encontrada para energias de excitação maiores que 6 MeV. A análise dos emissores de prótons atrasados liga a existência de estados análogos isobáricos com a emissão de prótons, como pode ser visto no caso do ^{13}N , que será discutido no cap. VI. Estados do ^{61}Cu podem ser atingidos através da reação $^{63}\text{Cu}(\gamma, 2n)^{61}\text{Cu}$, que tem um limiar de 19,74 MeV. Portanto, se irradiarmos ^{63}Cu a energias acima de 26 MeV, após a evaporação de dois nêutrons, alimentaremos estados do ^{61}Cu com energias maiores que S_p , que são análogos isobáricos, e portanto existe a possibilidade destes estados decaírem via emissão de prótons.

O esquema energético geral está na figura I-1.

A medida da secção de choque da reação $^{63}\text{Cu}(\gamma, 2n)^{61}\text{Cu}$, feita por detecção direta dos nêutrons em linha com detetores de

FIGURA I-1

BF_3 , não pode fornecer informações sobre o possível decaimento por prótons de estados excitados do ^{61}Cu . A medida desta mesma secção de choque, se feita pela atividade residual do estado fundamental do ^{61}Cu , pode sofrer uma possível redução em $\sigma(E_0)$ para energias maiores que 26 MeV, devido à abertura de um novo canal de decaimento, via emissão de prótons por estados excitados do ^{61}Cu . Portanto, a comparação entre os resultados desta secção de choque pela detecção direta de nêutrons com as medidas de atividade residual fornecerá informações sobre o possível decaimento por prótons.

Medidas feitas por Sarantites e outros (ref. 131) com reações $^{58}\text{Ni}(\alpha, p\gamma)^{61}\text{Cu}$ e $^{58}\text{Ni}(\alpha, 2p\gamma)^{60}\text{Ni}$ confirmam a possibilidade do ^{61}Cu decair via emissão de prótons. Nesta série de experiências com alfas, o espectro dos prótons foi medido, juntamente com o yield de cada linha do ^{61}Cu e do ^{60}Ni . Uma análise esta

tística é feita e concorda muito bem com os resultados.

Para evitarmos problemas de normalização, não faremos medidas absolutas da secção de choque, mas mediremos o yield da emissão de dois nêutrons em relação à emissão de um nêutron pelo ^{63}Cu :

$$Y_R = \frac{Y \left[^{63}\text{Cu} (\gamma, 2n) ^{61}\text{Cu} \right]}{Y \left[^{63}\text{Cu} (\gamma, n) ^{62}\text{Cu} \right]}$$

Multiplicando este yield relativo pelo yield da (γ, n) obtido a partir de secção de choque fornecida pela literatura, obtemos o yield absoluto da $(\gamma, 2n)$. Para a medida deste yield podemos detectar a linha de 511 keV, proveniente da aniquilação do β^+ dos decaimentos do ^{61}Cu e do ^{62}Cu , ou determinar o yield através da medida das linhas características do ^{61}Ni e do ^{62}Ni (vide figura I-1). Os dois métodos foram empregados nestas medidas, com metodologias, alvos, detectores completamente distintos, para evitarmos que problemas como eficiência de detectores, intensidade de linhas, etc. influenciasssem o resultado final. As medidas feitas pelos dois métodos distintos resultaram compatíveis dentro dos erros experimentais.

A análise teórica será feita utilizando-se o Modelo Estatístico de reações nucleares, particularmente o espectro de evaporação múltipla de nêutrons, para cálculo da razão da alimentação dos possíveis estados emissores de prótons em relação à alimentação total do ^{61}Cu . A densidade de níveis nucleares neste modelo é obtida, e discute-se o efeito do momento angular na densidade de níveis. As hipóteses sobre as equações de estado e a tem

peratura nuclear são estudadas. Discutimos também o papel das ressonâncias análogas isobáricas no ^{61}Cu , e a análise teórica dos emissores de prótons atrasados.

O capítulo II discute a metodologia experimental empregada, descreve as facilidades experimentais, o acelerador linear do IFUSP, os sistemas de espectroscopia gama empregados (detetores de NaI(Tl) e Ge-Li). A sistemática geral das medidas de linhas características e medidas acompanhando-se o β^+ de aniquilação, é colocada. No capítulo III, os métodos de análise das medidas são discutidos. Os métodos de inversão da curva de yield, particularmente o método de mínima estrutura, são descritos detalhadamente. As várias formulações para o espectro de Bremsstrahlung são colocadas, e o problema da perda de energia dos elétrons é levado em conta. A simulação das curvas de yield com as quais iremos comparar nossos resultados experimentais é descrita minuciosamente. O capítulo IV apresenta os resultados experimentais, e uma discussão da compatibilidade das duas medidas distintas é feita, juntamente com a comparação de nossos resultados por atividade residual com as medidas, detetando-se os nêutrons diretamente. O capítulo V descreve o Modelo Estatístico, a hipótese de núcleo composto e o espectro de evaporação das partículas. Uma análise teórica do problema dos prótons atrasados e das ressonâncias análogas isobáricas é feita. O capítulo VI descreve alguns aspectos experimentais relacionados, como reações $^{58}\text{Ni}(\alpha, 2p\gamma)^{60}\text{Ni}$, espalhamento elástico de prótons no ^{60}Ni e o emissor de prótons atrasados ^{13}N . O capítulo VII compara os resultados experimentais com as previsões do modelo de evaporação dos nêutrons, e uma discussão dos parâmetros do modelo estatístico é feita. O capítulo VIII discute as conclusões deste trabalho.

II - MÉTODOS EXPERIMENTAIS

II-A. O Acelerador Linear

Para o estudo da estrutura nuclear, é necessário utilizarmos projéteis com energias da ordem de grandeza das barreiras do potencial nuclear. Aceleram-se partículas carregadas em campos eletromagnéticos, engenhosamente arranjados de modo a obtermos um feixe de projéteis, onde através de sua interação com a matéria estudamos as propriedades do núcleo.

Nos aceleradores lineares de elétrons, a aceleração é produzida por uma onda eletromagnética de alta frequência, confinada em um guia de ondas corrugado, onde mantemos a componente do campo elétrico sempre paralela à direção de propagação, de maneira a acelerar a partícula na maior parte do tempo, e a velocidade de fase da onda deve ser aproximadamente a da partícula.

O acelerador linear do IFUSP possui duas secções aceleradoras, onde cada uma dessas guias de onda tem um comprimento de 3 metros. Os elétrons são injetados no início do acelerador, através de um canhão de elétrons, e aqueles que entram em fase são capturados e acelerados pela micro-onda. Um conjunto de lentes magnéticas focalizam o feixe para a sua entrada na primeira secção aceleradora. A microonda é produzida por um gerador magnétron operando em 2856 Mc/seg através de guias de onda apropriados, é injetada em uma válvula amplificadora Klystron. Após a microonda ser amplificada, com uma potência de 24 Mw, é conduzida aos tubos aceleradores. O canhão de elétrons, o magnétron e a Klystron operam pulsados em 60 ciclos por segundo.

Após a saída do feixe de elétrons do 2º tubo acele

rador, o feixe passa por um analisador magnético para selecionar a energia ; focalizar e monocromatizar o mesmo. O feixe analisado é então focalizado no alvo por meio de um dubleto, sendo que este tem forma aproximadamente circular, com diâmetro de ≈ 6 mm.

A energia máxima do acelerador atualmente é de 34 MeV, com uma corrente analisada de $0,1\mu\text{A}$, e uma resolução em energia de 1%. Na figura II.1, mostramos o esquema geral do acelerador (ref. 30):

FIGURA II-1 - O Acelerador Linear do IFUSP.

- CE: canhão de elétrons
- L_1, L_2 : lentes magnéticas
- S_1, S_2 : secções aceleradoras
- C: colimador
- A_1, A_2 : analisadores magnéticos
- F: fenda
- Q_1, Q_2 : quadrupolos
- K: amplificador Klystron
- M: oscilador magnétron
- F.C.: copo de faraday

II-A-1 - Medida da intensidade do feixe

Para medirmos secções de choque absolutas, precisamos conhecer o número de elétrons ou fótons que atingiram o alvo. No acelerador linear do IFUSP, há duas maneiras de medirmos a intensidade da corrente: através do copo de Faraday ou do S.E.M. (monitor de elétrons secundários). O copo de Faraday intercepta totalmente o feixe de elétrons e é colocado após o alvo, que se situa adiante do irradiador de Tântalo, que por sua vez está colocado no final do tubo do acelerador (fig. II-2). O S.E.M. é um sistema monitor de corrente que consiste em 5 folhas finíssimas de alumínio, que são atravessadas perpendicularmente pelo feixe. Nestas condições, elétrons secundários são liberados pela superfície das folhas, e são coletados por uma diferença de potencial convenientemente aplicada. O número de elétrons secundários coletados é proporcional à intensidade do feixe. A eficiência do S.E.M. do acelerador linear do IFUSP é de 3%, e esta calibração é feita comparando a intensidade medida pelo S.E.M. com a intensidade coletada pelo copo de Faraday. A figura II-2 fornece o esquema do S.E.M. e do copo de Faraday.

FIGURA II-2 - Métodos de medida da corrente do feixe.

Desde que as folhas de alumínio S.E.M. são muito finas, o Bremstrahlung produzido por elas pode ser completamente desprezado no nosso caso. O uso do copo de Faraday para medida de corrente apresenta problemas, pelo fato de que os elétrons após atingirem o irradiador se dispersam e o feixe se abre em um ângulo sólido, que depende da energia, podendo não ser completamente coletado pelo copo de Faraday. Por este motivo, utilizamos o S.E.M. para monitorar a flutuação de corrente durante a irradiação.

Pelo fato de fazermos medidas relativas, a intensidade absoluta da corrente não é importante para nós, mas sua flutuação afeta nossas medidas. Devido às diferentes meias vidas do ^{62}Cu (9,78min) e do ^{61}Cu (3,408 horas), uma flutuação na intensidade do feixe modifica a razão entre as atividades destes dois isótopos e por isto precisamos compensar a flutuação da corrente no tempo, durante a irradiação, segundo procedimento descrito na secção II-C.

II-A.2 - Calibração em energia do acelerador

A análise em energia do feixe é feita por meio de 2 eletroímãs, com desvio de 30° , arrançados de modo que o feixe analisado é paralelo ao feixe incidente. Fendas entre os ímãs eliminam os elétrons de energia indesejada. A abertura das fendas é tal que a resolução em energia do acelerador seja 1%. Obtemos a energia do feixe, através da medida da tensão em uma resistência padrão em série com o enrolamento do eletroímã, ou medindo-se diretamente o campo magnético no eletroímã. Para corrente nula, o campo deveria ser nulo, mas existe um campo remanescente no ímã, que depende da maneira com que este foi desmagnetizado. Por este motivo, é padrão, no acelerador, saturar o ímã com uma corrente de

200A, voltando lentamente para a corrente correspondente à energia desejada. Esta saturação cria um campo remanescente reprodutível.

A calibração do acelerador que estávamos utilizando foi feita através de limiar de reação (γ, n), medidas por atividade residual, e foi feita em 1975. Philippe Gouffon,⁽¹⁾ em novembro de 1979, obteve uma nova calibração em energia do acelerador, utilizando limiares de 5 reações (e, e', n), detetando os nêutrons diretamente com um sistema termalizador de Polietileno e detetores de BF_3 . Saturando o ímã até 200A de corrente, a equação de energia, em função da tensão obtida na resistência padrão, é dada por

$$E_K = (0.9702 \pm 0.0078) + (0.2207 \pm 0.0008) V$$

sendo E_K a energia cinética dos elétrons em MeV, e V em milivolts. Durante a realização deste trabalho, estávamos utilizando a calibração antiga, mas passamos a utilizar a nova, que se tornou padrão no laboratório. O acerto em energia do acelerador inicia-se com a microonda e o canhão desligados e com a corrente no ímã analisador em zero. Satura-se então o eletroímã, subindo-se a tensão lentamente até 500 mV, que corresponde à 200 Amperes em corrente. Volta-se gradativamente a tensão até o valor correspondente à energia que se deseja irradiar e, após isto, acerta-se os parâmetros do magnétron, do canhão e dos quadrupolos para maximizar a corrente do feixe.

O desvio da calibração nova em relação à antiga pode ser visto na Tabela II-1. Embora a resolução em energia do acelerador seja 1%, observamos desvios de 300 keV para energias de 22 MeV.

Tensão (mV)	Calibração Antiga (MeV)	Calibração Nova (MeV)
92,5	21,00	21,38 $\pm$ 0,09
96,7	22,00	22,31 $\pm$ 0,09
101,3	23,00	23,33 $\pm$ 0,09
105,5	24,00	24,25 $\pm$ 0,10
110,0	25,00	25,25 $\pm$ 0,09
114,3	26,00	26,20 $\pm$ 0,10
118,4	27,00	27,10 $\pm$ 0,10
123,4	28,00	28,20 $\pm$ 0,11
127,5	29,00	29,11 $\pm$ 0,11
132,0	30,00	30,10 $\pm$ 0,12
136,4	31,00	31,07 $\pm$ 0,12
140,9	32,00	32,07 $\pm$ 0,12
145,0	33,00	32,97 $\pm$ 0,13

TABELA II-1 - Correspondência entre as calibrações em energia do acelerador.

II-B - Sistemas de espectroscopia gama

Para a determinação da atividade residual das amostras, é necessário utilizar um sistema de espectroscopia gama conveniente. Basicamente podemos utilizar detetores semicondutores de alta resolução, ou detetores de cintilação de alta eficiência. Os primeiros são detetores de Ge-Li, que possuem uma resolução de 3 keV para a transição de 1332 keV do ^{60}Co , mas uma eficiência de 3% daquela obtida por um detetor de NaI(Tl) de 3" x 3". O sistema de alta eficiência consiste em um cristal de NaI(Tl) acoplado a uma fotomultiplicadora.

II -B.1 - Sistema de detecção de alta resolução

Nos detetores semicondutores de Ge-Li, consegue-se uma ótima separação de transições de energia próximas. Nestes detetores, as radiações gamas incidentes perdem energia através da criação de pares de eletros-buracos, que são coletados pela aplicação de um forte campo elétrico na região intrínseca do detetor. Os processos de interação da radiação com o cristal são três: efeito fotoelétrico, efeito compton e criação de pares.

Ao incidir uma radiação, portadores de carga são criados e coletados, gerando um pulso de corrente com amplitude proporcional à energia dos raios X ou gama incidentes. A figura II-3 mostra o diagrama esquemático de um detetor de Ge-Li planar (ref. 2).

Este tipo de detetor requer que o cristal de Ge-Li seja mantido à temperatura de nitrogênio líquido, em um criostato, para que seja mantida a imobilidade dos íons de Li implantados no Ge.

FIGURA II-3 - A criação de pares partícula-buraco é feita ao longo do caminho do elétron deslocado por um dos processos de absorção de raios gama dentro do cristal de Ge-Li.

Um transistor de efeito de campo (FET) é também mantido em baixa temperatura para melhorar a relação sinal-ruído do préamplificador, que fica acoplado ao detetor.

O pulso do pré-amplificador, que é da ordem de mV, passa pelo amplificador, que é também o responsável pelo formato final dos pulsos. A duração, a forma e a amplitude do pulso de saída do amplificador são ajustados de modo a otimizar a resolução, mas mantendo-se um tempo morto baixo. Para altas taxas de contagem, a constante de tempo de integração e diferenciação é da ordem de 1 μ seg. Através do amplificador, ajustamos o nível DC, e a intensidade do "Base Line Retorer", para minimizar o ruído eletrônico.

O sinal amplificado é então digitalizado pelo conversor analógico digital. Este dispositivo fornece um número proporcional à amplitude do pulso de entrada e a este número é associado uma posição na memória do multicanal, incrementada de 1 toda vez que for processado um pulso desta amplitude. O "espectro" então armazenado no multicanal corresponde às diferentes intera

ções da radiação emitida pela amostra com o cristal de Ge-Li do detector. O multicanal fornece o histograma destas contagens, em 4096 canais. Os espectros obtidos são transferidos para o computador através de um sistema CAMAC. Este sistema é uma interface entre o multicanal e o computador, facilitando o controle do multicanal pelo computador. As áreas dos fotopicos obtidos são então integradas através de programas, e obtemos o número de decaimentos radiativos em cada energia de interesse na amostra.

O detector utilizado na experiência foi um Ge-Li coaxial de 27 cc, da Ortec, com seu respectivo criostato e pré-amplificador, fornecendo uma resolução melhor que 3 keV para a linha de 1332 keV do ^{60}Co . O amplificador utilizado foi o "Research Amplifier 450" da Ortec, o ADC foi um Northerm, e o multicanal um Northerm NS636. O computador utilizado na análise dos dados foi um PDP45/11 com 32K bytes de memórias e várias facilidades de entrada e saída.

O diagrama de blocos do sistema de alta resolução está na figura II-5

FIGURA II-5 - Sistema de espectroscopia gama de Alta-Resolução.

II-B.2 - Calibração de energia do detetor de Ge-Li

Para conhecermos a correspondência entre o espectro obtido no multicanal e espectro emitido por uma fonte radioativa, é necessário calibrarmos o sistema e, para sabermos o número de gamas emitidos em uma determinada energia, precisamos conhecer a eficiência da detecção em função da energia do detetor de Ge-Li.

As energias das radiações detetadas podem ser determinadas com boa precisão. A calibração em energia é feita através de fontes-padrão, através das quais se obtém uma curva da energia do fotopico em função do número do canal correspondente no espectro do multicanal. Através desta curva, podemos determinar as energias das linhas de uma fonte desconhecida. As fontes padrão utilizadas nesta calibração foram ^{22}Na , ^{54}Mn , ^{60}Co e ^{137}Cs , cujas energias de decaimento são muito bem determinadas (ref. 3 e 4). Ajusta-se em polinômio de grau 2 ou 3 a esta curva e escolhe-se o melhor ajuste por critérios estatísticos. A calibração de energia do sistema foi repetida diariamente durante as medidas para verificação da estabilidade do sistema e determinação da posição das linhas do ^{60}Ni e do ^{61}Ni .

II-B.3 - Eficiência do detetor de Ge-Li.

Os espectrômetros de Ge-Li de alta resolução precisam ser calibrados em eficiência para a obtenção da relação entre a área do fotopico e o número de decaimentos que ocorreram na amostra. Esta calibração é feita com fontes padrão de intensidade conhecida. Optamos pelo uso de várias fontes para minimizar pro

blemas de calibração original das amostras. A precisão da curva de eficiência absoluta é afetada pela calibração original, pela reprodutibilidade da geometria e pela taxa de contagem. Esta última deve ser mantida a níveis onde o tempo morto de análise do ADC seja pequeno (menor que 5%), para se evitar pulsos superpostos e somas acidentais dos gamas incidentes. A reprodutibilidade da geometria foi garantida com o uso de um suporte especialmente projetado para esta experiência. Na secção II-B.4 temos uma descrição detalhada deste suporte. A integração dos espectros para a determinação das atividades das fontes de calibração foi feita através do programa ASTRIX, no computador PDP, que faz um ajuste automático de gaussianas aos picos e fornece a integral dos mesmos. Este programa foi adaptado por Vito R. Vanin para a utilização no PDP.

Na calibração de eficiência utilizamos fontes calibradas pelo N.E.M. que foram as seguintes: ^{154}Eu , ^{207}Bi , ^{60}Co , ^{94}Nb , ^{134}Cs , ^{133}Ba , ^{125}Sb . A faixa de energias dos gamas foi de 177 a 1333 keV, com um total de 33 pontos para a curva de eficiência absoluta.

Um especial cuidado foi tomado em relação às referências sobre os dados de intensidades das linhas e meia vida dos isótopos. Para o ^{133}Ba , existem quatro referências de intensidade (refs. 5, 6, 7, 8). As discrepâncias nas intensidades fornecidas chegam a 15%. Como critério de qual conjunto de valores de intensidades seriam utilizados, tomamos as referências mais recentes e as de menor erro relativo.

Os trabalhos de L.A. McNelles et al (ref. 9) e de J. Legrand (ref. 10) discutem de modo extensivo os diferentes métodos de calibração e alguns valores de intensidade relativa foram

obtidos destes trabalhos. Os esquemas de decaimento do Nuclear Data Sheets (ref. 11) e o trabalho de Gehrke de 1977 (ref. 12) forneceram os valores de intensidades restantes.

Há diversas expressões analíticas propostas para o ajuste da curva de eficiência:

East (ref. 13) propôs a expressão:

$$\epsilon = \alpha_1 \exp(-\beta_1 E) + \alpha_2 \exp(-\beta_2 E)$$

Kane e Mariscotti (ref. 14) propuseram a expressão:

$$\ln \epsilon = bx + cx^2 \quad \text{com} \quad x = \ln \left(\frac{10.1722}{E} \right)$$

McNelles e Campbell (ref. 9) sugerem que a expressão mais adequada seja:

$$\epsilon = \left(\frac{a_1}{E} \right)^{a_2} + a_3 \exp(-a_4 E) + a_5 \exp(-a_6 E) + a_7 \exp(-a_8 E)$$

Em trabalho mais recente, Singh (ref. 15) discute a eliminação dos parâmetros a_7 a a_8 da expressão de McNelles e obtem ajustes com diferenças de 0,1% em relação à expressão de 8 parâmetros de McNelles. Como não há evidências sobre qual das expressões representa melhor a curva de eficiência, ajustamos as quatro expressões aos dados experimentais, através de um programa de mínimos quadrados, feito por Philippe Gouffon (ref. 16). O programa ajusta 17 funções a dados experimentais e permite muita versatilidade, como escolha de pesos de ajuste, entrada de dados, etc. Nos quatro ajustes o χ^2 reduzido variou de 0,876 a 1,453, com 33 pontos experimentais. Os ajustes das diferentes fun

ções acima de 500 keV coincidiram muito bem e abaixo de 400keV as divergências não foram maiores que 7%. A figura II-7 coloca os pontos experimentais e o ajuste obtido com a expressão de McNelles e Compbell.

FIGURA II-7 - Eficiência em função da energia para o detector coaxial de Ge-Li de 27 cc.

Com as quatro expressões, foram obtidos os valores de eficiência absoluta nas energias de interesse que são as linhas do ^{62}Ni e do ^{61}Ni , e calculamos a média ponderada dos valores obtidos, a partir das quatro expressões, para cada valor de energia e o resultado está na tabela II-2.

Energia (keV)	$\epsilon \times 10^{-4}$
283	$130,235 \pm 5,807$
656	$44,677 \pm 1,203$
875	$30,166 \pm 0,561$
1173	$21,675 \pm 0,182$
1186	$21,463 \pm 0,174$

TABELA II-2 - Eficiência em função da Energia para as linhas do ^{60}Ni e do ^{61}Ni

A eficiência padrão do detector de Ge-Li empregado é de 3% (ref. 17) Este valor é definido como a porcentagem da ra

ção do número de gamas detectados da linha de 1332 keV do ^{60}Co , que perdeu totalmente sua energia neste detector e em um cristal de NaI (Tl) de 3" por 3", quando ambas as medidas são feitas com a fonte a uma distância de 25 cm (ref. 18).

Com este procedimento, somos capazes de determinar o número de núcleos radioativos no alvo de cobre, integrando os fotopicos obtidos no multicanal e analisados no computador.

II-B.4 - Sistema de detecção de alta eficiência

Quando não necessitamos de alta resolução numa determinada medida, mas precisamos de alta eficiência, um sistema com cintilador de NaI(Tl) é empregado.

Quando adicionamos ~0,5% de Thallium ao NaI, um cristal crescido homogeneamente adquire a propriedade de emitir luz na faixa visível, pela passagem de uma partícula ionizante. Os cristais de NaI(Tl) são ópticamente claros e são espelhados em todas as faces à exceção de uma, onde através de uma janela de vidro é captada a luz emitida pelo cristal. Para a conversão da cintilação de luz em um pulso eletrônico, o cristal é montado em um tubo multiplicador, onde um fotocátodo recebe a luz e emite elétrons, que são focados pela fotomultiplicadora. Após vários dinodos obtemos um pulso, cuja amplitude é proporcional à energia do gama incidente. Para cada elétron emitido da superfície fotossensível, um pulso contendo 10^6 ou mais elétrons é coletado no anodo de um tubo de 10 estágios. A resolução é governada pela estatística da emissão de fotoelétrons na superfície fotossensível. Um cristal de NaI(Tl) de 5" x 4" deteta 43% dos raios γ emitidos pelo ^{137}Cs (662 keV), sendo que 60% dos pulsos do espectro fica

contido no pico de full-energy. A resolução é em torno de 9% para gamas de 662 keV (ref. 19). A figura II-8 mostra o esquema de um detector de NaI(Tl).

FIGURA II-8 - Esquema de um detector de cintilação de NaI(Tl) e sua fotomultiplicadora.

Os pulsos obtidos na saída da fotomultiplicadora são levados a um pré-amplificador de baixo ganho, utilizado para adequar as características do sinal com os da entrada do amplificador. Devido às características de baixo ruído do sinal, as exigências sobre o pré e o amplificador são atenuadas e o sinal é levado a um ADC, que o analisa e fornece um pulso lógico que será armazenado pelo multicanal, análogo ao sistema de alta resolução.

Em nossa experiência, o sistema de NaI(Tl) foi utilizado para acompanhar as meias vidas do decaimento, através da linha de 511 keV proveniente da aniquilação do β^+ , que é comum ao esquema de desintegração do ^{62}Ni e do ^{61}Ni . Para tanto, selecionamos uma "janela" em torno do pico de 511 keV e colocamos o ADC de modo a enviar um pulso lógico sempre que uma radiação nesta janela era detetada. Este pulso foi então enviado ao multicanal, em modo MSC (Multichannel Scaling). Neste modo, selecionamos um intervalo de tempo onde os pulsos são armazenados em um certo canal. Decorrido este intervalo de tempo, os pulsos são armazenados no canal seguinte e assim por diante. Deste modo, um decaimento radioativo pode ser facilmente visualizado no display.

O cristal utilizado foi um Harshal de 3" de comprimento por 3" de diâmetro. A base e a fotomultiplicadora foram montadas por Paulo R. Pascholatti e Alfredo Bonini. O pré foi um "Quartz e Silice model AS04", um amplificador Ortec "Spectroscopy amplifier 472A", e um Multicanal Ortec 6240 com um ADC incorporado. O diagrama de blocos do sistema está na figura II-9.

FIGURA II-9 - Sistema de Detecção de alta eficiência

A curva de decaimento obtida por esse processo, após uma análise conveniente, fornece as atividades iniciais dos diferentes componentes do decaimento múltiplo.

II-C - Sistemática geral das medidas

Há várias metodologias possíveis de serem seguidas para a medida da secção de choque da reação $^{63}\text{Cu} (\gamma, 2n) ^{61}\text{Cu}$. Poderíamos fazer uma medida absoluta desta secção de choque, mas evitamos este procedimento, devido às dificuldades na medida da intensidade absoluta do feixe, que às vezes leva a erros de 15%, devido a problemas de alinhamento do copo de Faraday, perda de carga, isolamento precária do S.E.M., e outros problemas. Optamos pela medida do Yield relativo $\frac{Y [^{63}\text{Cu} (\gamma, 2n) ^{61}\text{Cu}]}{Y [^{63}\text{Cu} (\gamma, n) ^{62}\text{Cu}]}$, que minimiza pro

blemas de calibração absoluta, mas requer o conhecimento da seção de choque e o yield absoluto da reação $^{63}\text{Cu}(\gamma, n)^{62}\text{Cu}$, amplamente estudada na literatura (refs. 20-27).

Nossa medida de yield relativo tem outras vantagens práticas, que é o fato da reação de monitoração ocorrer no mesmo alvo que a reação em estudo, e isto minimiza problemas de eficiência de detetores e compatibilização de diferentes sistemas de contagens.

O procedimento geral da medida é irradiarmos ^{63}Cu com gamas do espectro de Bremsstrahlung, obtidos em um irradiador de Tântalo no feixe de elétrons do acelerador linear. Após a irradiação queremos saber o número de reação do tipo $(\gamma, 2n)$ e (γ, n) , que ocorreram no alvo, e para isto um sistema de espectroscopia gama é utilizado.

Para garantir a independência dos resultados em relação aos métodos de análise, dois sistemas de medida completamente independentes foram utilizados. Um dos modos de análise é o do acompanhamento das meias vidas envolvidas no decaimento, que é feita com o sistema de alta eficiência (NaI(Tl) e eletrônica). Um outro método é a medida das linhas características dos decaimentos, que é feita com o sistema de alta resolução (Ge-Li e eletrônica associada). Nosso objetivo foi utilizar dois métodos totalmente independentes, inclusive com alvos diferentes, para que as conclusões independam do procedimento seguido na medida. Ao primeiro sistema, o do acompanhamento das linhas características, denominaremos "medidas LIC", e as medidas feitas, acompanhando-se a linha de 511 keV proveniente da aniquilação dos β^+ envolvidos no decaimento, chamaremos "medidas MCS" (que é o modo de operação do

Por estes esquemas de desintegração vemos que os dois isótopos de interesse decaem por β^+ e EC, possuindo então uma linha de 511 keV, cada isótopo com sua meia vida característica. O sistema de NaI(Tl) pode acompanhar o decaimento na intensidade desta linha, obtendo então as atividades iniciais de cada isótopo e conseqüentemente as razões de formação e o yield relativo. A este método chamaremos MCS.

No método LIC medimos a intensidade das linhas principais do decaimento do ^{62}Cu (875 keV e 1173 keV) e do ^{61}Cu (283 keV e 656 keV). Um detetor de alta resolução é necessário para separar as linhas de interesse das linhas de fundo, das do ^{64}Cu e de outras.

II-D - Medidas de linhas características (LIC)

Nas medidas LIC irradiamos cobre natural, que contém 69,1% de ^{63}Cu e 30,9% de ^{65}Cu . O limiar da reação (γ, n) no ^{63}Cu é $Q_n = 10,85$ MeV, e o limiar da reação $(\gamma, 2n)$ no ^{63}Cu é $Q_{2n} = 19,74$ MeV. A reação $(\gamma, 3n)$ no ^{63}Cu não interfere em nossas medidas, pois tem um limiar de $Q_{3n} = 31,45$ MeV, e irradiamos até $E_{\text{max}} = 33$ MeV. No ^{65}Cu ocorre a reação $^{65}\text{Cu} (\gamma, n) ^{64}\text{Cu}$, com um limiar de $Q_n = 9,91$ MeV. Nas medidas LIC, esta reação é facilmente separada, por produzir uma linha de 1348 keV, com uma intensidade de 0,6%, e uma meia vida de 12,82 h. As reações (γ, p) , (γ, α) , (γ, np) no ^{63}Cu e $(\gamma, 2n)$, (γ, p) no ^{65}Cu resultam em isótopos estáveis, não contribuindo portanto para a atividade residual e não interferindo na medida.

O tempo de irradiação foi de 40 minutos, necessário para a obtenção de uma boa estatística nas linhas do ^{61}Ni . O

alvo irradiado tem uma espessura de 0,1mm e é quimicamente puro, sendo que antes de cada irradiação o alvo era desoxidado e colocado em invólucro plástico, que era retirado depois da irradiação. O irradiador utilizado foi de Tântalo ($Z = 73$), com uma espessura de 0,254mm, que corresponde a 6,5% de comprimento de radiação. O irradiador é fino o suficiente para considerarmos o espectro de Bremsstrahlung como sendo o de Schiff (ref. 29), mas levaremos em conta a perda de energia dos elétrons, que será discutido na seção III-C.

Durante a irradiação, armazenamos a intensidade da corrente em função do tempo. O sinal da monitoração da corrente do acelerador, obtido através do S.E.M., passa por um digitalizador, que envia pulsos a cada quantidade de carga coletada, geralmente 10^{-9} coulombs por pulso. Estes pulsos são armazenados no multicanal funcionando como Multiescalímetro (em modo MCS), com 0,9 segundos por canal, e deste modo obtivemos a intensidade da corrente em função do tempo, durante a irradiação.

II-D.1 - O decaimento radioativo

Durante a irradiação, e após esta, o número de núcleos radioativos formados, e a atividade de um alvo são governados por um conjunto de equações diferenciais, cujas soluções são as leis do decaimento radioativo. Chamando $N(t)$ o número de átomos radioativos na amostra, R a razão de formação, que é o número de núcleos radioativos formados por segundo, e λ a constante do decaimento ($\lambda = \frac{\ln 2}{t_{1/2}}$, $\lambda = \frac{1}{\tau}$), a equação diferencial obedecida por estas grandezas durante a irradiação é:

$$\frac{dN}{dt} = R - \lambda N \quad (\text{II-1})$$

$$\int \frac{dN}{R - \lambda N} = \int dt$$

$$\frac{\ln (R - \lambda N)}{-\lambda} = t + C_1 \quad C_1: \text{constante}$$

$$R - \lambda N = e^{-\lambda t} \cdot C_2$$

$$N = R\tau - C_2 \tau e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (\text{II-2})$$

para $t = 0$, temos que ter $N = 0$, então $C_2 = R$, e portanto:

$$R = \frac{\lambda N}{(1 - e^{-\lambda t})} \quad (\text{II-3})$$

Seja N_0 o número de átomos formados no fim da irradiação:

$$N_0 = \frac{R}{\lambda} (1 - e^{-\lambda \text{ tirr}}) \quad (\text{II-4})$$

onde tirr = tempo de irradiação.

A atividade inicial A_0 vale $A_0 = \lambda N_0$

Após o término da irradiação, temos a equação diferencial:

$$\frac{dN}{dt} = -\lambda N \rightarrow N = C_3 e^{-\lambda t} \quad (\text{II-5})$$

quando $t = 0$, $N = N_0$, portanto:

$$N = N_0 e^{-\lambda t} \quad (\text{II-6})$$

Quando fazemos uma determinada contagem C , durante um intervalo de tempo, temos:

$$C = N_i - N_f$$

onde N_i : número de núcleos radioativos no início da contagem

N_f : número de núcleos radioativos no fim da contagem.

$$N_i = N_o e^{-\lambda t_e} \quad e \quad N_f = N_o e^{-\lambda(t_e+t_c)}$$

onde t_e : tempo de espera do fim da irradiação ao início da conta
gem.

t_c : tempo de contagem

portanto:

$$C = N_o e^{-\lambda t_e} - N_o e^{-\lambda(t_e+t_c)}$$

$$C = N_o e^{-\lambda t_e} (1 - e^{-\lambda t_c}) \quad (\text{II-7})$$

e, substituindo N_o , da expressão II-4 obtemos:

$$R = \frac{\frac{C}{\tau} e^{+\lambda t_e}}{(1 - e^{-\lambda t_{irr}}) (1 - e^{-\lambda t_c})} \quad (\text{II-8})$$

que é a razão de formação (R) a partir do número de contagens de um fotópico no multicanal (C).

Chamando de S_i a área dos fotopicos, precisamos com
pensar a eficiência do detetor e a intensidade da linha, e temos:

$$C_i = \frac{S_i}{\epsilon_i I_i} \quad (\text{II-8})$$

onde S_i : área do fotópico

ϵ_i : eficiência do detetor naquela energia

I_i : intensidade da linha

Quando diversos fotopicos entram no cálculo da con
tagem, tomamos a média ponderada:

$$C_j = \frac{\sum_{i=1}^n \frac{C_i}{\sigma_{C_i}^2}}{\sum_{i=1}^n \frac{1}{\sigma_{C_i}^2}} \quad (\text{II-10})$$

onde: n: número de fotopicos

σ_{C_i} : variância da contagem C_i

a variância de C_j é calculada como:

$$\frac{1}{\sigma_{C_j}^2} = \sum_{i=1}^n \left(\frac{1}{\sigma_{C_i}} \right)^2 \quad (\text{II-11})$$

Após a irradiação, fazemos um conjunto de 3 medidas e tiramos a média ponderada das atividades iniciais obtidas. Para tanto, calculamos:

$$A_{oi} = \frac{C_j e^{\frac{t_e}{\tau}}}{\tau(1 - e^{-\frac{t_c}{\tau}})}$$

onde: t_e : tempo de espera daquela medida

t_c : tempo de contagem da medida

τ : meia vida do isótopo

τ_1 : (^{62}Cu) = 588 seg = 14,138 min.

τ_2 : (^{61}Cu) = 1226,8 seg = 295,002 min.

Obtidos os diferentes valores das atividades iniciais A_{oi} , obtemos a média ponderada com o erro:

$$A_o = \frac{\sum_{i=1}^n \frac{A_{oi}}{\sigma_{A_{oi}}^2}}{\sum_{i=1}^n \frac{1}{\sigma_{A_{oi}}^2}} e \frac{1}{\sigma_{A_o}^2} = \sum_{i=1}^n \frac{1}{\sigma_{A_{oi}}^2} \quad (\text{II-13})$$

finalmente, calculamos a razão de formação do isótopo, supondo a intensidade da corrente do acelerador constante como:

$$R = \frac{A_o}{(1 - e^{-\frac{t_{irr}}{\tau}})} \quad (II-14)$$

II-D.2 - Correções para a flutuação da corrente

A intensidade do feixe do acelerador não permanece constante durante a irradiação. Isto implica que a razão de formação R também não permanece constante, e as expressões (II-8) e (II-14) não são válidas. Neste sentido, a taxa de formação do isótopo radioativo passa a depender do tempo.

Consideramos a irradiação como uma seqüência de pequenas irradiações de duração Δt , onde:

$$\Delta t = \frac{t_{irr}}{n} \quad (II-15)$$

Como Δt é pequeno (no nosso caso, $\Delta t = 0,9$ seg), podemos considerar a corrente uniforme em cada intervalo. Considerando N_i , a quantidade de núcleos excitados no fim da irradiação e formados no i -ésimo intervalo Δt , temos:

$$N_o = \sum N_i \quad (II-16)$$

Se I_i é a carga total acelerada no i -ésimo intervalo e $\bar{I}$ a corrente média, dada por:

$$\bar{I} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n I_i \quad (II-17)$$

podemos calcular N_i a partir de II-3 colocando:

$$R \rightarrow \frac{I_i}{\bar{I}} R \quad \text{e} \quad t = \Delta t:$$

$$\Delta N_i = N(t = \Delta t; R \rightarrow \frac{I_i}{\bar{I}} R) \quad (\text{II-18})$$

até o final da irradiação, os núcleos excitados no i -ésimo intervalo de tempo decairão segundo (II-6), com $t = (n-i)\Delta t$. Portanto:

$$N_i = N(t = (n-i)\Delta t; N_0 = \Delta N_i) \quad (\text{II-19})$$

A não uniformidade da corrente fornece para a razão de formação:

$$R = \frac{A_0}{(1 - e^{-\lambda \Delta t})} \frac{\bar{I}}{\sum_{i=1}^n I_i e^{-\lambda (n-i)\Delta t}} \quad (\text{II-20})$$

onde: A_0 : atividade no fim da irradiação

λ : constante de decaimento do isótopo

Δt : intervalo de tempo de integração da corrente (0,9seg)

$\bar{I}$: corrente média durante a irradiação

I_i : intensidade da corrente em cada intervalo de tempo

n : número total de intervalos durante a irradiação

Quando a corrente é constante durante todo o período de integração, $I_i = \bar{I}$, e a equação (II-20) se reduz à equação (II-14):

$$R = \frac{A_0}{(1 - e^{-\lambda t_{irr}})} \quad (\text{II-14})$$

A correção da flutuação de corrente não foi importante para a razão de formação do ^{61}Cu , que tem uma meia vida de 3,408 horas, visto que o tempo de irradiação foi sempre de 40 min.

Para o ^{62}Cu , que tem uma meia vida de 9,73min, as correções para a flutuação de corrente variam em até 7% os valores da Razão de Formação, e essa correção foi importante por ser aproximadamente igual ao desvio padrão nos resultados finais.

II-D.3 - Sistema de contagem LIC

Para as medidas LIC, irradiamos cobre natural e medimos a atividade com o sistema de Ge-Li. Após 40 min de irradiação, a amostra era transportada até o sistema de medida, transcorrendo-se um tempo de espera de cerca de 3 min. Uma medida de 20,48 min é tomada, seguida de duas outras de 40,96 min, e a atividade inicial é a média dos três valores obtidos. Este tempo de contagem no multicanal é o "tempo vivo" do sistema, ou seja, é o tempo real, descontado o tempo morto de análise dos pulsos pelo ADC. O sistema automático de desconto de tempo corrige bem até cerca de 20% de tempo morto e este valor não foi superado em nenhuma das medidas.

A atividade do ^{62}Cu é muito alta, e para que pudessemos medir o ^{61}Cu na mesma geometria, um absorvedor para atenuar as contagens no início da medida foi utilizado. O absorvedor foi construído com uma chapa de chumbo de 9mm, e 1mm de cobre para absorver os raios X do chumbo. O absorvedor foi projetado de modo a diminuir em 90% a linha de 511 keV de aniquilação, embora permita a medida das linhas de 656, 875, 1173, e 1186 keV, com boa estatística. Uma curva de absorção em função da energia foi medida para este absorvedor, como descrito na seção II-D.4.

Para mantermos a geometria rigorosamente constante, desde a medida da eficiência do detetor, até as contagens própria

mente ditas, com absorvedor e sem ele, um suporte especial foi projetado, que permite a retirada do absorvedor no intervalo da 1a. para a 2a. tomada de dados, sem alteração da geometria. O suporte foi confeccionado em alumínio, segundo o esquema da figura II-12.

FIGURA II-12 - Suporte utilizado nas medidas LIC.

Com a retirada do absorvedor, os raios gama emergentes do alvo atravessam duas lâminas de Alumínio de 1mm de espessura cada. Projetamos desta maneira o suporte, pois elétrons e pósitrons de alta energia adentrariam o cristal do detetor, deteriorando sua resolução, e com as lâminas, os β^+ são aniquilados, produzindo a linha de 511 keV, que é detetada sem degradar a resolução.

A primeira medida de 20,48 min e com o absorvedor permite uma boa determinação da atividade da (γ, n) , contando-se as linhas de 875 keV e 1173 keV e permitindo uma primeira determinação da atividade da $(\gamma, 2n)$ através da linha de 656 keV. A segunda medida, de 40,56 min, e sem o absorvedor, permite ainda uma determinação da atividade da (γ, n) , já muito fraca, e uma conta -

gem completa da linha de 283 keV da $(\gamma, 2n)$, bem como da linha de 656 keV. A terceira medida serve como comprovação dos resultados da $(\gamma, 2n)$, sendo impossível a determinação da (γ, n) nessa medida.

II-D.4 - Curva de absorção em função da energia

Como utilizamos um absorvedor para diminuirmos as taxas de contagens da (γ, n) , e o retiramos para a determinação da atividade da $(\gamma, 2n)$, é necessário conhecermos a curva de absorção em função da energia, para a correção das atividades da (γ, n) .

O procedimento consiste na medida da área de fotopicos obtidos com absorvedor e sem ele. Tomamos a razão entre estas duas medidas:

$$\mu = \frac{\text{atividade sem absorvedor}}{\text{atividade com absorvedor}}$$

Como a linha de 283 keV é totalmente absorvida, nos interessa a absorção para as linhas de 656, 875 e 1173 keV. Por este motivo, fizemos medidas na região do espectro de 500-1332 keV. As fontes utilizadas foram ^{60}Co , ^{134}Cs e ^{154}Eu . Especial cuidado foi tomado na reprodutibilidade da geometria e no ajuste dos fotopicos. A tabela II-3 apresenta os resultados obtidos para as linhas das fontes radioativas utilizadas.

Foram ajustadas aos dados 4 funções diferentes e calculamos a média ponderada com os erros para a obtenção de μ . Os quatro ajustes forneceram valores de χ^2 entre 1,3 e 1,5 e as funções ajustadas foram:

Energia (keV)	μ
563,30	$3,000 \pm 0,272$
569,40	$2,964 \pm 0,172$
591,81	$2,318 \pm 0,094$
604,70	$2,672 \pm 0,042$
692,48	$2,243 \pm 0,373$
702,63	$2,249 \pm 0,013$
723,43	$2,012 \pm 0,039$
756,92	$1,618 \pm 0,124$
795,80	$1,998 \pm 0,039$
802,00	$1,894 \pm 0,151$
871,10	$1,907 \pm 0,015$
873,24	$1,757 \pm 0,040$
996,00	$1,784 \pm 0,063$
1004,57	$1,716 \pm 0,041$
1173,25	$1,769 \pm 0,029$
1332,52	$1,600 \pm 0,034$

TABELA II-3 - Medidas da absorção em função da energia.

$$\begin{aligned}\mu &= a_1 + a_2 E + a_3 E^2 \\ \ln \mu &= a_1 + a_2 E + a_3 E^2\end{aligned}\tag{II-34}$$

$$\begin{aligned}\mu &= a_1 e^{a_2 E} + a_3 e^{a_4 E} \\ \ln \mu &= a_1 e^{a_2 E} + a_3 e^{a_4 E}\end{aligned}$$

Calculando-se as medidas para os valores de energia dos decaimentos do ^{62}Ni e do ^{61}Ni , obtemos os valores da tabela II-4.

E(keV)	μ
656	$2,377 \pm 0,012$
875	$1,882 \pm 0,008$
1173	$1,618 \pm 0,009$

TABELA II-4 - Valores da absorção μ nas energias de interesse.

A figura II-13 mostra o gráfico da curva de absorção com um dos ajustes efetuados.

FIGURA II-13 - Curva de absorção em função da energia.

Com este absorvedor, e com o procedimento descrito na secção anterior, conseguimos manter o tempo morto sem pre abaixo de 20%, e obter uma boa estatística nas medidas da ati vidade do ^{61}Ni .

II-D.5 - O problema das intensidades das linhas

Para obtermos a atividade de um determinado isótopo, medimos a área do fotopico para uma ou várias linhas de

seu decaimento, e temos que levar em conta a variação da eficiência do detetor, e as diferentes intensidades do seu esquema de decaimento. Alguns esquemas de decaimento são muito bem estabelecidos, enquanto que, para outros isótopos, as discordâncias são muito grandes, apesar da sofisticação dos métodos utilizados atualmente na determinação dos esquemas de decaimento.

Na determinação da secção de choque da reação $^{63}\text{Cu}(\gamma, 2n)^{61}\text{Cu}$, medimos as contagens das linhas do ^{61}Ni , que é formado pelo decaimento por pósitrons do ^{61}Cu . Neste caso, a escolha das intensidades se torna um problema, visto que há oito trabalhos diferentes, todos com técnicas muito bem desenvolvidas e os dados diferem entre si, até 30%. As 8 referências para estes valores de intensidade são: (11, 31, 32, 33, 34, 35, 36, 28), e estão colocadas na tabela II-5. A linha de 283 keV é geralmente tomada como padrão neste decaimento.

Como critério sobre qual referência utilizar, temos a metodologia seguida e a data do trabalho. O trabalho de Meyer utiliza um total de 7 espectrômetros, incluindo um sistema anti-comptom, detetores semicondutores de Ge-puro, cintiladores de plástico e NaI(Tl), calibrados pelo NBS. Decidimos portanto utilizar as intensidades desta referência, mas lembramos dos possíveis erros no resultado final, introduzidos por esta escolha. Em particular, vínhamos utilizando os valores recomendados pelo NDS (11), até a publicação do trabalho de Meyer, e os valores de yield relativo sofreram um decréscimo de 18% e vemos que é crucial para nossas conclusões uma boa escolha dos valores de intensidade das linhas.

No caso da reação $^{63}\text{Cu}(\gamma, n)^{62}\text{Cu}$, as discrepâncias

Energia (keV)	Eficiência $\times 10^{-4}$	NDS (11)1974	Petravalle (31)1977	Meyer (32)1978	NDS(A=61) (33)1973	Ritter (34)1969	Beraud (35)1967	Bollotin (36)1967	Lederer (28)1978
283	130,235	13,0	13,2	13,2	12,8	10,9	11,6	14,9	13,2
656	44,677	9,6	10,03	11,26	10,1	9,6	10,6	10,08	11,71
1186	21,463	3,6	4,0	3,89	4,0	4,03	4,2	3,33	4,88

TABELA II-5 - Valores das intensidades das linhas do ^{61}Ni .

para as intensidades das linhas do ^{62}Ni são pequenas e basicamente há três referências (refs. 11, 37 e 38), que discordam muito pouco entre si, como pode ser visto na tabela II-6.

Energia (keV)	Eficiência x 10^{-4}	NDS (11)1974	Jongsma (37)1974	Patter (38)1970
875,7	30,166	0,147	0,158	0,155
1173,0	21,675	0,335	0,36	0,36

TABELA II-6 - Intensidades das linhas do ^{62}Ni .

Utilizamos as intensidades de Jongsma, que foram recomendadas por Lederer et al (28). Nota-se a pequena intensidade das linhas, que exigiu muito cuidado na escolha da geometria, absorvedores e tempos de contagem.

II-E - Medidas acompanhando-se as meias vidas (MCS)

Podemos medir a secção de choque da reação $^{63}\text{Cu}(\gamma, 2n)^{61}\text{Cu}$, acompanhando-se o decaimento $^{61}\text{Cu} \rightarrow ^{61}\text{Ni}$, através da linha de 511 keV de aniquilação do β^+ envolvido neste decaimento. Simultaneamente medimos a secção de choque $^{63}\text{Cu}(\gamma, n)^{62}\text{Cu}$, através da linha de 511 keV, do decaimento $^{62}\text{Cu} \rightarrow ^{62}\text{Ni}$. A separação entre os dois decaimentos é feita pelas diferentes meias vidas, que são 9,73 min para o ^{62}Cu e 3,408h para o ^{61}Cu . Obtidas as atividades iniciais, calculamos as razões de formação e o yield relativos entre as duas reações. A análise dos dados independe de curvas de eficiência, absorção e dados das intensidades das linhas e a metodologia de análise é mais simples que no método LIC.

II-E.1 - Sistema de contagem MCS

No início de nossas medidas, irradiamos cobre natural, com um tempo de irradiação de 40min e um conversor de Tântalo de 6,5% de comprimento de radiação. As atividades do ^{62}Cu e do ^{61}Cu são muito fáceis de separar, mas o mesmo não se pode dizer da atividade do ^{64}Cu , produzido pela reação $^{65}\text{Cu}(\gamma, n)^{64}\text{Cu}$. Por razões práticas, o tempo de contagem era da ordem de 8 horas e, como a meia vida do ^{64}Cu é de 12,70 horas, fica difícil ao programa separador das meias vidas discernir entre as atividades do ^{61}Cu (3,408h), do ^{64}Cu (12,74h) e do fundo. Para a energia de 30 MeV, e um tempo de irradiação de 40 min, os resultados para as atividades iniciais são tipicamente os da tabela II-7.

Isótopo	$T_{1/2}$	A_0 (cont/seg)
^{62}Cu	9,73 min	1200 ± 11
^{61}Cu	3,408 h	8 ± 4
^{64}Cu	12,70 h	3 ± 2
fundo	-	2 ± 1

TABELA II-7 - Resultados obtidos com alvo de Cu natural

Vemos pelos três últimos resultados, que temos uma imprecisão de 50% na atividade do ^{61}Cu , utilizando esta metodologia. Para contornar este problema, irradiamos ^{63}Cu enriquecido a 99,8%, com alvos fornecidos por Marcos Nogueira Martins. A utilização de alvo enriquecido eliminou a atividade do ^{64}Cu , mas era necessário reduzir o fundo. Esta redução foi conseguida, colocando-se o detetor de NaI(Tl) no interior da câmara de um sistema Anti-Comptom, com paredes de 10cm de Pb. Além desta blindagem, o detetor e o alvo foram circundados por 5 cm de Pb, reduzindo o fundo

por um fator de 10. Para $E = 30$ MeV, os resultados atuais são tipicamente os da Tabela II-8.

Isótopo	$T_{1/2}$	A_0 (cont/seg)
^{62}Cu	9,73 min	900 ± 10
^{61}Cu	3,408 n	$7,7 \pm 1,3$
fundo	-	$0,35 \pm 0,05$

TABELA II-8 - Resultados obtidos com alvo de ^{63}Cu enriquecido a 99,8% .

Este procedimento fez com que a separação das meias vidas fosse precisa, obtendo resultados de no máximo 10% de erro para o yield relativo.

A geometria e o procedimento de irradiação são idênticos ao método LIC, sendo que após a irradiação espera-se cerca de 10 min para diminuir a atividade do ^{62}Cu , não deixando em nenhuma medida que a atividade superasse 1500 cont/seg. A geometria de contagem está na figura II-14.

FIGURA II-14 - Sistema de contagem MCS

Os aniquiladores são duas placas de alumínio de 3mm de espessura para garantir que a conversão dos β^+ em gamas de 511 keV ocorra nas cercanias do alvo, pois a energia máxima dos pósitrons do ^{62}Cu (2,92 MeV) é maior que a do ^{61}Cu (1,216 MeV), o que poderia mudar a geometria de contagem enquanto o decaimento se processa, pois os pósitrons do ^{62}Cu tem um maior alcance que os do ^{61}Cu e se aniquilariam mais longe do alvo, e os aniquiladores de alumínio garantem uma geometria fixa.

O pulso do detetor é analisado e armazenado no multicanal em modo MCS (multiescalímetro), controlado por um relógio externo, que comanda a mudança de canal. O tempo de contagem, por canal foi de 100 segs, no início da medida, para a determinação da atividade do ^{62}Cu , passando à 4 minutos no meio da medida, para a determinação da atividade do ^{61}Cu e do fundo. Uma curva típica de decaimento é mostrada na figura II-15, com os 1024 pontos obtidos no multicanal reduzidos a 300 pontos, através de um programa, para posterior análise por um programa separador de meias vidas.

O decaimento obtido é analisado por um programa de ajuste de mínimos quadrados exponencial, segundo um método de J.Higbie (ref. 39), feito por Manoel Tiago F. da Cruz. O programa ajusta até 4 meias vidas, com suas atividades iniciais e o fundo, através de um método exponencial mais poderoso do que o usual ajuste linear ao logaritmo dos dados. O programa é muito versátil, permitindo fixar qualquer parâmetro de ajuste e fornece as meias vidas, as atividades iniciais, e o fundo, cada qual com suas variâncias.

Obtidos os parâmetros do decaimento, calculamos a

fig 11-15 - Curva de decaimento $E_0 = 27 \text{ Mev}$

$$A_1 = 1372.11 \pm 1.30 \quad \tau_1 = 588.0 \text{ seg}$$

$$A_2 = 6.51 \pm 0.03 \quad \tau_2 = 12264.8 \text{ seg}$$

razão de formação pela expressão II-21, corrigindo a atividade para a flutuação de corrente de modo análogo às medidas LIC.

$$R = \frac{A_0 e^{+\lambda t_e}}{(1 - e^{-\lambda t_{irr}}) * I_{\beta}} \frac{\bar{I}}{\sum_{i=1}^n I_i e^{-\lambda(n-i)\Delta t}} \quad (\text{II-21})$$

onde I_{β} é a intensidade do β^+ do decaimento, que tomamos como sendo os fornecidos por Lederer et al em 1978 (ref. 28) que, para o ^{61}Cu , vale 62%, e 97,8% para o ^{62}Cu . Os valores fornecidos pelo NDS (ref. 11) para I_{β^+} são respectivamente: 61,4% e 97,4%, não diferindo mais que 1% dos valores assumidos.

CAPÍTULO III - MÉTODOS DE ANÁLISE DOS RESULTADOS

III-A - O Yield de uma reação fotonuclear

A secção de choque de uma reação fotonuclear não é uma grandeza que pode ser medida diretamente em um acelerador linear de elétrons. A razão pela qual isto acontece é que o espectro de fótons que atinge o alvo é contínuo, com fótons de energia variando de zero a T_0 , energia cinética dos elétrons incidentes no irradiador. Este espectro de fótons é chamado espectro de Bremsstrahlung. A equação que relaciona estas grandezas é a chamada equação de yield (ref. 55):

$$Y(T_0) = A \int_{E_{th}}^{T_0} B(K, T_0) \sigma(K) dK \quad (III-1)$$

onde: $Y(T_0)$: é o yield da reação na energia T_0 .

T_0 : energia cinética dos elétrons que incidem no irradiador.

A : constante de normalização.

E_{th} : energia do threshold da reação em estudo.

$B(K, T_0)$: espectro de Bremsstrahlung

$\sigma(K)$: secção de choque da reação fotonuclear.

O espectro de Bremsstrahlung $B(K, T_0)$ forneceu número de fótons com energia entre K e $K + dK$ produzidos por elétrons de energia cinética T_0 , incidindo em um irradiador de número atômico Z . A secção de choque de absorção de fótons se dá preferencialmente com formação de núcleo composto e é caracterizada por uma ressonância muito larga, da ordem de alguns MeV, conhecida como Ressonância Gigante (ref. 40). A emissão de fotonêutrons também pode ocorrer através do chamado processo direto (ref. 41),

onde os nêutrons não são evaporados, como ocorre no processo onde a energia do fóton incidente é distribuída igualmente entre todos os nucleons, antes da emissão de um ou vários nêutrons. Medi-
das feitas com fótons monocromáticos comprovam definitivamente a importância e contribuição de fotonêutrons devidos a processos diretos, como as secções de choque (γ, n) e $(\gamma, 2n)$ medidos por Fultz (ref. 42 e 43), Bêrgere (ref. 44 3 45) e Alvarez (46).

A Ressonância Gigante é um fenômeno descrito usualmente como coletivo. A curva que descreve o processo de fotoabsorção é uma (ou mais) Lorentzianas, que tem como expressão analítica:

$$\sigma(E) = \sigma_0 \frac{(rE)^2}{(E^2 - E_0^2)^2 + (rE)^2} \quad (\text{III-2})$$

onde: σ_0 : secção de choque para a energia de ressonância
 E_0 : energia da ressonância
 r : largura da ressonância

A figura III-1 mostra algumas curvas de secção de choque de fotoabsorção com Lorentzianas ajustadas a elas. Os parâmetros das Lorentzianas estão colocados nas figuras. (ref. 47)

Para a obtenção da secção de choque a partir das medidas do yield, vários métodos foram desenvolvidos e serão discutidos na secção III-B.

III-B - Métodos de Inversão da curva de Yield

O yield de uma reação fotonuclear $Y(T_0)$ na energia cinética inicial dos elétrons T_0 está relacionado com a secção de choque $\sigma(K)$ pela equação de yield fotonuclear:

FIGURA III-1

$$Y(T_0) = A \int_{E_{th}}^{T_0} N_{exp}(T_0, K) \sigma(K) dK \quad (III-3)$$

onde $N_{exp}(T_0, K)$ é o espectro de fótons atingindo a amostra nas condições experimentais, A é uma constante de proporcionalidade, representando o número de núcleos por cm^2 do alvo e outros fatores, e E_{th} é o limiar da particular reação $\sigma(K)$. O espectro $N_{exp}(T_0, K)$ é o espectro de Bremsstrahlung $B(T_0, K)$, desde que to das as correções de perda de energia, absorção, etc, sejam leva das em conta.

Logo após o desenvolvimento de máquinas capazes de acelerar elétrons, os Betatrons, Katz e Cameron desenvolveram um método para a obtenção da curva de secção de choque a partir de medidas de yield, denominado "método da diferença dos fótons"(ref. 66). O método é de aplicação direta mas, a partir de alguns MeV do limiar da ressonância gigante, as oscilações na secção de cho

que obtida são muito grandes e, após o pico da Ressonância Gigante, geralmente as oscilações são maiores do que o próprio valor de $\sigma(K)$.

Com o advento dos primeiros computadores digitais, Penfold e Leiss (ref. 70) desenvolveram um método de inversão mais potente que o método da diferença dos fótons e se baseia na aproximação do yield medido por uma equação de diferenças finitas do tipo:

$$Y(K_{oi}) = \sum_{j=1}^i P(K_{oi}, K_j) \bar{\sigma}(K_j) \Delta j \quad (\text{III-4})$$

onde $P(K_{oi}, K_j)$ é o espectro de fótons calculado na energia K_j tal que

$$K_j = K_{oj} - \frac{1}{2} \Delta j \quad (\text{III-5})$$

onde Δj é o espaçamento: $\Delta j = K_{oj} - K_{o(j-1)}$ ($j \neq 1$)

Os yields geralmente são medidos a espaçamentos iguais e, nestas aproximações, o conjunto de equações (III-4) pode ser representado matricialmente como:

$$[Y] = [B] [\sigma] \quad (\text{III-6})$$

onde $[Y]$ é um vetor coluna com n elementos Y_i , iguais a $Y(K_{oi})$, $[\sigma]$ é um vetor linha de n elementos $\bar{\sigma}(K_j)$ e $[B]$ é uma matriz quadrada cujos elementos são os "números B" de Penfold & Leiss, $B_{ij} = B(E_i, \Delta, E_j)$. A solução da equação (III-6) pode ser escrita:

$$[\sigma] = [B^{-1}] [Y] ; [B^{-1}] = \frac{1}{\Delta} [N]^{-1} \quad (\text{III-7})$$

onde N é uma matriz quadrada com elementos $N_{ij} = N(E_i, K_j)$ (matriz do espectro de Bremsstrahlung): A solução (III-7) pode ser escrita:

$$\sigma_i = \frac{1}{N_{ii}} \left[\frac{Y_i}{\Delta} - \sum_{j=1}^{i-1} (N_{ij} \cdot \sigma_j) \right] \quad (\text{III-8})$$

Portanto, a partir do yield medido Y_i , conhecendo a matriz N_{ij} obtemos a secção de choque σ_i . O maior problema do método é o não tratamento estatístico dos dados de yield (ref.64), pois de maneira geral o yield medido e o real estão relacionados por:

$$Y_{\text{med}}(E_i) = Y_{\text{real}}(E_i) + \delta(E_i, S_i) \quad i=1, \dots, n \quad (\text{III-9})$$

onde $\delta(E_i, S_i)$ vem de uma distribuição, geralmente assumida gaussiana que tem desvio padrão S_i , no i -ésimo ponto. Thies (ref.72) desenvolveu o método de Penfold & Leiss, fazendo uma escolha estatística dos intervalos de energia, no método denominado "Variable Bin Penfold & Leiss". Um compromisso é feito entre a largura do intervalo de análise e o decorrente amortecimento da secção de choque. Este método fornece resultados melhores que o método de Penfold & Leiss, mas inferiores ao método de mínima estrutura de Cook para yields com erros na faixa de 2-5% (ref. 64).

Geller e Muirhead desenvolveram um método chamado de "Segunda diferença" (ref. 73), que fornece alta resolução, mas somente quando os pontos de yield são medidos com intervalos menores que 200 keV. O método é engenhoso, e é pouco dependente da parte de maior energia do espectro de Bremsstrahlung, mas requer medidas com alta resolução.

Dentre os métodos de inversão da equação de yield, o que melhor se aplica ao nosso problema é o "método de mínima estrutura" de B.C.Cook (ref. 71), que descreveremos detalhadamente na próxima secção.

III-B.1 - O método de mínima estrutura

A aproximação matricial direta de Penfold & Leiss produz excessivo espalhamento na solução da secção de choque, devido ao seu fracasso em tratar os pontos de yield Y_i como informação estatística. Pela natureza estatística dos pontos da função yield medida, o yield verdadeiro $Y(E_i)$ é indeterminado. O desvio padrão associado com o ponto Y_i é S_i , de modo que o yield verdadeiro $Y(E_i)$ está na faixa $Y_i \pm S_i$ para cada energia E_i . Se a curva $Y(E_i)$ fosse ajustada aos yields experimentais, o X^2 teria que valer:

$$X^2 = \sum_i \frac{[Y(E_i) - Y_i]^2}{S_i^2} \approx n \quad (\text{III-10})$$

onde n é o número de graus de liberdade do ajuste (aproximadamente o número de pontos). Existe um número infinito de curvas que pode ser ajustada aos dados, de modo que a condição para X^2 seja satisfeita. O método de Cook seleciona a solução $\sigma(K)$ associada ao Yield $Y(E_i)$, de modo que $\sigma(K)$ tenha a mínima estrutura possível, de acordo com algum critério, e que ainda satisfaça a condição de X^2 .

Partindo de uma solução do tipo de Penfold & Leiss, consideramos:

$$X^2 = \sum_{i=1}^n \frac{(\sum_{j=1}^n N_{ij} \cdot \sigma_j - Y_i)^2}{S_i^2} \quad (\text{III-11})$$

onde σ_j precisa ser tal que $X^2 \approx n$.

Agora, um vínculo adicional precisa ser colocado de modo a determinar uma única solução. Cook define uma função $S(\sigma_j)$ (a função de estrutura) que é grande quando σ_j contém muita estrutura, e pequena quando σ_j é liso e, com isto, a quantidade de espalhamento ou amortecimento pode ser controlada sem nada assumir sobre a forma da solução. Cook sugere, como forma para a função de estrutura, a soma dos quadrados da primeira ou da segunda diferença da secção de choque:

$$S_1(\sigma_j) = \sum_{j=1}^{n-1} p_j (\sigma_{j+1} - \sigma_j)^2 \quad (\text{III-12})$$

$$S_2(\sigma_j) = \sum_{j=2}^{n-1} p_j (\sigma_{j+1} - 2\sigma_j + \sigma_{j-1})^2 \quad (\text{III-13})$$

no qual, em nosso trabalho, os pesos p_j são colocados iguais a 1, para não favorecer nenhuma região da secção de choque.

O procedimento matemático de achar a solução σ_j , que minimiza $S(\sigma_j)$, com o vínculo adicional que $X^2(\sigma_j) \approx n = \text{constante}$, é resolvido com a ajuda de cálculo variacional. O problema pode então ser escrito como: (ref. 71)

$$\lambda \delta S(\sigma_j) + \delta X^2(\sigma_j) = 0 \quad (\text{III-14})$$

onde λ é um multiplicador de Lagrange. Explicitando esta equação, obtemos:

$$\frac{\partial}{\partial \sigma_i} \left\{ \sum_{j=2}^{n-1} p_j (\sigma_{j+1} - 2\sigma_j + \sigma_{j-1})^2 + \lambda^{-1} \sum_{j=1}^n \frac{\sum_k (N_{jk} \sigma_k - Y_i)^2}{S_j^2} \right\} = 0 \quad (\text{III-15})$$

Após diversas manipulações, a eq. III-15 pode ser colocada como:

$$(N + \lambda (\tilde{N})^{-1} \cdot (W)^{-1} \cdot S) \cdot \vec{\sigma} = \vec{Y} \quad (\text{III-16})$$

onde: N é a matriz de Bremsstrahlung $N_{ij} = N(E_i, K_j)$

$(\tilde{N})^{-1}$ é a inversa da transposta de N

S é uma matriz de suavização que depende da escolha de $S(\sigma_j)$

$\vec{Y}$ é o yield experimental

$\vec{\sigma}$ é a solução de mínima estrutura para a secção de choque

W é uma matriz diagonal com elementos $W_{ii} = \left(\frac{1}{\Delta Y_i}\right)^2$.

A equação III-16 representa um sistema de n equações nos n valores não conhecidos de σ_j , mais uma variável não conhecida λ . Colocado um valor de λ , obtemos σ_j invertendo o sistema de n equações lineares (III-16), e calculamos X^2 como:

$$X^2 = \sum_{i=1}^n W_i \left(\sum_{j=1}^i (N_{ij} \cdot \sigma_j - Y_i)^2 \right) \quad (\text{III-17})$$

Se $X^2 \approx n$, a escolha de λ é boa e a partir de um método iterativo, chegamos ao valor de λ que fornece a mínima estrutura para a secção de choque. A matriz S foi escolhida de modo que $S_i \cdot \vec{\sigma}_j$ seja a segunda diferença em $\vec{\sigma}$ e isto leva para a matriz S_1 a forma:

$$S_1 = \begin{bmatrix} 1 & -1 & 0 & 0 & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & 0 \\ 1 & -2 & 1 & 0 & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & 0 \\ 0 & 1 & -2 & 1 & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & 0 \\ 0 & 0 & 1 & -2 & 1 & \cdot & \cdot & \cdot & 0 \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ 0 & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & 0 & 1 & -2 & 1 & 0 \\ 0 & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & 0 & 1 & -2 & 1 \\ 0 & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & 0 & 0 & -1 & 1 \end{bmatrix} \quad (\text{III-18})$$

As dificuldades computacionais do método são muito grandes, devido à enorme dimensão das matrizes que têm que ser invertidas. Para dados de 20 a 33 MeV, espaçados de 0,5 MeV, as matrizes envolvidas são de dimensão 28x28, e o programa utiliza-se de 4 destas matrizes que têm que ser multiplicadas entre si e invertidas, incorrendo em erros grandes no cálculo das inversões de matrizes, se um computador com uma palavra de muitos bytes não for utilizado. Para tanto, utilizamos um computador Burroughs B-6700, com todas as variáveis em dupla precisão, onde um número é escrito o equivalente a 23 casas decimais, com 24 bytes para cada palavra. Uma rotina de inversão de matrizes foi modificada para trabalhar em dupla precisão, e a matriz inversa é obtida com uma precisão melhor que 10^{-6} .

Para testarmos a capacidade do método em inverter curvas de yield com erros consideráveis, simulamos algumas curvas de secção de choque como somas de Lorentzianas, integramos estas curvas com o espectro de Bremsstrahlung e obtivemos várias curvas de yield, representando diferentes formas de secção de choque. Todos os métodos de inversão da equação de yield são muito sensíveis aos erros experimentais, sendo que o trabalho de Bramanis (ref.64) analisa yields com erros de até 1%. Como nossa precisão experimental é da ordem de 3%, é de nosso interesse desenvolver o método para inverter curvas com este erro experimental. Para tanto, sobre os dados de yield simulados, distribuimos erros experimentais artificialmente gerados. Uma rotina calcula um conjunto de números aleatórios, distribuídos normalmente, com média zero e variância 1, e estes "erros" são distribuídos pelos pontos de yield com a precisão desejada.

A partir dos valores de $Y(E)$ com o erro estatístico

requerido, analisamos os yields para a obtenção das secções de choque original. Para erros de 0,1%, o método é excelente, reproduzindo as secções de choque originais dentro de 0,5%. Para erros de 2%, as oscilações já são grandes, e uma escolha criteriosa da quantidade de amortecimento empregado é necessária. Nos limites de não amortecimento ($\lambda < 10^{-3}$), vemos grandes oscilações na secção de choque com erros de 1%, embora a média das oscilações reproduza a secção de choque original. Para λ no intervalo $1 < \lambda < 10$ se obtém um ótimo amortecimento, e $\chi^2 \approx n$. Para $\lambda > 100$, a secção de choque tende a se tornar linear, por causa do excessivo amortecimento. Conseguimos bons resultados com curvas de yield simulados com erros de 3%, distribuídos aleatoriamente, reproduzindo a secção de choque original dentro de 5% de erro, com poucas oscilações para a parte de alta energia.

III-C - O espectro de Bremsstrahlung

A representação clássica do processo de Bremsstrahlung para elétrons se refere ao fato de que um elétron com energia E_0 , se movendo no campo coulombiano do núcleo, pode mudar a direção do seu movimento. Desde que cada mudança de direção envolve uma aceleração, este elétron acelerado emite um quanta de radiação com energia K e passará a um estado de energia final E . Desde que o núcleo é consideravelmente mais pesado que o elétron, ele pode absorver, em princípio, qualquer transferência de momento. Portanto, após emitir um fóton, o elétron pode ficar em qualquer estado de energia final E , e a lei de conservação de momento linear é observada. Em outras palavras, o espectro de Bremsstrahlung deve ser contínuo sobre a faixa de energia de fótons de 0 a E_0 . Existem trabalhos clássicos analisando o processo de Bremsstrahlung como os de Bethe (ref. 48), Heitler (ref. 43), e Schiff (ref. 29).

A primeira secção de choque para bremsstrahlung foi proposta por Bethe-Heitler (ref. 48), utilizando a aproximação de Born, que é válida sob condições tais que

$$\frac{2 \pi Z}{137 \beta} \ll 1 \quad (\text{III-19})$$

onde β é a razão da velocidade do elétron pela da luz, antes ou depois da emissão da radiação. Esta condição não é preenchida quando o alvo é feito de material com Z alto, e os elétrons são relativísticos. Para platina, por exemplo, $Z = 78$ e $2\pi Z/137 = 0,58$, e a aproximação não é válida. Bethe e Heitler derivaram suas expressões, assumindo que o campo nuclear é um campo coulombiano puro. Entretanto, este campo pode ser blindado pelos elétrons atômicos, especialmente quando Z é alto. O efeito de blindagem (Screening) é medido pela variável:

$$\gamma = \frac{100 E_\gamma}{E_0 E Z^{1/3}} \quad (\text{III-20})$$

que é a razão entre o raio do átomo e a máxima distância do núcleo, na qual, um elétron de energia E_0 tem uma probabilidade significativa de emitir um fóton de energia E_γ . Esta distância r pode ser calculada (ref. 49), analisando os elementos de matriz da interação:

Quando $\gamma \gg 1$, não existe blindagem, e a blindagem é total se $\gamma \ll 1$. Para $Z = 73$, o efeito de screening é fundamental para $E_0 > 20$ MeV (ref. 51). Um tratamento correto para $Z = 73$ e $E_0 \approx 30$ MeV é obtido com valor de γ variando entre $2 < \gamma < 15$, que corresponde a um screening intermediário.

As expressões existentes para o Bremsstrahlung são

extensamente discutidas no trabalho de Koch e Motz (ref. 52), e de Mathews e Owens (ref. 53). Tal compilação descreve adequadamente o espectro de Bremsstrahlung na região de energia de 15 a 140 MeV, para materiais de qualquer número atômico. As expressões fornecidas por Schiff (ref. 29) mostram a melhor concordância do espectro de Bremsstrahlung com os dados experimentais (ref. 51 e 54). Schiff partiu das equações de Bethe-Heitler, assumindo o potencial como sendo do tipo:

$$V(r) = Z \frac{e}{r} e^{-\frac{r}{a}} \quad \text{onde } a = \frac{C}{137} \frac{h^2}{mc^2 Z^{1/3}} \quad \text{onde } C = 111 \quad (\text{III-21})$$

Na integração sobre as diferentes direções dos elétrons espalhados, termos da ordem de $\left(\frac{Z^{1/3}}{C}\right)^2$ foram desprezados.

A secção de choque de Bremsstrahlung, produzida por um elétron de energia E_0 , e o fóton emitido a um ângulo θ_0 e energia E_γ é:

$$d\sigma(E_\gamma, \theta_0) = \frac{4Z^2 r_0^2}{137} \frac{dE_\gamma}{E_\gamma} x dx \left\{ \frac{16 x^2 E}{(x^2+1)^4 E_0} - \frac{(E_0-E)^2}{(x^2+1)E_0} + \right. \\ \left. + \left[\frac{E_0^2 + E^2}{(x^2+1)^2 E_0^2} - \frac{4 x^2 E}{(x^2+1)^4 E_0} \right] \ln M(x) \right\} \quad (\text{III-22})$$

$$\text{onde } \frac{1}{M(x)} = \left(\frac{E_\gamma}{2E_0 E} \right)^2 + \left[\frac{Z^{1/2}}{C(x^2+1)} \right]^2 \quad \text{e } x = E_0 \theta_0$$

A secção de choque de emissão de fótons na energia E_γ é obtida integrando-se III-22 sobre todos os ângulos de emissão de fótons. O ângulo médio de emissão de gamas para energias relativísticas será:

$$\theta \approx \frac{m_0 c^2}{E_0} \quad (\text{III-23})$$

A integração é feita assumindo que estes ângulos são pequenos, e teremos a secção de choque diferencial em energia como sendo:

$$d\sigma(E_\gamma) = \frac{2Z^2 r_0^2}{137} \frac{dE_\gamma}{E_\gamma} \left\{ \left[1 + \left(\frac{E_\gamma}{E_0} \right)^2 - \frac{2}{3} \frac{E_\gamma}{E_0} \right] \left[\ln M(0) + 1 - \frac{1}{b} \arctg b \right] + \right. \\ \left. + \frac{E_\gamma}{E_0} \left[\frac{2}{b^2} \ln(1+b^2) + \frac{4(2-b^2)}{3b^2} \arctg(b) - \frac{8}{3b^2} + \frac{2}{9} \right] \right\} \quad (\text{III-24})$$

$$\text{onde } b = \frac{2 E_0 E Z^{1/3}}{111 E_\gamma} c \frac{1}{M(0)} = \left(\frac{E_\gamma}{2 E_0 E} \right)^2 + \left(\frac{Z^{1/3}}{111} \right)^2$$

Esta expressão descreve o espectro de Bremsstrahlung para $Z \approx 50$ dentro de 2%, e coincide com a expressão de Bethe e Heitler quando não consideramos o efeito de blindagem do potencial coulombiano nuclear pelos elétrons do próprio átomo. A figura III-2 mostra o espectro de Bremsstrahlung calculado por esta expressão para várias energias de elétrons e irradiador de Platina ($Z = 78$).

FIGURA III-2

A figura III-3 mostra o yield da reação $^{63}\text{Cu}(\gamma, n)$ versus número atômico do irradiador, medidos por Aluisio N. Fagundes, no Acelerador Linear do IFUSP, em comparação com as previsões de Schiff, Bethe-Heitler, com correção coulombiana e sem correção coulombiana. Vemos claramente que a expressão de Schiff explica melhor a dependência com Z do espectro, do que as expressões de Bethe-Heitler. (ref. 54).

FIGURA III-3

Robson e Gregg (ref. 67) mediram o espectro de Bremsstrahlung, utilizando um espectrômetro magnético Compton, e a figura III-4 mostra os resultados comparados com o espectro de Schiff, onde a concordância entre o espectro teórico e o experimental é muito boa. As medidas foram feitas com um irradiador de Tungstenio ($Z = 74$) e uma espessura de 4% de comprimento de radiação.

FIGURA III-4

Outras expressões para a seção de choque de Bremsstrahlung, utilizando a aproximação de ondas distorcidas, fo

ram propostas por Gargaro e Onley (ref. 59). Pequenas discrepâncias, da ordem de 4%, são verificadas no espectro diferencial em ângulo, quando são incluídas multipolaridades E2 e E3. Estas discrepâncias tendem a se anular para uma secção de choque diferencial apenas em energia, não se justificando a utilização de expressões complexas como as obtidas pela análise em ondas distorcidas.

A expressão III-24 é válida para irradiadores até 10% de comprimento de radiação (ref. 51). Em irradiadores mais espessos, diversos efeitos que deformam o espectro tornam-se presentes: emissão de mais de um fóton por elétron, ionização, absorção e espalhamento dos fótons no próprio irradiador, perdas de energia dos elétrons e outros efeitos. No caso de nossa experiência, o irradiador utilizado tem uma espessura de 6,5% de comprimento de radiação, e $Z = 73$, e seu espectro de Bremsstrahlung é bem descrito pela expressão de Schiff, levando em conta a perda de energia dos elétrons (secção III-C.2).

III-C.1 - Correções para as reações com elétrons

O feixe monocromático de elétrons incide no irradiador, e parte dos elétrons são convertidos em gamas, e parte dos elétrons continuam seu caminho, e atingem o alvo juntamente com os gamas produzidos por Bremsstrahlung (fig III-5):

Fig III-5

Os elétrons, atingindo o alvo, geram um espectro de fótons virtuais. O elétron é espalhado pelo núcleo do átomo, e eleva o núcleo a um estado excitado e diz-se que um fóton se origina no elétron e é absorvido pelo núcleo, mas, ao contrário do fóton de Bremsstrahlung, este fóton não pode ser detectado, daí o seu nome de "fóton virtual". Experiências realizadas por Kuhl (ref. 56) e por Ivan C. Nascimento (ref. 57 e 58) mostraram que o espectro de fótons virtuais não pode ser adequadamente descrito pela aproximação de ondas planas. Gargaro e Onley (ref. 59) calcularam o espectro de fótons virtuais utilizando a aproximação de Born com ondas distorcidas, que fornece uma boa concordância com dados experimentais (ref. 60).

O espectro de fótons virtuais pode ser descrito aproximadamente pela expressão (ref. 61):

$$N(E_0, K, Z) = \frac{1}{137 \pi} \left\{ \frac{E_0^2 + E^2}{P_0^2} \ln \left(\frac{E_0 E + P_0 P + 1}{E_0 E} \right) - 2 \frac{P}{P_0} \right\} + K \left(\frac{E + 1}{E_0 + 1} \right) \left\{ 6,59 \times 10^{-6} \exp (1,245 Z^{1/3} - 2,567 \times 10^{-2} E_0) \right\} \quad (\text{III-25})$$

onde: E_0 : energia inicial dos elétrons (em unidades de $m_0 c^2$)

K : energia do fóton virtual

P_0 : $\sqrt{E_0^2 - 1}$

P : $\sqrt{E^2 - 1}$

E : $E_0 - K$

Z : número atômico do alvo

Esta expressão representa o espectro de fótons virtuais dentro de 5%.

Para o nosso irradiador ($d = 0,423 \text{ g/cm}^2$), além das reações em estudo, $^{63}\text{Cu} (\gamma, 2n) ^{61}\text{Cu}$ e $^{63}\text{Cu} (\gamma, n) ^{62}\text{Cu}$, ocorrem processos devido aos elétrons que atravessam o radiador, provocando reações do tipo $^{63}\text{Cu}(e, e' 2n) ^{61}\text{Cu}$ e $^{63}\text{Cu}(e, e' n) ^{62}\text{Cu}$. Para verificarmos se as reações induzidas por elétrons influenciam em nosso resultado, calculamos o yield devido aos fótons reais com o espectro $B(E_0, K, Z)$ (fórmula III-24) e o yield devido aos fótons virtuais com o espectro $N(E_0, K, Z)$ (fórmula III-25):

$$Y_{\gamma}(E_0, \gamma) = \int_{E_{th}}^{E_0} B(E_0, K, Z) \sigma(K) dK \quad Y_e(E_0, e) = \int_{E_{th}}^{E_0} N(E_0, K, Z) \sigma(K) dK$$

Para as secções de choque de fotoabsorção $\sigma(K)$, utilizamos as medidas de Fultz et al (ref. 24). A integração da secção de choque foi feita por um programa de Marcos N. Martins, que integra $\sigma(K)$ com o espectro de Bremsstrahlung e o espectro de fótons virtuais. Obtido os yields das reações (γ, n) , $(\gamma, 2n)$, $(e, e' n)$ e $(e, e' 2n)$ para o ^{63}Cu , calculamos a razão entre a fotodesintegração e a eletrodesintegração, para energias de 21 a 33 MeV. A tabela III-1. mostra o cálculo destas razões.

Vemos que tanto para o processo de emissão de um nêutron, como para a emissão de dois nêutrons, a razão entre a eletrodesintegração e a fotodesintegração é constante dentro de 3% na faixa de energia de 21 a 33 MeV. Estes resultados concordam com as medidas de E. Wolynech (ref. 63) e de V. Kneissel (ref. 62), que mediram a secção de choque de eletrodesintegração do ^{63}Cu .

Portanto as reações induzidas por elétrons no alvo, para o irradiador que estamos utilizando, não afetam mais que 3%

Energia (MeV)	$\frac{Y(e,e'n)}{Y(\gamma,n)}$	$\frac{Y(e,e'2n)}{Y(\gamma,2n)}$
21	0,191	0,195
22	0,193	0,189
23	0,195	0,185
24	0,197	0,183
25	0,200	0,182
26	0,203	0,181
27	0,206	0,182
28	0,209	0,183
29	0,212	0,185
30	0,215	0,187
31	0,218	0,190
32	0,221	0,193
33	0,224	0,197

TABELA III-1

nossas medidas de yield relativo. Algumas medidas foram feitas sem irradiador, a 22 MeV, e a 30 MeV, e concordaram com estes cálculos, fornecendo resultados idênticos aos obtidos com irradiador, dentro dos erros experimentais.

III-C.2 - A perda de energia dos elétrons

Um elétron, ao atravessar a matéria, pode perder energia através de processos como colisão, ionização, excitação de átomos e emissão de radiação. Isto leva a correções quanto ao espectro de Bremsstrahlung, que é modificado por estes processos, após os elétrons atravessarem uma certa espessura de material.

O fenômeno da perda de energia por radiação é devido à deflexão do elétron pelo núcleo do alvo, com conseqüente irradiação de energia na forma de ondas eletromagnéticas, que diminui sua própria energia cinética. A probabilidade W_R de que um elétron de energia E_0 perca uma energia K por radiação, ao atravessar um material de número atômico Z e espessura t , é dada por Heitler como: (ref. 49)

$$W_R(Y) dY = \frac{e^{-Y} Y^{\ell-1}}{\Gamma(\ell)} \quad \text{onde} \quad Y = \ell \ln \frac{E_0}{E_0 - K} = \ell \ln \left(\frac{T_0 + mc^2}{T' + mc^2} \right) \quad (\text{III-26})$$

no qual $\ell = 1,44 t/r.l.$, $\Gamma(\ell)$ é a função Γ do parâmetro ℓ ; E_0 e E são as energias totais do elétron inicial e final, T e T' são as energias cinéticas do elétron antes e após a emissão de radiação e $r.l.$ é o comprimento de radiação do material. A equação (III-26) pode ser escrita em termos de T e T' como:

$$W_R(T, T', t) dT' = \left[\ell \ln \left(\frac{T + mc^2}{T' + mc^2} \right) \right]^{\ell-1} \frac{1}{\Gamma(\ell)} \frac{dT}{(T + mc^2)} \quad (\text{III-27})$$

Os elétrons atravessando o meio material podem perder energia por colisões e ionizações dos átomos do meio. A probabilidade de que um elétron de energia T perca uma quantidade de energia $\Delta = T - T'$ por colisão e ionização é dada por: (ref. 74)

$$W_C(T, T', t) dt = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^4 \left(\frac{C_i \gamma_i}{\sqrt{\gamma_i^2 + b^2}} \right) \exp \left(-\frac{(\lambda - \lambda_i)^2}{\gamma_i^2 + b^2} \right) d\lambda \quad (\text{III-28})$$

onde C_i , γ_i e λ_i são tabelados na ref. 54, e N é uma constante de normalização e vale $N = 0,9238$. λ é um parâmetro que está ligado à perda de energia Δ pela expressão:

$$\lambda = \frac{1}{\xi} (\Delta - 0,77 \bar{\Delta}) + \lambda_p \quad (\text{III-29})$$

onde $\bar{\Delta}$ é a perda média por ionização, obtida em tabelas (ref.75).
 ξ é um parâmetro definido como:

$$\xi = \frac{2\pi r_o^2 (m_o c^2) N_a Z t}{\beta^2 A} = 0,154 \frac{Z}{A} \cdot \frac{t}{\beta} \text{ MeV} \quad (\text{III-30})$$

onde r_o : raio clássico do elétron ($r_o = 2,82 \times 10^{-13} \text{ cm}$)

$m_o c^2$: energia de repouso do elétron ($m_o c^2 = 0,511 \text{ MeV}$)

t : espessura do radiador em g/cm^2

Z, A : número atômico e de massa do radiador

β : razão da velocidade do elétron à velocidade da luz

λ_p e b são parâmetros escolhidos de acordo com a espessura do radiador (ref. 54).

As funções de distribuição $W_R(T, T')$ e $W_C(T, T')$ representam então a probabilidade de que um elétron de energia cinética T perca uma quantidade de energia Δ ao atravessar um radiador de espessura t e de comprimento de radiação r.L., emergindo do radiador com energia T' . A união dos dois efeitos pode ser obtida, supondo-se que o elétron tenha sua energia reduzida de T para T'' por colisões e ionizações e de T'' para T' por radiação, e obtemos a probabilidade total como:

$$W(T, T', t) dT' = dT' \int_{T'}^T W_C(T, T'', t) W_R(T'', T', t) dT'' \quad (\text{III-31})$$

A equação III-31 escrita desta maneira apresenta uma singularida

de em W_R , para $T'' = T'$, e isto é contornado (ref. 54) escrevendo $W(T, T', t) dT'$ como:

$$W(T, T', t) dT' = dT' \int_{T'}^T (W_C(T, T'', t) - W_C(T, T', t)) W_R(T'', T', t) dT'' + \\ + W_C(T, T', t) * \gamma(\ell, Y_0) \quad (\text{III-32})$$

onde $\gamma(\ell, Y_0) = e^{-Y_0} Y_0^\ell \int \frac{Y_0^n}{\Gamma(\ell+1+n)} e$ onde $Y_0 = \ln \frac{T+mc^2}{T'+mc^2}$

Vemos que a função $W(T, T', t)$ é normalizada, ou seja:

$$\int_0^T W(T, T', t) dT' = 1$$

que expressa a condição física de que o elétron ao incidir no radiador com energia T , após atravessar certa quantidade de matéria, saia com alguma energia entre 0 e T .

Esta probabilidade pode ser integrada sobre a espessura efetiva do radiador τ , (a espessura do radiador mais a metade da espessura do alvo) de modo a fornecer a curva de perda de energia na forma:

$$S_T(T, T', \tau) = \int_0^\tau W(T, T', t) dt \quad (\text{III-33})$$

Esta função fornece a degradação em energia do feixe de elétrons, ao atravessar um radiador de espessura efetiva τ . A figura III-6 mostra a função de perdas S_T para um radiador de Tântalo com espessura de $r.\ell=0,0654$ e um alvo de cobre de $r.\ell=0,0008$, com elétrons incidindo

com uma energia de $T_0 = 27$ MeV.

FIGURA III-6

Nestas condições, 91% dos elétrons sofreram perda média de 300 keV, e 78% dos elétrons sofreram perda média de 200 keV. Embora o desvio seja pequeno, afeta a parte de alta energia do espectro de Bremsstrahlung, podendo influir nas medidas de yield para energias perto do pico da secção de choque, região sensível a mudanças no espectro de fótons reais para $E_k \approx T$. A figura

III-7 mostra o espectro de Bremsstrahlung com perdas e sem perdas, segundo a fórmula de Schiff, para uma energia de 17 MeV, e um radiador de chumbo com espessura $0,206 \text{ g/cm}^2$ (ref. 54).

III-D - As secções de choque $^{63}\text{Cu}(\gamma, n)^{62}\text{Cu}$ fornecidas pela literatura

Pelo fato de medirmos o yield relativo

$$\frac{Y[^{63}\text{Cu}(\gamma, 2n)^{61}\text{Cu}]}{Y[^{63}\text{Cu}(\gamma, n)^{62}\text{Cu}]}$$

por atividade residual, precisamos conhecer o

yield absoluto da reação $^{63}\text{Cu}(\gamma, n)^{62}\text{Cu}$, para, após a normalização obtermos o yield e a secção de choque absoluta da reação $^{63}\text{Cu}(\gamma, 2n)^{61}\text{Cu}$ por atividade residual.

Temos conhecimento de 8 trabalhos com técnicas diversas, que mediram a secção de choque $^{63}\text{Cu}(\gamma, n)^{62}\text{Cu}$. Como vamos comparar nossos resultados com os medidos por determinação direta dos nêutrons, e medimos o yield relativo, a forma da secção de choque da reação $^{63}\text{Cu}(\gamma, n)^{62}\text{Cu}$ é fundamental para as conclusões

deste trabalho. Discutiremos detalhadamente cada um dos processos de medida, bem como os critérios utilizados na escolha da particular medida tomada como referência para a nossa normalização.

O trabalho de A.I. Berman e K.L. Brown (ref. 20) foi feito em 1954 neste mesmo acelerador linear do IFUSP, enquanto operava em Stanford. Trabalhos mais antigos que este, como o de Baldwin (ref. 65) e o de Katz e Cameron (ref. 66), não foram levados em conta, devido ao fato que a sistemática de análise de reações fotonucleares ainda não estava estabelecida, e os resultados experimentais são afetados por erros de até 50%. No trabalho de Berman, cobre natural foi irradiado e a atividade residual foi medida por um contador de cintilação de 4π . A curva de ativação foi medida com intervalos de energia de 2 MeV, e um irradiador de cobre de 2,5% de r.L. A inversão da curva de yield foi feita pelo método da diferença dos fótons (ref. 66). A figura III-8 mostra os resultados obtidos. Os erros experimentais são muito grandes e o erro na determinação da dose de radiação fornecida à amostra é da ordem de 30%.

O trabalho de Scott et al (ref. 21) foi feito por um bétatron. Medidas até 22 MeV foram feitas e a atividade residual foi medida por dois detetores Geiger-Müller. O método de inversão por diferença dos fótons foi utilizado, com o espectro de Bremsstrahlung de Bethe e Heitler. A figura III-8 mostra a secção de choque obtida.

Raios gama monocromáticos foram utilizados por Coote et al (ref. 23), obtidos das reações ${}^7\text{Li}(p,\gamma){}^8\text{Be}$ e ${}^{11}\text{B}(p,\gamma){}^{22}\text{C}$. Cristais de NaI(Tl) foram utilizados para monitorar a dose de radiação e para medir a atividade residual. Os resultados confirmam as medidas de Bremsstrahlung na forma da secção de choque, mas os

Fig III-8

Fig III-9 - Secções de choque da reação $^{63}\text{Cu}(\gamma, n)^{62}\text{Cu}$

valores absolutos são 25% menores. Os resultados estão na figura III-8.

O desenvolvimento de máquinas monocromáticas de raios gama levou a uma grande ampliação do campo de estudo em reações fotonucleares. Os raios gama monocromáticos são obtidos pela aniquilação em vôo de pósitrons rápidos. As máquinas monocromáticas utilizadas nas medidas citadas foram as do Laboratório de Livermore, e da General Atomic. Ambos os laboratórios mediram a secção de choque $^{63}\text{Cu}(\gamma, n)^{62}\text{Cu}$. Fultz et al (ref. 24), no laboratório de Livermore, mediram esta secção de choque, e também $^{63}\text{Cu}(\gamma, 2n)^{61}\text{Cu}$, detetando os nêutrons, com detetores de BF_3 . A medida da $(\gamma, 2n)$ com detecção direta dos nêutrons servirá de comparação com os resultados do nosso trabalho.

Um feixe de gamas monocromáticos é produzido a partir de pósitrons que são criados em um alvo de Tungstênio no fim da 1ª. secção de um acelerador linear de elétrons. Os pósitrons são então focalizados e acelerados para a energia desejada, ajustando a potência e a fase da microonda na segunda secção aceleradora. Os pósitrons são analisados em energia por um ímã e um conjunto de fendas. O feixe então incide em um alvo de aniquilação de Be ou Li. Os raios gama da aniquilação dos pósitrons passam através de colimadores, e incidem na amostra. Os alvos de cobre estão envolvidos em 4π , por um sistema de detecção de nêutrons, tendo uma eficiência de 20%. Este detetor de nêutron moderado à parafina contém 24 detetores de BF_3 . Após um pulso do feixe do acelerador, abre-se um gate para a contagem de nêutrons, e as contagens foram separadas eletronicamente como simples, duplas ou triplas. As contagens obtidas são então correlacionadas ao número de nêutrons emitidos por desintegração nuclear através de análise estatística, e as secções de choque (γ, n) e $(\gamma, 2n)$ são então obti

das. Os resultados de Fultz para (γ, n) são apresentados na figura III-9.

Sund et al, em 1968, com fótons monocromáticos com resolução de 1,5%, mediu a secção de choque $^{63}\text{Cu}(\gamma, n)^{62}\text{Cu}$ no acelerador da General Atomic (ref. 25). A medida foi feita por atividade residual, com detetores de NaI(Tl), cujo erro na calibração absoluta é estimado em 6%, e a técnica de irradiação é análoga à empregada por Fultz et al. A figura III-10 mostra o yield da reação $^{63}\text{Cu}(\gamma, n)$, produzido pelo pósitrons ou elétrons incidentes na folha de Berílio. A subtração dos dados de pósitrons dos de elétrons fornece os resultados devidos aos gamas que foram produzidos pela aniquilação em voo dos pósitrons.

FIGURA III-10

A figura III-9 também mostra a secção de choque obtida por Sund, resultante da subtração das duas curvas da figura III-10. O erro no valor do pico da secção de choque para o trabalho de Fultz et al é de ~10%, e no trabalho de Sund, ~8%. A discrepância entre os valores máximos da secção de choque para estas duas medidas é de 7%, mas o andamento das curvas não é o mesmo, sendo que a secção de choque de Fultz decai mais rapidamente.

F.Dreyer et al (ref. 27), em 1972, mediu esta mesma reação, com feixe de Bremsstrahlung e uma excelente resolução

(100 keV). As medidas foram feitas no Betatron de Heidelberg, e as atividades foram contadas em um sistema de contador proporcional, em um ângulo sólido de 4π com uma eficiência na detecção das partículas β de 95%. A dose de radiação foi monitorada por uma câmara de ionização NBS tipo P2.

Extremas precauções foram tomadas para garantir a reprodutibilidade dos resultados, onde o espaçamento de energia entre as irradiações foram de 50 keV, com 5 irradiações para cada ponto de yield, espaçados deste intervalo de energia. A reprodutibilidade dos pontos de yield foi sempre melhor que 0,15%. A inversão da curva de yield foi feita pelo método de Penfold e Leiss, (ref. 70) e pelo método de mínima estrutura de Cook (ref. 71). O espectro de Bremsstrahlung utilizado foi o de Schiff. A secção de choque resultante da análise por mínima estrutura com uma resolução de 100 keV está na figura III-9.

As secções de choque da figura III-8 são muito antigas, com erros grandes, e passaremos a discutir as três referências básicas, que são as colocadas na figura III-9. Há dois tôpicos para comparação: a forma da ressonância gigante, e a escala da secção de choque absoluta. Nos dois casos, os dados experimentais estão em discordância com a resolução e a precisão dos experimentos. A estrutura vista na secção de choque por Dreyer é análoga à estrutura vista por Owen (ref. 50), mas nenhuma estrutura é obtida nas secções de choque de Fultz e Sund. Erros estatísticos, densidade de pontos e resolução dos dados de Fultz foram tais, que a estrutura vista por Dreyer poderia não ser resolvida na secção de choque de Fultz. Por outro lado, o trabalho de Sund, com uma ótima resolução de 1,5%, deveria mostrar as estruturas, se elas existem. Por outro lado, as secções de choque com 250 keV de resolução obtidas por Dreyer concordam muito bem com as medidas

de Sund.

A secção de choque absoluta de Dreyer é aproximadamente 20% maior que a de Fultz e a de Sund. Como Sund observou em seu trabalho, secções de choque de Bremsstrahlung em geral resultam 20% maiores que as medidas feitas com fótons monocromáticos. A razão do porque isto acontece não é conhecida, mas pode estar no conhecimento inadequado dos espectros de bremsstrahlung de elétrons e pósitrons.

Utilizaremos, como secção de choque padrão para normalização de nossos resultados, a obtida por Dreyer, devido ao extremo cuidado experimental, à resolução obtida, e à utilização de uma câmara de ionização NBS tipo P₂ para medidas da dose de radiação. Este trabalho também é o mais recente, e foi feito em um excelente laboratório. Utilizaremos os trabalhos de Sund e de Fultz, para discussão das conclusões, sempre levando em conta a possibilidade da secção de choque (γ, n) ser menor que a medida por Dreyer, o que somente reforçará nossas conclusões (ver cap. IV).

As três secções de choque (γ, n) serão integradas com o espectro de Bremsstrahlung para simularmos o yield relativo, e compararmos esta simulação diretamente com nossos resultados experimentais.

III-E . A secção de choque $^{63}\text{Cu}(\gamma, 2n)^{61}\text{Cu}$ medida detetando-se os nêutrons

Pelo fato de investigarmos possíveis canais de decaimento, via emissão de prótons em níveis excitados do ^{61}Cu , uma comparação entre a secção de choque, medida através da atividade residual do estado fundamental deste isótopo, com a secção de

choque, medida detetando-se diretamente os nêutrons em linha com o feixe, fornecerá elementos sobre os possíveis canais de decaimento por prótons. Para tanto, precisamos conhecer a secção de choque da reação $^{63}\text{Cu}(\gamma, 2n)^{61}\text{Cu}$ medida, detetando-se os nêutrons. Fultz (ref. 24) mediu esta secção de choque em 1964.

Utilizando isótopos enriquecidos, Fultz mediu a (γ, n) e a $(\gamma, 2n)$ simultaneamente, separando os eventos pela análise estatística, como discutido na secção III-D. Embora a eficiência dos detetores de BF_3 utilizados fosse alta, a estatística de medida é pobre, resultando em uma secção de choque com erros de cerca de 15%. A figura III-11 mostra os resultados obtidos por Fultz. Berman et al (ref. 20) mediu a $(\gamma, 2n)$ em 1954, com Bremsstrahlung, mas seu intervalo de medida em energia foi de 2 MeV, resultando em 8 pontos de yield, que foram invertidos pelo método da diferença dos fótons. A secção de choque obtida com esta sistemática de medidas tem um erro muito grande, e não será levada em conta. Sund (ref. 25) em 1968 mediu apenas 3 pontos desta secção de choque. A medida em 3 pontos apenas não permite conclusão alguma sobre a secção de choque $(\gamma, 2n)$, mas estas medidas são consistentes com o andamento da curva de Fultz, embora em escala absoluta estejam 30% abaixo.

Portanto, utilizaremos os resultados da $(\gamma, 2n)$ de Fultz, medida detetando-se os nêutrons, para compararmos com as nossas medidas por atividade residual, afim de chegarmos a alguma conclusão sobre o possível decaimento por prótons. Acrescenta-se o fato de que as duas medidas (por detecção de nêutrons e por atividade residual) devem coincidir até 25 MeV, fornecendo com isto um padrão de normalização e comparação das escalas absolutas assumidas por cada trabalho.

FIGURA III-11 - Secção de choque ($\gamma, 2n$) detectando-se os nêutrons.

III-F - A simulação das curvas de yield

A partir das curvas de secção de choque, podemos integrar numericamente o espectro de Bremsstrahlung com as secções de choque, e obtemos as curvas de yield simuladas a partir de dados da literatura. A razão entre as curvas de yield das reações $^{63}\text{Cu}(\gamma, 2n)$ e $^{63}\text{Cu}(\gamma, n)$ é um resultado diretamente comparável com nossas medidas, e a partir dessa comparação podemos obter conclusões sobre os canais de decaimento por prótons, no ^{61}Cu . Podemos normalizar nossas medidas de yield relativo, multiplicando-as

pelo yield simulado da (γ, n) , obtendo com este procedimento, o yield absoluto da $(\gamma, 2n)$, que após invertido fornece a medida absoluta da secção de choque da reação $^{63}\text{Cu}(\gamma, 2n)^{61}\text{Cu}$ por atividade residual.

Para a obtenção do yield simulado, tomamos as quatro secções de choque de nosso interesse, ou seja, a medida de Fultz, a medida de Sund, e a medida de Dreyer, para a (γ, n) ; e para $(\gamma, 2n)$, a medida de Fultz obtida detetando-se diretamente os nêutrons.

A partir das curvas de secção de choque, ajustamos duas Lorentzianas, através do programa AJUST2 (ref. 68), feito por Philippe Gouffon para ser operado no PDP, e a curva ajustada tem como expressão:

$$\sigma(E) = \sum_{i=1}^2 \frac{\sigma_{oi} (r_i E)^2}{(E^2 - \epsilon_i^2)^2 + (r_i E)^2} \quad (\text{III-40})$$

Para os ajustes da (γ, n) , obtivemos os parâmetros da tabela III-2.

Parâmetros da Secção de choque	Fultz-64	Sund-68	Dreyer-71
σ_1	$52,28 \pm 1,63$	$56,46 \pm 1,75$	$60,86 \pm 0,98$
ϵ_1	$16,07 \pm 0,05$	$16,59 \pm 0,03$	$16,41 \pm 0,02$
r_1	$4,34 \pm 0,10$	$3,60 \pm 0,08$	$4,00 \pm 0,06$
σ_2	$28,49 \pm 1,00$	$35,94 \pm 0,24$	$52,15 \pm 0,35$
ϵ_2	$18,36 \pm 0,09$	$18,68 \pm 0,08$	$18,75 \pm 0,03$
r_2	$4,85 \pm 0,85$	$5,48 \pm 0,18$	$4,97 \pm 0,16$

TABELA III-2

Os ajustes foram bons, e a discrepância entre os valores ajustados e os pontos fornecidos, foram menores que 5%.

Para a $(\gamma, 2n)$, devido aos grandes erros na medida de Fultz, o ajuste é mais problemático, mas todos os valores ajustados ficaram dentro dos erros experimentais, e acompanham bem o andamento médio dos dados. A tabela III-3 fornece os parâmetros ajustados para a $(\gamma, 2n)$, e a figura III-12 mostra os pontos experimentais, juntamente com o ajuste efetuado.

σ_1	=	4,94 $\pm$ 1,89
ϵ_1	=	22,10 $\pm$ 0,31
r_1	=	1,88 $\pm$ 1,55
σ_2	=	11,98 $\pm$ 0,16
ϵ_2	=	24,31 $\pm$ 0,34
r_2	=	5,48 $\pm$ 0,37

TABELA III-3 - Parâmetros da
 $(\gamma, 2n)$

O ajuste da $(\gamma, 2n)$ foi feito sobre os 26 pontos experimentais de Fultz, e o χ^2 obtido foi de $\chi^2 = 0,679$, que corresponde a uma probabilidade de χ^2 , com 20 graus de liberdade, de $P_{\chi^2} = 0,85$, indicando que o ajuste aos dados experimentais foi bom.

A partir dos parâmetros das Lorentzianas, calculamos o yield absoluto através da expressão

FIGURA III-12 - Secção de choque $^{63}\text{Cu}(\gamma, 2n)^{61}\text{Cu}$ pela detecção dos nêutrons e a curva ajustada.

$$Y(E_0) = \int_{E_{th}}^{E_0} B(E_0, K) \sigma(K) dK$$

onde $\sigma(K)$ é a soma das Lorentzianas ajustadas, e $B(E_0, K)$ é a expressão de Schiff para o espectro de Bremsstrahlung (fórmula III-24). A integração numérica foi feita por um programa que utiliza o método de Simpson (ref. 69), que através de um processo iterativo, integra a secção de choque e o espectro de Bremsstrahlung com uma precisão melhor que 10^{-5} . Os yields absolutos resultantes da simulação estão colocados na tabela III-4.

Energia	Yield(γ, n) ⁶⁴	Yield(γ, n) ⁶⁸	Yield(γ, n) ⁷¹	Yield($\gamma, 2n$) ⁶⁴
20,0	7629	7501	9291	2,14
20,5	8164	8114	10074	14,89
21,0	8655	8682	10802	37,32
21,5	9106	9205	11472	70,86
22,0	9519	9685	12086	118,39
22,5	9897	10126	12649	180,31
23,0	10246	10531	13165	252,41
23,5	10566	10903	13639	331,53
24,0	10863	11246	14075	416,48
24,5	11138	11564	14478	505,95
25,0	11395	11859	14852	597,75
25,5	11634	12133	15199	689,17
26,0	11858	12383	15522	777,75
26,5	12069	12629	15825	861,76
27,0	12268	12854	16109	940,21
27,5	12456	13067	16377	1012,8
28,0	12634	13267	16630	1079,4
28,5	12803	13457	16869	1140,5
29,0	12965	13638	17096	1196,5
29,5	13119	13810	17312	1247,7
30,0	13266	13975	17519	1294,7
30,5	13408	14132	17716	1337,9
31,0	13544	14282	17905	1377,6
31,5	13675	14427	18087	1414,4
32,0	13801	14566	18262	1448,4
32,5	13923	14700	18430	1480,0
33,0	14041	14830	18592	1509,4

TABELA III-4 - Simulação dos yields absolutos ($\times 10^{-31} \text{cm}^2$)

Tabela III-5 - Yield Relativo

E_o (MeV)	$\frac{Y(\gamma, 2n)}{Y(\gamma, n)1964} \times 10^{-3}$	$\frac{Y(\gamma, 2n)}{Y(\gamma, n)1968} \times 10^{-3}$	$\frac{Y(\gamma, 2n)}{Y(\gamma, n)1971} \times 10^{-3}$
20,0	0,2811	0,2859	0,2308
20,5	1,8234	1,8345	1,4776
21,0	4,3123	4,2989	3,4553
21,5	7,7820	7,6982	6,1771
22,0	12,438	12,216	9,7957
22,5	18,218	17,807	14,255
23,0	24,637	23,970	19,173
23,5	31,375	30,407	24,307
24,0	38,339	37,033	29,589
24,5	45,424	43,753	34,946
25,0	52,459	50,406	40,248
25,5	59,238	56,802	45,344
26,0	65,588	62,778	50,106
26,5	71,403	68,238	54,456
27,0	76,685	73,145	58,365
27,5	81,309	77,507	61,841
28,0	85,439	81,360	64,910
28,5	89,081	84,750	67,611
29,0	92,287	87,730	69,985
29,5	95,108	90,346	72,070
30,0	97,592	92,647	73,903
30,5	99,783	94,672	75,517
31,0	101,72	96,458	76,941
31,5	103,43	98,036	78,199
32,0	104,95	99,434	79,313
32,5	106,30	100,67	80,302
33,0	107,50	101,78	81,182

A figura III-13 mostra estes resultados, evidenciando a grande diferença nos yields provocadas pelas discrepâncias na secção de choque. Para verificarmos a reprodutibilidade da simulação da curva de yield; fizemos outra leitura dos dados da secção de choque, ajustamos estas novas curvas e integramos com o espectro de Bremsstrahlung. Para a energia de 30 MeV, a diferença entre os yields obtidos, foram de 0,40% para a (γ, n) de Sund, 1,33% para a (γ, n) de Dreyer, e 0,13% para a $(\gamma, 2n)$, fornecendo uma reprodutibilidade melhor que 1,5% no yield relativo simulado por este procedimento.

Obtidos os valores de yield absoluto para as diferentes secções de choque, podemos calcular o yield relativo
$$\frac{Y [{}^{63}\text{Cu}(\gamma, 2n){}^{61}\text{Cu}]}{Y [{}^{63}\text{Cu}(\gamma, n){}^{62}\text{Cu}]}$$
 simulado com os dados da literatura. O resultado está na tabela III-5, e está graficada na figura III-14. Vemos a grande diferença no yield relativo obtido pelas três medidas.

O trabalho que iremos utilizar para normalização e comparação de nossos dados é o de Dreyer, como foi discutido na secção III-D, e o yield relativo obtido por Sund e por Fultz servem para complementar a discussão dos resultados obtidos por nossa medida. Estimamos o erro na curva de yield relativo simulado, como sendo de $\approx 5\%$, pesando os diferentes ajustes, os erros nas secções de choque iniciais, e a incerteza no limiar da $(\gamma, 2n)$.

III-G - Simulação da curva de yield relativo com perdas

O espectro de Bremsstrahlung $B(E_0, K)$ fornece o número de fótons emitidos por elétron incidente, por intervalo de

energia e por grama por centímetro quadrado de espessura do radiador atravessada. Para um radiador de espessura t , o feixe se degrada em energia conforme a equação de perdas (eq. III-33).

$W(T_0, T', t) dT'$ fornece a probabilidade do elétron ao incidir no radiador com energia T_0 , sair da outra face com energia entre T' e $(T' + dT')$. O número de fótons incidentes por intervalo de energia será dada por:

$$B(T', K) W(T_0, T', t) dT' dt \quad (\text{III-34})$$

integrando sobre a energia T' obtemos o espectro de fótons, levando em conta a perda de energia no radiador à profundidade t como:

$$\int_0^{T_0} B(T', K) W(T_0, T', t) dT' dt \quad (\text{III-35})$$

integrando sobre a espessura total τ do radiador, obtemos o número total de fótons gerados:

$$\int_0^{\tau} dt \int_0^{T_0} B(T', K) W(T_0, T', t) dT' \quad (\text{III-36})$$

verificando que a dependência do integrando com a espessura t está toda contida em $W(T_0, T', t)$, escrevemos:

$$\int_0^{T_0} B(T', K) dT' \left[\int_0^{\tau} W(T_0, T', t) dt \right] \quad (\text{III-37})$$

A expressão entre colchetes é a função de perdas S_T :

$$S_T (T', T_0, \tau) = \int_0^{\tau} W (T_0, T', t) dt \quad (\text{III-38})$$

com isto, escrevemos a expressão final de Bremsstrahlung diferencial em energia, como:

$$\phi (T_0, K) = \int_0^{T_0} B(T', K) S_T (T', T_0, \tau) dT' \quad (\text{III-39})$$

o yield $Y(T_0)$ é obtido calculando-se finalmente

$$Y (T_0) = \int_{E_{th}}^{T_0} \phi(T_0, K) \sigma(K) dK \quad (\text{cm}^2) \quad (\text{III-40})$$

A simulação da curva de yield com perdas foi feita através do programa SABRE2, feito por Aluisio N. Fagundes. O programa calcula a perda de energia como descrito na secção III-C.2, constroi a função de perdas S_T (expressão III-33), integra o produto desta função pelo espectro de Bremsstrahlung, construindo a função $\phi(T_0, K)$ (expressão III-39), e finalmente integra o produto de $\phi(T_0, K)$ com a secção de choque $\sigma(K)$ para fornecer o yield absoluto daquela secção de choque para o particular irradiador utilizado. O programa fornece também o erro no yield, calculado a partir dos erros fornecidos da secção de choque, integrando $\phi(T_0, k)$ com os maiores e o menores valores de $\sigma(K)$ dentro de seu erro experimental.

Fornecemos ao programa os 90 pontos medidos por Dreyer et al (ref. 27) para a secção de choque $^{63}\text{Cu}(\gamma, n)^{62}\text{Cu}$, com

Energia (MeV)	Y $\left[{}^{63}\text{Cu} (\gamma, n) {}^{62}\text{Cu} \right]$ $\times 10^{-27} \text{ (cm}^2\text{)}$	Yield(γ, n) sem perdas $\times 10^{-27} \text{ cm}^2$	Y $\left[{}^{63}\text{Cu} (\gamma, 2n) {}^{61}\text{Cu} \right]$ $\times 10^{-29} \text{ (cm}^2\text{)}$	Yield ($\gamma, 2n$) sem perdas $\times 10^{-29} \text{ (cm}^2\text{)}$
21	$1,0332 \pm 0,0030$	1,0687	$0,2631 \pm 0,079$	0,3693
22	$1,1650 \pm 0,0032$	1,1957	$1,0311 \pm 0,1344$	1,1713
23	$1,2775 \pm 0,0033$	1,3025	$2,2131 \pm 0,2288$	2,4972
24	$1,3731 \pm 0,0035$	1,3925	$3,8381 \pm 0,3010$	4,1204
25	$1,4538 \pm 0,0036$	1,4694	$5,6670 \pm 0,3638$	5,9137
26	$1,5264 \pm 0,0037$	1,5356	$7,5424 \pm 0,4315$	7,6946
27	$1,5887 \pm 0,0038$	1,5937	$9,2236 \pm 0,4930$	9,3018
28	$1,6444 \pm 0,0039$	1,6452	$10,6321 \pm 0,5521$	10,6791
29	$1,6945 \pm 0,0040$	1,6914	$11,9267 \pm 0,6112$	11,8374
30	$1,7373 \pm 0,0041$	1,7332	$12,9323 \pm 0,6488$	12,8088
31	$1,7737 \pm 0,0042$	1,7714	$13,7868 \pm 0,6863$	13,6291
32	$1,8080 \pm 0,0042$	1,8067	$14,4869 \pm 0,7211$	14,3292
33	$1,8397 \pm 0,0044$	1,8394	$15,0903 \pm 0,7512$	14,9326

TABELA III-6 - Simulação do yield com perdas de energia

seus erros experimentais, os dados do radiador e do alvo utilizado. Como a secção de choque (γ, n) tem um erro muito pequeno, os erros nos yields obtidos foram cerca de 0,5%. Para a obtenção do yield da reação $^{63}\text{Cu}(\gamma, 2n)^{61}\text{Cu}$ medida através da detecção dos nêutrons, fornecemos os dados de Fultz et al (ref. 24), com os respectivos erros experimentais. O erro no yield resultante foi cerca de 7%. Pelo fato do programa ser extremamente longo no processamento, obtivemos os yields para a (γ, n) e a $(\gamma, 2n)$ nas energias de 21, 23, 24, 25, 26, 27, 29 e 31 MeV, e interpolamos os resultados para as energias de 22, 28, 30, 32 e 33 MeV. A tabela III-6 mostra os resultados obtidos para o yield simulado com perdas de energia, bem como o yield simulado sem as perdas, segundo o procedimento descrito na secção III-F.

As figuras III-15 e III-16, mostram o yield absoluto obtido pelos dois processos. Todos os resultados do programa que simula a secção de choque sem perdas foram divididas por uma constante ($K = 101,078 \times 10^{29}$), que normaliza os dois yields, devido à diferentes unidades e normalizações do cálculo do yield com perdas (programa SABRE2) e sem perdas (programa SYMULL). Nestas figuras, vemos nitidamente que o efeito de perda de energia dos elétrons é pequeno, sendo que no yield da $(\gamma, 2n)$, o efeito é maior perto do pico da secção de choque (23 - 25 MeV), sendo que para $T > 27$ MeV, as diferenças entre as duas simulações são mínimas. Para a (γ, n) , o yield com perdas para a energia de 23 MeV é 2% menor que o yield sem perdas sendo que para $E > 27$ MeV, as diferenças são menores que 0,5%.

A partir dos yields da (γ, n) e da $(\gamma, 2n)$ simulados com perdas, podemos obter o yield relativo, que será comparado diretamente com nossos resultados. O yield relativo calculado com

perdas e o yield relativo sem perdas estão colocados na figura III-17. Vemos que a diferença entre as duas curvas só são visíveis na faixa de energia de 21 - 24 MeV. A partir de 26 MeV, os dois yields relativos são idênticos, o que demonstra a consistência entre os diferentes procedimentos na simulação do yield. Os erros graficados foram obtidos propagando-se as variâncias dos yields da (γ, n) e $(\gamma, 2n)$, e são devidos à imprecisão na medida da detecção direta dos nêutrons da reação $^{63}\text{Cu}(\gamma, 2n)^{61}\text{Cu}$.

O yield relativo que iremos utilizar para comparação com nossas medidas, é o yield com perdas, colocado na tabela III-7. Os valores nas energias de 22, 28, 30, 32 e 33 MeV, foram interpolados, levando-se em conta a curva de yield relativo sem perdas (para altas energias, as duas curvas são muito próximas).

Energia (MeV)	Yield relativo $\times 10^{-3}$
21	$2,546 \pm 0,765$
22	$8,851 \pm 1,154$
23	$17,324 \pm 1,792$
24	$27,952 \pm 2,193$
25	$38,981 \pm 2,504$
26	$49,413 \pm 2,829$
27	$58,058 \pm 3,106$
28	$64,656 \pm 3,361$
29	$70,385 \pm 3,611$
30	$74,439 \pm 3,739$
31	$77,729 \pm 3,874$
32	$80,127 \pm 3,993$
33	$82,026 \pm 4,088$

TABELA III-7 - Yield relativo com perdas

No próximo capítulo, descrevemos os resultados experimentais obtidos, e iremos compará-los diretamente com os resultados da tabela III-7. A diferença entre o yield relativo medido por atividade residual e o yield relativo detectando-se os nêutrons, fornecerá informações sobre os possíveis canais de decaimento por prótons no ^{61}Cu .

IV - RESULTADOS EXPERIMENTAIS E DISCUSSÕES

IV-A - Introdução

Foram feitas 102 irradiações no acelerador linear do IFUSP, onde foi medido o yield relativo entre as reações

$$\frac{Y[{}^{63}\text{Cu}(\gamma, 2n){}^{61}\text{Cu}]}{Y[{}^{63}\text{Cu}(\gamma, n){}^{62}\text{Cu}]} = Y_R$$

Dois processos de medida completamente independentes foram realizados. No primeiro processo, denominado LIC, foi irradiado cobre natural, utilizando um sistema de espectroscopia gama de alta resolução, com detetor de Ge-Li, com a identificação dos isótopos formados nas reações através de suas linhas características. No segundo processo de medida, denominado MCS, foi utilizado um alvo enriquecido em 99% de ${}^{63}\text{Cu}$, fornecido por Marcos Nogueira Martins. A atividade dos isótopos foi obtida acompanhando-se a linha de 511 keV proveniente da aniquilação dos β^+ dos decaimentos, com detetores de NaI(Tl) e eletrônica associada, sendo a separação dos isótopos feita pelas suas diferentes vidas médias. A comparação de nossos resultados será feita diretamente com o yield relativo simulado pelo programa SABRE2, com a secção de choque de Dreyer et al (ref. 27) para a (γ, n) e a secção de choque de Fultz et al (ref. 24) para a $(\gamma, 2n)$ medida diretamente com a contagem dos nêutrons emitidos. As perdas de energia dos elétrons no radiador utilizado e no alvo são levadas em conta, conforme procedimento descrito na secção III-G.

A sistemática geral das medidas foi descrita nas secções III-C, III-D e III-E. É importante salientar, que a energia de separação do próton no ${}^{61}\text{Cu}$ é de $S_p = 4,78$ MeV, e visto que

o limiar da $(\gamma, 2n)$ é de 19,74 MeV, o efeito de emissão de prótons deve ocorrer para energias maiores que $E_0 \approx 24,5$ MeV, mas devido ao fato de que o primeiro estado análogo isobárico no ^{61}Cu situa-se à 6,4 MeV, espera-se que o fenômeno de emissão de prótons ocorra à energias maiores que $E_0 \approx 26$ MeV, sendo que o yield relativo para energias menores que 26 MeV deve fornecer resultados que meditados por atividade residual, ou por detecção direta dos nêutrons devem ser idênticos, sendo que este fato fornece uma confirmação dos valores de intensidade e eficiência utilizados por nós. A consistência dos resultados medidos por atividade residual e por detecção direta dos nêutrons é testada pela concordância entre as duas medidas, até 26 MeV. Após 26 MeV, os resultados medidos por atividade residual devem sofrer um decréscimo em relação à detecção direta dos nêutrons, pela abertura de um novo canal de decaimento, via emissão de prótons pelo ^{61}Cu .

IV-B - Resultados obtidos por linhas características

Foram feitas 59 irradiações analisadas pelas linhas características. As variâncias nas medidas refletem principalmente os erros na integração dos fotopicos, desde que os erros nas intensidades das linhas, em eficiência do detector são muito menores que os erros estatísticos nos fotopicos. Nas medidas, foram levadas em conta a flutuação de corrente do acelerador, e descontado o tempo morto de análise do ADC durante as contagens.

A tabela IV-1 mostra os resultados obtidos pelo mêtodo de análise das linhas características. As irradiações foram feitas sem uma ordenação em energia, para evitar erros sistemáticos, e o número de irradiações por energia não é uniforme, devido à problemas em altas energias que o acelerador apresentou a par

Energia (MeV)	$Y_R \times 10^{-3}$	$Y_R \times 10^{-3}$	$Y_R \times 10^{-3}$
21,38	3,90±0,17	4,29±0,35	5,98±0,38
22,31	3,90±0,17	4,29±0,35	5,98±0,38
	14,16±0,83	12,92±0,70	13,76±0,59
23,33	17,78±0,73	24,63±0,90	22,02±0,77
	18,76±0,98	26,58±2,46	17,57±1,19
24,25	31,54±1,25	30,71±0,95	28,94±1,24
	29,68±0,98	28,99±1,71	28,40±1,37
25,25	38,84±1,45	40,00±1,73	42,55±1,63
	40,76±1,43	44,43±1,82	35,23±1,38
26,20	49,20±2,91	54,64±2,37	51,57±1,82
	43,31±3,38	49,77±2,22	43,90±1,42
27,10	50,36±3,31	56,31±2,73	48,10±2,69
28,20	58,55±1,91	64,97±2,87	62,70±3,59
29,11	67,95±1,19	60,83±2,42	65,92±5,43
	66,10±2,41	66,73±4,68	65,51±2,73
30,10	70,89±2,28	61,84±3,07	62,97±5,85
31,07	76,53±2,90	72,61±4,14	64,87±6,03
	75,16±3,12	71,76±3,00	72,19±4,52
32,07	74,71±4,94	79,83±2,58	77,27±3,62
32,97	81,01±3,27	80,88±4,42	80,94±4,07

TABELA IV-1 - Resultados para o yield relativo LIC
com as linhas de 283 keV,e 656 keV

tir da metade da tomada de dados. Os valores da calibração em energia são os obtidos por Philippe Gouffon, conforme descrito na secção II-A-2.

Os resultados da tabela IV-1 foram obtidos levando-se em conta as atividades das linhas de 283 keV e de 656 keV do ^{61}Ni . A linha de 283 keV apresenta problemas quanto à sua intensidade, e quanto ao valor da eficiência do detetor nesta energia, que tem um erro de 7%, contra um erro de 2% para a eficiência na energia de 656 keV. Pelo fato da linha de 283 keV situar-se na borda compton do gama de 511 keV, a sua integração é problemática, fornecendo um erro muito maior que a linha de 656 keV, cujo fundo é praticamente nulo. Portanto, vamos considerar como resultado LIC, o yield relativo calculado somente com a linha de 656 keV, apresentado na tabela IV-2. A discrepância entre os dois resultados é cerca de 10% e os resultados só com a linha de 656 possuem uma variância menor do que os calculados incluindo a linha de 283 keV. Quanto à determinação do yield de $(\gamma, 2n)$, não houve problemas, pois as linhas de 875 keV e 1173 keV, são intensas, e aparecem bem localizadas nos espectros.

A figura IV-1 mostra as medidas do yield relativo LIC em comparação com o yield relativo simulado utilizando-se as medidas da $(\gamma, 2n)$ obtidas detetando-se diretamente os nêutrons (tabela III-7).

Energia (MeV)	$Y_R \times 10^{-3}$	$Y_R \times 10^{-3}$	$Y_R \times 10^{-3}$
21,38	$3,74 \pm 0,17$	$5,63 \pm 0,31$	$4,28 \pm 0,35$
22,31	$12,14 \pm 0,58$ $11,31 \pm 0,54$	$12,91 \pm 0,57$ $13,84 \pm 0,72$	$13,18 \pm 0,50$
23,33	$17,73 \pm 0,73$ $17,23 \pm 1,05$	$24,60 \pm 0,89$ $20,83 \pm 0,67$	$25,70 \pm 2,34$ $17,77 \pm 0,38$
24,25	$31,29 \pm 1,24$ $25,55 \pm 1,18$	$30,88 \pm 0,96$ $28,22 \pm 0,87$	$27,47 \pm 1,56$ $26,36 \pm 0,96$
25,25	$39,31 \pm 1,47$ $40,71 \pm 1,43$	$39,70 \pm 1,72$ $35,35 \pm 4,34$	$42,23 \pm 1,59$ $43,75 \pm 1,66$
26,20	$38,01 \pm 1,43$ $41,02 \pm 2,42$	$51,53 \pm 1,82$ $46,53 \pm 2,72$	$54,20 \pm 2,35$ $37,41 \pm 2,54$
27,10	$50,30 \pm 3,30$	$45,42 \pm 2,46$	$48,37 \pm 2,31$
28,20	$57,44 \pm 1,09$	$57,92 \pm 1,61$	$53,26 \pm 1,64$
29,11	$58,56 \pm 0,847$ $59,94 \pm 2,33$	$63,42 \pm 3,00$ $58,88 \pm 2,24$	$59,60 \pm 3,39$ $58,56 \pm 4,83$
30,10	$70,80 \pm 2,36$	$57,28 \pm 2,88$	$58,06 \pm 5,20$
31,07	$76,53 \pm 2,90$ $70,45 \pm 3,74$	$65,18 \pm 2,69$ $68,04 \pm 4,56$	$62,30 \pm 5,56$ $63,73 \pm 2,54$
32,07	$71,45 \pm 4,56$	$71,34 \pm 3,18$	$69,68 \pm 1,79$
32,97	$65,65 \pm 4,46$	$67,59 \pm 3,58$	$69,24 \pm 2,74$

TABELA IV-2 - Medidas do yield relativo pelo método LIC

IV-C - Resultados obtidos pelo acompanhamento das meias vidas (MCS)

Foram feitas 43 irradiações com alvos de ^{63}Cu enriquecidos a 99%, e analisados acompanhando-se a linha de 511 KeV de aniquilação proveniente dos decaimentos β^+ dos produtos das reações em estudo. O sistema de medidas utilizado foi o de alta eficiência, com detetor de NaI(Tl), descrito na seção II-B-4. As variâncias das medidas refletem principalmente a indeterminação nas atividades iniciais fornecidas pelo programa de ajuste de decaimento múltiplo.

A tabela IV-3 mostra os resultados experimentais obtidos pelo método do acompanhamento das meias vidas, e a figura IV-2 mostra estas medidas obtidas por atividade residual em comparação com as medidas obtidas por Fultz et al, detetando diretamente os nêutrons.

IV-D - Discussão da compatibilidade entre os resultados LIC e MCS

Foi medido o yield relativo por duas metodologias distintas, que devem fornecer o mesmo valor da grandeza medida. Para uma melhor análise do comportamento das duas curvas, iremos comparar a média dos resultados, que possui uma flutuação estatística menor. Esta média pode ser calculada com um peso por ponto igual ao inverso da sua variância, ou então assumindo que os pontos têm erros aproximadamente iguais e calcula-se:

$$\bar{x} = \frac{\sum_{i=1}^N x_i}{N} \quad \text{com} \quad \sigma_{\bar{x}}^2 = \frac{1}{N-1} \sum (x_i - \bar{x})^2 \quad (\text{IV-1})$$

E_o	$Y_R \times 10^{-3}$	$Y_R \times 10^{-3}$	$Y_R \times 10^{-3}$
21,38	4,61 0,10	6,81±0,17	
22,31	4,57±0,57 10,36±0,11	16,37±0,31	11,43±0,07
23,33	23,59±0,35 18,02±0,71	22,25±0,52 20,19±0,42	16,17±0,35 20,94±0,26
24,25	25,00±1,30 31,76±0,15	35,04±0,95 26,80±0,19	30,19±0,10 33,63±0,21
25,25	27,75±1,04 36,96±0,20	34,23±0,24	39,60±0,67
26,20	37,31±0,49	36,71±0,33	37,55±0,34
27,10	40,13±2,59	46,87±0,62	44,08±0,21
28,20	46,67±0,13	50,24±0,06	
29,11	57,48±0,96	54,92±0,26	57,64±0,32
30,10	62,61±0,23	71,40±0,27	62,81±0,23
31,07	66,82±0,99 65,33±0,25	66,81±0,06	74,20±0,93
32,07	71,61±0,34		
32,97	76,31±0,55	69,53±0,45	

TABELA IV-3 - Resultados experimentais obtidos pelo método MCS

Escolhemos para o cálculo da média, este segundo método, pois os fatores experimentais levados em conta no cálculo da variância das medidas, não incluíam a instabilidade do acelerador, a oscilação do feixe em ângulo, e outros problemas associados à máquina, refletindo em variâncias muito menores do que são na prática. O erro em cada medida reflete apenas as incertezas na análise dos dados, nos ajustes do decaimento múltiplo, e nas integrações dos fotopicos. Calculando-se a média e as variâncias dos dados LIC e MCS segundo as expressões (IV-1), obtemos os resultados médios colocados na tabela IV-4. A última coluna desta tabela mostra o yield relativo detetando-se os nêutrons.

A figura IV-3 mostra o yield relativo médio medido pelos métodos LIC e MCS. A concordância dos dois resultados é muito boa na faixa de energia entre 21 e 24 MeV, com uma variância muito maior que as pequenas discrepâncias entre os dois resultados. Para a faixa de energia entre 25 e 28 MeV, os resultados MCS ficam cerca de 8% abaixo dos resultados LIC, embora a variância nesta faixa de energia é cerca de 10%, e somente os resultados à 28 MeV é que realmente caem fora da faixa de erro. Para o intervalo de energia de 29-33 MeV, a concordância das medidas volta a ficar muito boa, com todos os pontos caindo dentro das faixas de erro.

Portanto, podemos concluir que as medidas obtidas pelos dois métodos completamente distintos concordam muito bem entre si, para a faixa de energia de 21-24 e de 29-33 MeV. Pequenas discrepâncias na faixa de energia de 25-28 MeV, não prejudicam as conclusões finais, sendo o andamento das duas curvas muito regular.

E_O (MeV)	Yield relativo Médias LICx10 ⁻³	Yield relativo Médias MCSx10 ⁻³	Yield relativo Simulado x10 ⁻³
21,38	4,55±0,97	5,71±1,56	4,75±0,77
22,31	12,68±0,98	10,68±4,84	11,07±1,15
23,33	20,64±3,73	20,19±2,73	20,44±1,79
24,25	28,30±2,35	30,40±3,90	30,50±2,19
25,25	40,18±2,88	34,64±5,09	41,72±2,50
26,20	44,78±7,09	37,19±1,12	51,23±2,83
27,10	48,03±2,46	43,69±3,39	58,82±3,11
28,20	56,21±2,56	48,46±2,52	65,89±3,36
29,11	59,83±1,85	56,68±1,53	70,75±3,61
30,10	62,05±7,59	65,61±5,02	74,97±3,74
31,07	67,71±5,23	68,29±4,00	77,98±3,87
32,07	70,80±1,79	71,61±0,34	80,32±3,99
32,97	67,49±2,74	72,92±4,79	81,97±4,09

TABELA IV-4 - Médias dos resultados experimentais LIC e MCS

IV-E - O decaimento por prótons no ⁶¹Cu e os resultados experimen- tais

De acordo com o esquema de níveis de energia do ⁶¹Cu, a emissão de prótons por este isótopo é possível para energias no ⁶¹Cu maiores que $S_p = 4,78$ MeV. Considerando o limiar da reação ⁶³Cu(γ ,2n)⁶¹Cu, a emissão de prótons pode ocorrer para $E_\gamma > 24,58$ MeV. Considerando que o primeiro estado análogo no ⁶¹Cu situa-se à 6,40 MeV, e assumindo que a emissão de prótons esteja ligada à existência de estados análogos isobáricos, espera-se que a emissão de prótons se inicie para $E_\gamma = 26,20$ MeV, com o conse -

quente decrêscimo na curva de yield da reação $^{63}\text{Cu}(\gamma, 2n)^{61}\text{Cu}$ quando este yield é medido pela atividade residual do ^{61}Cu , em relação às medidas detetando-se diretamente os nêutrons devido ao fato da emissão de prótons alimentar estados do ^{60}Ni , e não alimentar o estado fundamental do ^{61}Cu .

A concordância de nossos resultados obtidos pela atividade residual do ^{61}Cu , com as medidas de Fultz et al, feitas pela detecção de nêutrons, até a energia de 24 MeV, é importante pelo fato de fornecer um padrão de comparação entre as duas medidas, sem a possível emissão de prótons. A concordância entre os resultados de Fultz et al e os nossos, é melhor que 6% até a energia de 24 MeV. Este valor está dentro das barras de erro das medidas de Fultz e das medidas por atividade residual, sendo a concordância muito boa. Isto elimina problemas quanto à valores incorretos de intensidade, eficiência, constantes de normalização, etc.

A partir de ≈ 26 MeV para as medidas de LIC e de ≈ 25 MeV para as medidas MCS, observamos um decrêscimo na produção do estado fundamental do ^{61}Cu , levando à conclusão de que a emissão de prótons pelos estados análogos isobáricos para energias maiores que 26 MeV, deva ocorrer. Para analisarmos a porcentagem de decaimento por prótons em relação ao decay por gamas nos estados análogos, simulamos várias curvas de yield relativo, com diferentes hipóteses. Resultados obtidos por J.C.Hardy (ref. 76) no estudo de prótons atrasados seguindo β -decay indicam que havendo a alimentação de um determinado estado análogo, o decay por prótons é quase 100% (ref. 77). Simulamos curvas de yield assumindo que a secção de choque se reduz em 100%, 60% e 40%, após 26 MeV, para analisarmos qual hipótese concorda com nossos resultados experimentais. A fi

figura IV-4 mostra estas curvas, junto com nossos resultados experimentais. A análise desta figura nos mostra que não é uma fração constante da secção de choque que se deprime, mas a depressão da secção de choque depende da energia, e isto é razoável assumindo que estados que não tem análogos isobáricos no ^{61}Ni são populados, e que estes estados não decaem diretamente por emissão de prótons, mas eventualmente o núcleo composto ^{61}Cu pode se deexcitar emitindo gamas, e alguns estados finais podem ser os estados análogos isobáricos, de onde pode ocorrer a emissão de prótons.

Entretanto, para a energia de 29,30 e 31 MeV, um decréscimo de 100% na secção de choque concorda com nossos resultados, enquanto que para a energia de 32 e 33 MeV, obtemos um decréscimo de 50-60% em $\sigma(E)$. Um resultados análogo foi obtido por Butler et al (ref. 78) no caso do ^{13}N , onde a secção de choque sofre uma forte depressão na região dos estados análogos, chegando a se anular, mas volta a subir lentamente com o aumento da energia, decrescendo novamente para energias mais altas, devido ã abertura de novos canais de decaimento (ver secção VI-3).

Não conseguimos explicar o fato de nossos resulta - dos serem cerca de 20% menores do que os valores esperados na região de 26-28 MeV. As medidas foram todas feitas com a mesma sistemática e as irradiações foram feitas sem sequência em energia, para evitarmos erros sistemáticos. Todavia, esta diferença na faixa de energia de 26-28 MeV não altera nossas conclusões. O fato do decréscimo na secção de choque medida por atividade residual iniciar-se em ≈ 26 MeV para as medidas LIC e em ≈ 25 MeV para as medidas MCS concordam dentro do erro experimental com a energêtica do esquema de níveis, de que o decaimento por prótons deve começar em 26 MeV, sendo que em nossos resultados experimentais, o

decrêscimo inicial é mais forte do que o esperado.

Portanto, os resultados experimentais levam à conclusão de que a emissão de prótons por estados análogos isobáricos no ^{61}Cu deve ocorrer, para energias maiores que 6,40 MeV no ^{61}Cu . O decréscimo na curva de yield chega a ser maior que 20% para $E = 27-33$ MeV, indicando um forte decréscimo na secção de choque da reação $^{63}\text{Cu}(\gamma, 2n)^{61}\text{Cu}$ quando medida por atividade residual

IV-F - A curva de secção de choque

A partir das medidas de yield relativo, podemos multiplicar estes resultados pelo yield simulado da (γ, n) obtida com perdas, e deste modo obtemos o yield absoluto da reação $^{63}\text{Cu}(\gamma, 2n)^{61}\text{Cu}$ medido por atividade residual. Este yield absoluto é medido em unidades de cm^2 , e normalizado para radiador de espessura unitária em g/cm^2 .

Os processos de inversão da equação de yield foram discutidos na secção III-B, sendo que o método de mínima estrutura é o que melhor se aplica aos nossos resultados, devido à magnitude de nossos erros experimentais. O espectro de Bremsstrahlung utilizado foi o de Schiff.

Foi obtida a média ponderada com os erros experimentais das medidas LIC e MCS, sendo que a variância do resultado final para o yield absoluto da $(\gamma, 2n)$ foi cerca de 6%. Há muitos problemas de flutuação na secção de choque invertida com curvas de yield que apresentem erros maiores que 3%, devido ao amortecimento excessivo que o método de mínima estrutura aplica sobre a secção de choque. Mesmo com valores altos de λ (parâmetro de suaviza-

ção), a secção de choque resultante oscila, embora o valor de X^2 calculado pelo método (eq. III-10) seja aproximadamente o número de pontos de yield, e esteja dentro da condição aceitável para a inversão. Devido aos erros grandes, e provavelmente superestimados, obtivemos valores de $X_{red}^2 = \frac{X^2}{n}$ muito próximos da unidade para uma faixa relativamente grande do parâmetro de amortecimento. Para λ variando de 10 a 100, X_{red}^2 foi menor que 1,10, com 28 graus de liberdade. O critério adotado pelo método de mínima estrutura, de que $X_{red}^2 = \frac{X^2}{n} \approx 1$ (n é o número de pontos de yield) para o ótimo amortecimento, não nos permite obter a melhor secção de choque criteriosamente, e os resultados obtidos devem ser interpretados apenas como indicativos do decréscimo na secção de choque, visto que os erros em $\sigma(E)$ devem ser maiores que 30%, o que juntamente com os erros experimentais da ordem de 20% nas medidas feitas por detecção direta dos nêutrons, torna difícil qualquer conclusão a partir dos valores das secção de choque.

O resultado obtido para $\lambda = 110$, está colocado na figura IV-5, juntamente com a secção de choque medida pela detecção direta dos nêutrons. O valor de X_{red}^2 obtido, $X_{red}^2 = 0,996$, não pode ser interpretado como um ótimo amortecimento, mas reflete uma superestimação das variâncias das medidas de Yield. O erro na secção de choque após um unfolding é muito difícil de ser avaliado, mas estimamos em torno de 30% para nossos resultados. O decréscimo após 25 MeV já era esperado, como podia ser visto pelas curvas de yield (fig. IV-4), mas a magnitude do decréscimo não pode ser obtida da curva de secção de choque, mas sim do yield relativo, que é um resultado direto, menos dependente da metodologia de análise dos resultados.

Qualitativamente, a secção de choque da reação

$^{63}\text{Cu}(\gamma, 2n)^{61}\text{Cu}$, medida por atividade residual deve ser o da figura IV-5, o que reflete a possibilidade de que a diferença entre as duas secções de choque medidas por detecção de nêutrons e por atividade residual seja devida à emissão de prótons pelos estados análogos do ^{61}Cu . Esta mesma conclusão pode ser obtida das curvas de yield relativo, independente da análise e do unfolding aplicado aos pontos de yield para a obtenção da secção de choque absoluta.

V - ASPECTOS TEÓRICOS

V-1 - O núcleo composto

Em diversos tipos de reações nucleares pode haver, entre o estado inicial e o estado final, a formação de um estado de equilíbrio, de meia vida longa comparada com o tempo de trânsito da partícula incidente no núcleo. Ao invés da imediata emissão de uma partícula após a interação inicial do projétil com o núcleo, ocorre uma distribuição da energia da partícula incidente, de modo que a energia e o momento são distribuídos no núcleo como um todo. Após a formação deste estado de equilíbrio, a memória de como o processo foi realizado se perde, e a este estado chamamos de Núcleo Composto. A hipótese de núcleo composto foi formulada por Bohr em 1936 (ref. 79), e o tempo de relaxação do núcleo é cerca de duas ou mais ordens de grandeza maior que o tempo de trânsito da partícula no núcleo.

Dois sistemas clássicos tem certas analogias com o núcleo composto: uma gota líquida aquecida da qual partículas são evaporadas, e a radiação de um corpo negro (adequada para a emissão). Em ambos os casos, a emissão é governada pela característica estatística do sistema, manifestada pela temperatura, que determina a forma do espectro de energia e a energia média de emissão. No caso nuclear, o valor da temperatura é pequena comparada com a energia de excitação total, e esta característica reflete a divisão desta energia entre muitos graus de liberdade, o que acarreta a emissão de partículas com baixa energia cinética comparada com a energia de excitação total.

Experimentalmente, a hipótese de núcleo composto foi testada por Ghoshal (ref. 80), que estudou as funções de exci

tação para a formação de ^{64}Zn , partindo de alfas incidentes em ^{60}Ni e de prótons em ^{63}Cu . Os resultados das secções de choque medidos estão na figura V-1, onde a escala da energia dos prótons

FIGURA V-1 - Secção de choque experimental para (p,n), (p,2n) e (p,pn) no ^{63}Cu e (α ,n), (α ,2n) e (α ,pn) no ^{60}Ni .

E_p , foi deslocada de 7 MeV em relação a E_α . As funções de excitação mostram o mesmo comportamento, independente da partícula incidente, o que indica a formação do núcleo composto ^{64}Zn . O espectro de emissão das partículas também é idêntico, independente do processo de formação.

A secção de choque para uma reação nuclear induzida

por um projétil b , de energia ϵ_b , em um alvo T , no formalismo do modelo estatístico - composto pode ser expresso pelo produto de dois termos: primeiro, a secção de choque para a formação do núcleo composto de energia de excitação U , e momento angular J_c , e segundo, o decaimento deste núcleo composto pelo canal x :

$$\sigma(b,x) = \sum_{J_c} \sigma_{\text{comp}}^b(U, J_c^k) \frac{r_x(U, J_c)}{\sum_i r_i(U, J_c)}$$

A secção de choque $\sigma_{\text{comp}}^b(U, J_c^k)$ geralmente chamada de secção de choque de captura, quando somada sobre J_c^k resulta na secção de choque de absorção $\sigma_b(\epsilon_b)$ do modelo ótico no canal b .

A descrição de uma reação nuclear em termos do decaimento de um sistema em equilíbrio de meia vida longa, no qual foi perdida a memória de como este sistema foi formado, é feita através do chamado "Modelo Estatístico" (ref. 81).

V-2 - O modelo estatístico

A teoria estatística explica uma parte considerável das secções de choque de reações nucleares, pelo fato de que nestes processos, o decaimento de um sistema em equilíbrio é governado pelo espaço de fase acessível ao sistema. A densidade de níveis no núcleo residual joga um papel fundamental no espaço de fase acessível ao sistema.

No caso do núcleo composto ser leve, o espaçamento entre os níveis é muito maior que a largura destes, e o número de partículas que podem ser excitados é pequeno, tornando a aplicabi

lidade do modelo estatístico mais difícil. Porém para núcleos médios e pesados, o espaçamento entre os níveis é muito menor que as larguras, acarretando que, para alguns MeV de energia de excitação, os níveis excitados se sobrepõem e são em número muito grande, de modo que é impossível tratá-los individualmente. Neste caso, o modelo estatístico é aplicado, mesmo levando-se em conta que o número de partículas nesse núcleo é muito menor que o exigido num tratamento estatístico, o que poderia comprometer o resultado.

A densidade de níveis em um determinado intervalo de energia, levando-se em conta todas as excitações possíveis, é um problema de análise combinatória, podendo portanto ser tratado como um problema de Mecânica Estatística.

V-2.A - A densidade de níveis nucleares

A densidade de níveis de energia é uma das partes mais importantes do espaço de fase, e exerce uma influência decisiva no resultado final de uma reação nuclear.

Consideremos o núcleo como formado de fermions, com níveis de energia discretos. Para visualização do problema, consideremos um sistema de fermions de apenas um tipo, e um conjunto de níveis de energia equidistantes, $1d$, $2d$, $3d$, como aparece na figura V-2.

O estado fundamental do sistema é aquele onde todos os fermions estão nos níveis de menor energia possíveis. Neste exemplo, corresponde a uma energia de $21d$, e apenas a configuração A tem essa energia. Quando a energia de excitação do sistema

é de $U = 1d$, ou seja, a energia total $E = 22d$, que é a situação B, somente uma configuração é possível. Com a energia de excitação $U = 2d$, e existem duas configurações possíveis, com $U = 3d$, três configurações (D) e assim por diante. Euler resolveu exatamente este problema de análise combinatória, e a figura V-3 mostra a variação de $\rho(E)$ com E , sendo que a curva contínua representa a densidade de níveis que iremos obter na secção V-2-B.

FIGURA V-3

Esta propriedade do crescimento muito rápido da densidade de níveis é confirmada experimentalmente.

O vocabulário utilizado é o da Mecânica Estatística, pela similaridade dos problemas tratados, mas lembremo-nos que com energias de excitação de 10-15 MeV, temos um número muito pequeno de partículas excitadas, o que tornaria a definição de temperatura, por exemplo, problemática para tal sistema. Porém, se utilizada criteriosamente, a analogia termodinâmica se torna muito útil.

Seja uma hamiltoniana H , e um conjunto de autovalores $E_1, E_2, \dots, E_i, \dots$. Definimos a função de partição $z(\beta)$ como:

$$z(\beta) = \sum_i \exp(-\beta E_i) \quad (V-2)$$

onde β é um parâmetro ligado à temperatura nuclear. Desprezando as larguras dos níveis, a densidade de níveis pode ser representada como uma soma de funções delta de Dirac, uma para cada estado nuclear:

$$\rho(E) = \sum \delta(E - E_i) \quad (V-3)$$

A função de partição pode então ser escrita:

$$z(\beta) = \int_0^{\infty} \rho(E) \exp(-\beta E) dE \quad (V-4)$$

desta expressão vemos que é possível expressar $\rho(E)$ em relação à função de partição, através de uma transformada de Laplace:

$$\rho(E) = \frac{1}{2\pi i} \int_{-i\infty}^{+i\infty} z(\beta) \exp(\beta E) d\beta \quad (V-5)$$

Portanto, um conhecimento da função de partição é equivalente a um conhecimento da densidade de níveis. Esta integral pode ser avaliada pelo método do "steepest Descent" (ref. 82). O método envolve aproximação no integrando, e a característica discreta da densidade de níveis desaparece. O integrando tem um ponto de mínimo dado por:

$$-\frac{d}{d\beta} \ln(z(\beta)) \Big|_{\beta=\beta_0} = -\frac{d}{d\beta_0} \ln(z(\beta_0)) = E \quad (V-6)$$

e a densidade de níveis resulta:

$$\rho(E) = \frac{\exp \left\{ \ln z(\beta_0) + \beta_0 E \right\}}{\left(2\pi \left(\frac{d^2 \ln z(\beta_0)}{d\beta_0^2} \right) \right)^{1/2}} \quad (V-7)$$

Onde da Mecânica Estatística sabemos que o expoente da expressão (V-7), é a entropia S do sistema

$$S = \ln z(\beta_0) + \beta_0 E \quad (V-8)$$

e o valor de β no seu mínimo é identificado na mecânica estatística com o inverso da temperatura termodinâmica t .

$$t = \frac{1}{\beta_0} \quad (V-9)$$

onde a relação da entropia com a temperatura continua a mesma, e com o uso da expressão V-6 escrevemos:

$$\begin{aligned} \frac{dS}{dE} &= \frac{d}{dE} \left[\ln z(\beta_0) + \beta_0 E \right] = \frac{d\beta_0}{dE} \frac{d}{d\beta_0} \ln z(\beta_0) + \beta_0 + E \frac{d\beta_0}{dE} = \\ &= \beta_0 = \frac{1}{t} \end{aligned} \quad (V-10)$$

Podemos então escrever a densidade de níveis como:

$$\rho(E) = \frac{\exp(S)}{\left(-2\pi \frac{dE}{d\beta_0}\right)^{1/2}} \quad (V-11)$$

Se desprezarmos a variação no denominador, teremos que $\rho(E) = \exp(S)$ o que leva a $S = \ln(\rho(E))$, resultado que pode ser obtido de forma qualitativa. Entretanto, a temperatura nuclear pode ser uma fração não desprezível da energia de excitação, o que não acontece no problema termodinâmico. Se quisermos utilizar a nomenclatura termodinâmica, é conveniente definir o logaritmo da densidade de níveis como a "entropia nuclear", cuja derivada em relação a

energia, define a temperatura nuclear T :

$$\frac{1}{T} = \frac{d}{dE} \ln \rho(E) \quad (V-12)$$

A relação entre a temperatura termodinâmica t , e a temperatura nuclear T , pode ser dada no modelo de gás livre de Lang e Le Couteur (ref. 83), como:

$$\frac{1}{T} = \frac{1}{t} - \frac{2}{U} \quad (V-13)$$

onde vemos que para altas energias de excitação, $T \approx t$.

Se quisermos obter a variação da temperatura nuclear com a energia, teremos que fazer uso da grande função de partição $Z(\beta)$, como na mecânica estatística, onde poderemos calcular a energia E do sistema, o número de partículas N , a equação de estado e a entropia do sistema. Se considerarmos um número quântico N , que pode ser o número de nêutrons, e a energia associada a cada estado nuclear N como $E_i(N)$, temos que a grande função de partição é definida como:

$$Z(\beta, \alpha) = \sum_{i, v} \exp \left\{ \alpha v - \beta E_i(v) \right\} \quad (V-14)$$

com uma densidade de níveis:

$$\rho(E, N) = \sum_{i, v} \delta(v - N) \delta(E - E_i(v)) \quad (V-15)$$

A densidade de níveis é novamente a transformada de Laplace da

função de partição:

$$\rho(E, N) = \frac{1}{(2\pi i)^2} \int_{-i\infty}^{+i\infty} \int_{-i\infty}^{+i\infty} Z(\beta, \alpha) \exp(\beta E - \alpha N) d\beta d\alpha \quad (V-16)$$

Pela aplicação do método do "steepest descent" a esta integral, obtemos a seguinte densidade de níveis:

$$\rho(E, N) = \frac{\exp \left[\ln Z(\beta_0, \alpha_0) + \beta_0 E - \alpha_0 N \right]}{2\pi (-\det A)^{1/2}} \quad (V-17)$$

onde as variáveis de mínimo no ponto de sela α_0 e β_0 são obtidos da condição de mínimo no numerador:

$$E + \frac{\partial}{\partial \beta_0} \ln Z(\beta_0, \alpha_0) = 0 \quad (V-18)$$

$$N - \frac{\partial}{\partial \alpha_0} \ln Z(\beta_0, \alpha_0) = 0 \quad (V-19)$$

e

$$\det A = \begin{vmatrix} \frac{\partial^2 \ln Z(\beta_0, \alpha_0)}{\partial^2 \beta_0} & \frac{\partial^2 \ln Z(\beta_0, \alpha_0)}{\partial \beta_0 \partial \alpha_0} \\ \frac{\partial^2 \ln Z(\beta_0, \alpha_0)}{\partial \alpha_0 \partial \beta_0} & \frac{\partial^2 \ln Z(\beta_0, \alpha_0)}{\partial^2 \alpha_0} \end{vmatrix} \quad (V-20)$$

O parâmetro α_0 , é geralmente expresso pelo potencial químico μ , definido como:

$$\alpha_0 = \beta_0 \mu \quad (V-21)$$

Neste ponto, informações adicionais sobre a natureza do sistema físico estudado devem ser colocados, para obtemos qualquer conclusão teórica sobre a densidade de níveis. A maioria dos modelos para a densidade de níveis assumem o modelo de gás de Fermi como partida. Existem modelos nos quais o núcleo é considerado como um sistema de nêutrons e prótons livres confinados num volume nuclear (ref. 84-85), ou como nucleons se movendo em um potencial do modelo de camadas (ref. 86-87), ou ainda como nucleons com interações residuais de emparelhamento em um potencial quadrado deformado (ref. 88). A filosofia destas aproximações é trocar a interação nucleon-nucleon não conhecida, por um potencial médio. Seguiremos o formalismo de Ericson (ref. 86), que é um tratamento mais geral.

Consideremos um sistema de Fermions independentes com níveis de energia $E_1, E_2, \dots, E_S, \dots$, com um número de ocupação para cada estado n_s , que vale 0 ou 1 pelo princípio de exclusão. O número total de Fermions N , e a energia do sistema E são dados por

$$\sum_s n_s = N \quad (V-22)$$

$$\sum_s n_s E_s = E$$

Podemos associar uma densidade de níveis de partícula única $g(E)$ com o conjunto de estados E_S :

$$g(E) = \sum_s \delta(E - E_S) \quad (V-23)$$

Deste modo, a grande função de partição pode ser escrita, com as expressões (V-14) e (V-22), como:

$$Z(\beta, \alpha) = \sum_{n_s} \exp \left\{ \beta \sum_s n_s E_s - \alpha \sum_s n_s \right\} = \prod_s \left[1 + \exp(\alpha - \beta E_s) \right] \quad (V-24)$$

tomando o logaritmo desta expressão e usando $g(E)$ obtemos:

$$\ln Z(\beta, \alpha) = \sum_s \ln \left[1 + \exp(\alpha - \beta E_s) \right] = \int_0^\infty g(E) \ln \left[1 + \exp(\alpha - \beta E) \right] dE \quad (V-25)$$

No estado fundamental, todos os níveis de um fermion, $E_1, E_2, \dots, E_N$ estão preenchidos, e o restante está desocupado. Definimos a energia de Fermi como

$$E_0 = \frac{E_N + E_{N+1}}{2}$$

onde valem as propriedades

$$\int_0^{E_0} g(E) dE = N \qquad \int_0^{E_0} E g(E) dE = E_0 N \quad (V-27)$$

A expressão (V-25) não é conveniente, por conter implicitamente a energia E_0 do sistema e o nº de partículas N , e nós queremos a densidade de níveis em função da energia de excitação U :

$$U = E - E_0 \quad (V-28)$$

Para isto, vamos tomar a integral (V-25) e resolvê-la em duas partes, uma de 0 a $\mu = \alpha/\beta$, e outra de μ a ∞ :

$$\begin{aligned} \ln Z(\beta, \alpha) &= \int_0^\infty \left\{ g(\mu+E) + g(\mu-E) \right\} \ln \left[1 + \exp(-\beta E) \right] dE + \beta \int_0^\mu g(E) (\mu-E) dE \\ &= -\beta E_0 + \alpha N + \int_0^\infty \left\{ g(\mu+E) + g(\mu-E) \right\} \ln \left[1 + \exp(-\beta E) \right] dE + \beta \int_{E_0}^\mu g(E) (\mu-E) dE \end{aligned} \quad (V-29)$$

onde utilizamos o fato que $g(E) = 0$ para $E < 0$, conforme (V-23). Esta expressão contém explicitamente N e E_0 , e relaciona diretamente Z com $g(E)$. Após uma escolha para $g(E)$, podemos calcular a função de partição do núcleo, e assim obtermos a densidade de níveis $\rho(E)$.

V-2-B - O modelo de níveis eqüidistantes

Um modelo simples, que é básico na descrição de diversos modelos de gás de Fermi, é aquele em que os níveis de fermions são eqüidistantes com um espaçamento d , de modo que

$$g(E) = g_0 = d^{-1} \quad (V-30)$$

com este modelo, a função de partição, expressão (V-29) resulta

$$\ln Z(\beta, \alpha) = -\beta E_0 + \alpha N + \frac{2\pi^2}{12} g_0 \beta^{-1} + \frac{\beta g_0}{2} (\mu - E_0)^2 \quad (V-31)$$

Neste ponto, para calcular a densidade de níveis a partir da função de partição, empregamos o método do "steepest descent", equações V-16 à V-20. As equações V-18, e V-19 com esta função de partição, introduzindo a energia de excitação $U = E - E_0$, se tornam:

$$\mu = E_0 \quad (V-32)$$

$$U - \frac{\pi^2}{6} g_0 \beta^{-2} - \frac{g_0}{2} (\mu^2 - E_0^2) = 0 \quad (V-33)$$

de modo que

$$U = \frac{\pi^2}{6} g_0 \beta^{-2} = \frac{\pi^2}{6} g_0 t^2 \quad (V-34)$$

onde t corresponde à temperatura termodinâmica, e o cálculo da ex

pressão (V-17), para a densidade de níveis fornece:

$$\rho(U) = \frac{\exp 2\sqrt{\frac{\pi^2}{6}} g_0 U}{\sqrt{48} U} \quad (V-35)$$

que é finalmente a expressão da densidade de níveis em função da energia de excitação.

O problema correspondente, quando há dois férmions, (nêutrons e prótons), pode ser resolvido analogamente. Se os espaçamentos equidistantes são d_n e d_p , a densidade de fermions total g_0 é:

$$g_0 = d_n^{-1} + d_p^{-1} = g_n + g_p \quad (V-36)$$

a energia de excitação é:

$$U = \frac{\pi^2}{6} g_0 t^2 \quad (V-37)$$

e a densidade de níveis fica

$$\rho(U) = g_0 \left(\frac{g_0^2}{4g_n g_p} \right)^{1/2} \frac{6^{1/4}}{12} \frac{\exp \left[2\sqrt{\frac{\pi^2}{6}} g_0 U \right]}{(g_0 U)^{5/4}} \quad (V-38)$$

onde o fator $(g_0^2/4g_n g_p)$ é geralmente próximo da unidade. A equação V-38 é a curva contínua da figura V-1, e concorda com o resultado obtido por Euler. Para valores de U próximos à zero, o resultado para $\rho(U)$ se afasta da solução de Euler, e isso acontece devido ao método aproximado de "steepest descent".

Usualmente definimos o parâmetro de densidade de ní

veis a, como

$$a = \frac{\pi^2}{6} g_0^2 \quad (V-39)$$

e a equação de estado então se torna:

$$U = a t^2 \quad (V-40)$$

Para altas energias de excitação, o comportamento da densidade de níveis é dado pelo termo exponencial:

$$\rho(U) \sim \exp (2 \sqrt{aU}) \quad (V-41)$$

Este procedimento descrito é o obtido por Ericson (ref. 82). Lang obteve uma densidade de níveis, seguindo aproximadamente o procedimento de Ericson, mas com outras aproximações na aplicação do método, e obteve como densidade de níveis (ref.89)

$$\rho(U) = \frac{1}{12} \left(\frac{\pi^2}{a} \right)^{1/4} \frac{1}{(U+t)^2} \exp. \left[2 \sqrt{aU} \right] \quad (V-42)$$

Deste modo a equação de estado se torna:

$$U = a t^2 - t \quad (V-43)$$

Através da definição da temperatura nuclear,

$$\frac{d}{dE} \ln \rho(E) = \frac{1}{T} \quad (V-44)$$

A expressão da densidade de níveis de Lang (eq. V-42) fornece a relação entre a energia de excitação e a Temperatura Nuclear:

$$U \equiv a T^2 - 4T \quad (V-45)$$

Para altas energias de excitação, o tratamento de Ericson e de Lang fornecem o mesmo comportamento para a densidade de níveis, e a mesma equação de estado.

Pelo fato dos estados nucleares estarem degenerados aos pares, para um poço nuclear com um eixo de simetria (ref. 90), a energia de emparelhamento dos nucleons pode ser uma fração razoável da energia de excitação, principalmente para núcleos leves ímpar-ímpar. Lang e Le Couteur (ref. 91) deduziram uma equação de estado, válida em altas energias de excitação, dada por:

$$E + \frac{a \delta^2}{4,9} + \epsilon \delta = a t^2 - t \quad (V-46)$$

onde o lado esquerdo desta expressão corresponde a uma energia de excitação efetiva E' , ϵ é uma constante que toma os valores 0, 1, ou 2, para núcleos par-par, de massa ímpar, e ímpar-ímpar, respectivamente. A quantidade 2δ é a energia de emparelhamento, dada por

$$2\delta = \begin{cases} - 0,072 A^{-3/4} & \text{para núcleos com } Z \text{ ímpar} \\ + 0,072 A^{-3/4} & \text{para núcleos com } Z \text{ par} \end{cases}$$

ou então como

$$2\delta = 3,36 - 0,0084 A \quad (\text{MeV}) \quad \text{para } A > 40 \quad (\text{ref. 152}) \quad (V-47)$$

a utilização da energia efetiva E' não altera a relação entre as temperaturas nuclear e termodinâmica previstas pelo modelo de gás de Fermi.

V-2-C - A densidade de níveis como função do momento angular

Abordaremos agora, o papel do momento angular na densidade de níveis, dada sua importância. Sarantites et al (ref.

102) deduz a densidade de níveis $\rho(U, J)$ dependente do momento angular, para um sistema de v fermions. O momento angular total J , e sua projeção M de um nível excitado nuclear pode ser expressa em termos dos momentos angulares individuais j_i (com projeção m_i), das i partículas constituintes, das quais v estão excitadas, assim:

$$J = \sum_{i=1}^U j_i \quad \text{e} \quad M = \sum_{i=1}^U m_i \quad (\text{V-48})$$

onde vamos assumir que há igual probabilidade para $+m_i$, e $-m_i$ dentro do intervalo $+j$ e $-j$, deste modo $\langle m_i \rangle = 0$, mas $\langle m_i^2 \rangle \neq 0$

Podemos obter a densidade de níveis dependentes do momento angular assumindo que se o núcleo tem um momento angular J , podemos associar uma energia

$$E_r = \frac{\hbar^2 J (J + 1)}{2 \mathcal{I}} \quad (\text{V-49})$$

onde $\mathcal{I}$ é o momento de inércia nuclear, com o movimento rotacional, e esta energia não é acessível para excitação intrínseca (ref. 92). A densidade de estados pode ser escrita como:

$$\rho(U, J) = \rho(U - E_r) \quad (\text{V-50})$$

e quando $\frac{E_r}{U}$ é pequena comparada à unidade, a expansão binominal da raiz quadrada de $\rho(U)$ fornece.

$$\rho(U, J) = \rho(U) \exp \left[- \frac{E_r}{t} \right] \quad (\text{V-51})$$

e, esta aproximação é tão melhor quanto J é pequeno e U é grande.

A densidade de estados dependente de U e de J é escrita como:

$$\rho(U, J) = \frac{\sqrt{2}}{48} a^{1/2} \left(\frac{\hbar^2}{J} \right) \frac{(2J+1)}{(U+t)^2} \exp \left[2 \sqrt{aU} - \frac{\hbar^2 J(J+1)}{2Jt} \right] \quad (V-52)$$

Uma dedução rigorosa desta dependência foi feita por Lang (ref. 91), que chega exatamente ao mesmo resultado, supondo uma distribuição normal das projeções M, com uma variância σ^2 , chamada de parâmetro de corte de spins, que está ligada à temperatura termodinâmica t e ao momento de inércia nuclear segundo:

$$\sigma^2 = \frac{J t}{\hbar^2} \quad (V-53)$$

Há grandes discrepâncias nos parâmetros da densidade de níveis obtida pelo modelo estatístico. Para o parâmetro de densidade de níveis $\underline{a}$, Sarantites (ref. 93) obteve o valor $\underline{a} \approx \frac{A}{27}$ onde A é o número de massa, valor este menor que o previsto pelo modelo de gás de Fermi, considerando nucleons livres em um poço quadrado de raio $1,2 A^{1/3} F$, que resulta $\underline{a} \approx \frac{A}{8}$. Um valor de $\frac{A}{56}$ para $\underline{a}$, foi obtido por Hurwitz et al (ref. 94) na análise do espectro de evaporação de prótons. Um valor de $\frac{A}{6}$ foi obtido por Thomson (ref. 95) nos dados de espalhamento inelástico de neutrons no Índio. Bishop et al (ref. 96) obteve um valor de $\frac{A}{7}$ na análise de razões de isômeros. O segundo parâmetro é o valor do momento de inércia, que entra na dependência da densidade de níveis com o momento angular. No modelo de gás de Fermi, J tem o valor do corpo rígido:

$$J = J_{\text{rig}} = \frac{2}{5} M R^2 A \approx \frac{A^{3/4}}{75} \frac{\text{MeV}}{\hbar^2} \quad (V-54)$$

Entretanto, valores como $\mathcal{I} = 0,35 \mathcal{I}_{\text{rig}}$ foram obtidos. Eterlund e Pate (ref. 97) observaram um decréscimo de $\mathcal{I}/\mathcal{I}_{\text{rig}}$ com o aumento do número atômico, e Dudey (ref. 98) obteve um decréscimo de $\mathcal{I}/\mathcal{I}_{\text{rig}}$ com o decréscimo da energia de excitação em cálculos de razões de yield de isômeros.

Como estes parâmetros estão ligados à temperatura nuclear, esta também tem uma incerteza intrínseca, mas pode ser medida diretamente, através do espectro de evaporação de partículas, como descrito na próxima secção. Particularmente, a temperatura nuclear será um parâmetro importante na comparação de nossos resultados experimentais com as previsões do modelo estatístico.

V-2-D - O espectro de evaporação de partículas

A existência de um estado intermediário bem definido do núcleo composto, permite a aplicação do princípio do balanço detalhado: a probabilidade de transição de um estado $\underline{a}$ para um estado $\underline{b}$ W_{ab} , está relacionada com a probabilidade de transição do estado $\underline{b}$ ao estado $\underline{a}$, W_{ba} , por:

$$\rho_a W_{ab} = \rho_b W_{ba}^* \quad (\text{V-55})$$

onde ρ_a e ρ_b são as densidades de estados a e b , e o asterisco representa a transição reversa no tempo, ou seja, a transição na qual todas as velocidades e momento angular orbital trocaram de sinal. Seja o estado $\underline{a}$, o sistema composto intermediário que tem uma densidade de níveis ρ_c . Seja $P_v(E_v)$ a probabilidade por unidade de tempo de emitir uma partícula v com uma energia E_v . A partícula emitida possui um peso estatístico $(2S_v + 1)$ devido ao seu spin, tendo velocidade v_v e momento p_v . O núcleo residual tem uma

energia E_v^* e uma secção de choque para absorver partículas v no estado composto $\sigma_v^*(E_v)$. O núcleo e a partícula ocupam um volume V . A probabilidade de captura da partícula v pelo núcleo é

$$\frac{v_v \sigma_v^*(E_v)}{V} \quad (V-56)$$

a correspondente densidade de estados é o fator do espaço de fase:

$$g_v \frac{4\pi p_v^2}{h^3} \frac{dE_v}{dp_v} V \quad (V-57)$$

multiplicada pela densidade de níveis $\rho_v(E_v^*)$ do núcleo residual. Observando que

$$\frac{dE_v}{dp_v} = v_v \quad (V-58)$$

obtemos:

$$\rho_c P_v(E_v) = g_v \frac{4\pi p_v^2}{h^3} \sigma_v^*(E_v) \rho_v(E_v^*) \quad (V-59)$$

A probabilidade total de decaimento P , é a soma sobre todas as probabilidades de decaimento de partículas, sobre todas as energias, e sobre todas as espécies de partículas.

$$P = \sum_v \int P_v(E_v) dE_v \quad (V-60)$$

Em um processo, o estado composto intermediário é formado com uma certa secção de choque $\sigma_c(a)$, e a secção de choque para a emissão da partícula v é escrita como:

$$\sigma(a; E_v) = \sigma_c(a) \frac{P_v(E_v)}{P} \quad (V-61)$$

que escrevendo explicitamente, usando (V-59), resulta:

$$\sigma(a; E_v) = \sigma_c(a) \frac{g_v p_v^2 \sigma_v^*(E_v) \rho_v(E_v^*)}{\sum_v g_v \int_0^\infty p_v^2 \sigma_v^*(E_v) \rho_v(E_v^*) dE_v} \quad (V-61)$$

que é referida como fórmula de Ewing - Weisskopf (ref.99). Esta expressão contém a maioria das características do decaimento estatístico. O decaimento é independente do modo de formação, mas esta afirmação depende da não consideração das restrições do momento angular na formação do núcleo composto, pois com partículas mais pesadas, podemos atingir estados de momento angular com valores de J mais altos, e o decaimento do núcleo composto será diferente do obtido com partículas mais leves.

A aproximação de evaporação envolve duas suposições:

(1) - O núcleo é considerado como um corpo negro, que absorve todas as partículas incidentes em sua superfície. Com barreira coulombiana B_v , a secção de choque inversa vale nesta aproximação (ref. 100).

$$\sigma_v^*(E_v) = \begin{cases} 0 & \text{para } E_v < B_v \\ \pi R^2 \left(1 - \frac{B_v}{E_v}\right) & \text{para } E_v > B_v \end{cases} \quad (V-62)$$

(2) - A temperatura nuclear é constante na região relevante de emissão, de modo que a densidade de níveis $\rho_v(E_v^*)$ po

de ser aproximada por $\rho_v(U) e^{-\frac{E_v}{T}}$, onde $E_v^* = U - E_v$, onde foi feita a expansão:

$$2 \sqrt{a(U-E_v)} = 2 \sqrt{aU} \left(1 - \sqrt{\frac{E_v}{U}}\right) \approx 2 \sqrt{aU} \left(1 - \frac{1}{2} \frac{E_v}{U}\right) = 2 \sqrt{aU} - E_v \sqrt{\frac{a}{U}} \quad (V-63)$$

onde, colocando $T = \sqrt{\frac{U}{a}}$, obtemos o resultado desejado. Escrevendo a energia E_v como $E_v = \frac{p_v^2}{2\mu_v}$ sendo μ_v a massa reduzida da partícula v , podemos escrever (VI-61) na forma:

$$\sigma(a; E_v) = \sigma_c(a) \frac{g_v \mu_v E_v \sigma_v^*(E_v) \rho_v(E_v^*)}{\sum_v g_v \mu_v \int_0^\infty E_v \sigma_v^*(E_v) \rho_v(E_v^*) dE_v} \quad (V-64)$$

onde na aproximação de evaporação a distribuição em energia da partícula emitida é então:

$$\sigma(a; E_v) \propto \begin{cases} 0 & \text{para } E_v < B_v \\ (E_v - B_v) \exp\left(-\frac{E_v}{T}\right) & \text{para } E_v > B_v \end{cases} \quad (V-65)$$

No caso de nêutrons, onde não há barreira coulombiana, obtemos:

$$\sigma(a; E_n) \propto E_n \exp\left(-\frac{E_n}{T}\right) \quad (V-66)$$

que é a distribuição de energia de Maxwell, que tem um máximo para $E_{nm} = T$ e energia média $\bar{E}_n = 2T$.

A temperatura nuclear é um parâmetro fundamental no

espectro das partículas emitidas. Thomson (ref. 101) estudou as densidades de níveis nucleares, mecanismos de reações, e mediu temperaturas nucleares para 12 elementos, através de espalhamento inelástico de nêutrons. O espectro de evaporação dos nêutrons foi medido, e a formação de núcleo composto foi o mecanismo de reação predominante, embora a interação direta possa ser significativa, emitindo nêutrons de energia relativamente alta.

O espectro de evaporação dos nêutrons no cobre foi medido por tempo de voo, para uma energia incidente de $E_0 = 7,0$ MeV, e uma temperatura nuclear de $T = 0,79$ MeV foi medida para estas condições, como pode ser visto na figura V-4.

Gráfico de $N(E)$ em função da energia do nêutron emitido E , para o espalhamento inelástico de nêutrons de 7 Mev no Cobre

Gráfico de $\text{Log}(N(E)/E)$ versus energia de excitação E^* para nêutrons espalhados inelásticamente no Cobre

Figura V-4

Como pode ser visto pelos espectros, a expressão (V-66) ajusta bem os dados, e vemos que na parte de alta energia, nêutrons provenientes de reação direta estão presentes, onde pelo fato da energia no processo direto não ser equipartida pelo núcleo como um todo, as partículas emergentes por este processo possuem energia mais alta que as provenientes do processo evaporativo.

V-3 - Modos de decaimento radioativo envolvendo a emissão de prótons

O decréscimo na energia de ligação de prótons, para núcleos deficientes em nêutrons, pode levar a dois fenômenos: a emissão de prótons atrasados e a radioatividade de prótons. A emissão de prótons atrasados em um grande número de elementos representa um processo complexo, consistindo de duas etapas, envolvendo o Beta-decay e em seguida a emissão de prótons. O atraso na emissão de prótons é determinada pela meia vida do decaimento beta precedente. A emissão de prótons atrasados foi observada em 1962 por Karnankov e outros (ref. 106), e a primeira identificação de um emissor de prótons seguindo o decaimento Beta (^{25}Si) foi feita por Barton e outros em 1963 (ref. 107). O fenômeno da radioatividade de prótons foi previsto teoricamente por Goldanskii em 1965, mas a primeira e única observação deste fenômeno coube a J.Cerny e outros (ref. 103, 104) que identificaram o $^{53\text{m}}\text{Co}$ como um nuclídeo que decai via emissão direta de prótons.

Uma expressão analítica para a energia de ligação do último próton pode ser obtida da fórmula semi-empírica de Weizsäcker, como: (ref. 108)

$$E_p \approx 931,14 \left\{ a_1 - a_2 \frac{2}{3A^{1/3}} + a_3 \frac{1}{A-1} \left[\left(\frac{A}{2} - Z \right) + \frac{1}{4} \right] - a_4 \frac{2Z - 1}{A^{1/3}} + \delta \right\} \quad (V-67)$$

onde $a_1 = 0,015$ $a_2 = 0,014$ $a_3 = 0,083$ $a_4 = 0,00063$

$$\delta = \begin{cases} - 0,036 A^{-1/3} & \text{para núcleos com } Z \text{ ímpar} \\ + 0,036 A^{-3/4} & \text{para núcleos com } Z \text{ par.} \end{cases}$$

A extensão da região de núcleos que são estáveis em relação à emissão de prótons pode ser estimada a partir de (V-67), colocando-se $E_p = 0$, onde veremos que para núcleos com $Z > 60$, mais que 10 nêutrons precisam ser removidos para obter um isótopo radioativo por prótons. Para núcleos leves, Alvarez (ref. 108, 109) chamou a atenção para o fato que isótopos com $A \approx 17$, poderiam ser emissores de prótons. Em 1967, foi identificado o ^{17}F como emissor de prótons atrasados (ref. 110).

Para a radioatividade direta de prótons, somente um exemplo é conhecido até hoje, o ^{53m}Co (ref. 111), cujo esquema de níveis está colocado na figura V-5.

Como podemos ver, o decaimento predominante do ^{53m}Co , é a emissão de pósitrons, mas a emissão de prótons com energias de $1,59 \pm 0,03$ MeV alimenta o estado fundamental do ^{52}Fe , e um ramo muito fraco poderia alimentar o estado excitado 2^+ do ^{52}Fe .

Estados isoméricos com grandes valores de spin

FIGURA V-5

$\left(I > \frac{17}{2}\right)$ podem ser emissores de prótons, e entre estes, existem vários núclídeos, como ^{80}Zr ($I^\pi = 16^+$, $B_p = 3,21 \text{ MeV}$) ^{77}Rb ($I = \frac{19}{2}$, $B_p = 2,93 \text{ MeV}$) e ^{82}Mo ($I^\pi = 16^+$, $B_p = 1,82 \text{ MeV}$), que podem ser emissores de prótons, (ref, 112), mas ainda não foram medidos experimentalmente.

V-4 - O decaimento via emissão de prótons atrasados

O processo de emissão de prótons seguindo um decaimento Beta pode ser visualizado na figura V-6.

O processo de emissão de prótons seguindo decaimento beta é possível energeticamente, quando $Q_\beta > B_p$. A figura V-7 mostra o esquema de níveis do ^{17}F , (ref. 113), conhecido emissor de prótons atrasados.

FIGURA V-6 - Esquema geral do decaimento por prótons atrasados

FIGURA V-7- Esquema de decaimento do ^{17}Ne , evidenciando o ^{17}F como emissor de prótons atrasados

A taxa de decaimento por prótons de um determinado nível, depende da alimentação, e consequentemente do $\log (ft)$ daquele nível. O decaimento por prótons de um determinado nível está ligado à existência de um estado análogo isobárico àquele nível (ref. 113). O espectro de prótons observado para núcleos leves, mostra uma série de estruturas, enquanto que para núcleos médios e pesados o espectro é contínuo, conforme pode ser visto na figura V-8 onde vemos o espectro do ^{29}S (ref. 114) e do ^{115}Xe (ref. 115).

FIGURA V-8

A análise do espectro de protons é feita, assumindo o processo em duas partes: a) a alimentação por β -decay populando o estado i , e b) o "branching ratio" para a subsequente emissão de prótons para o estado f . A intensidade I_p^{if} dos prótons pode ser expressa por

$$I_p^{if} = I_\beta^i \frac{r_p^{if}}{r_p^i + r_\gamma^i} \quad \text{com} \quad r_p^i = \sum_f r_p^{if} \quad (\text{V-68})$$

onde r_p^{if} é a largura parcial para emissão de prótons entre estados i e f . Se o espaçamento no emissor é pequeno, de modo que transições individuais não podem ser resolvidas, tomamos a média sobre a energia dos prótons:

$$I_p(E_p) = \sum_{if} \langle I_p^{if} \rangle_{E_p} \quad (V-69)$$

onde a função de distribuição é a de Porter-Thomas (ref. 116), cuja função densidade de probabilidade é dada por:

$$P(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}x} \exp\left(-\frac{x}{2}\right) \quad (V-70)$$

$$\text{onde } x = \frac{I_\beta^i}{\langle I_\beta^i \rangle} \quad \text{ou} \quad x = \frac{r_p^{if}}{\langle r_p^{if} \rangle}$$

deste modo, a equação V-69 pode ser escrita como:

$$I_p(E_p) = \sum_{if} \langle I_\beta^i \rangle_{E_p} \left\langle \frac{r_p^{if}}{r_p^i + \langle r_\gamma^i \rangle} \right\rangle_{E_p} \quad (V-71)$$

As integrais envolvidas são complicadas se existem vários estados finais, e simplificações podem ser introduzidas (ref. 117). A razão de alimentação do β -decay é escrita:

$$\langle I_\beta^i \rangle = \left[\frac{m^5 c^4}{\hbar^7 \ln 2} \right] G_A'^2 t f [\langle i|o|f \rangle]^2 = 2,49 \times 10^{-4} t f |\langle i|o|f \rangle|^2 \quad (V-72)$$

onde t é a meia vida, f é a função razão estatística para a transição e $\langle i|o|f \rangle$ é o elemento de matriz de Gamow-Teller ou de Fermi Dirac entre os estados inicial e final.

A largura do decaimento de prótons para o canal $i \rightarrow f$ é dada por:

$$\langle r_p^{if} \rangle = \frac{1}{2\pi\rho_{Ji}(E_x)} \sum_{\ell} T_{\ell}(E_p) \quad (V-73)$$

onde $\rho_{Ji}(E_x)$ é a densidade de estados na energia de excitação E_x , e $T_{\ell}(E_p)$ é o coeficiente de transmissão para prótons de energia E_p e momento angular ℓ , geralmente calculado utilizando o modelo ótico.

Para a largura do gama decay, se assumirmos que o decaimento ocorre predominantemente por $E1$, teremos:

$$\langle r_{\gamma}^i \rangle = \int_0^U E_{\gamma}^3 f_{E1}(E_{\gamma}) \sum_{I=J_i-1}^{J_i+1} \frac{\rho_I(E_x - E_{\gamma})}{\rho_{J_i}(E_x)} dE_{\gamma} \quad (V-74)$$

onde $U = E_x - P$, onde P é a energia de emparelhamento, E_{γ} é a energia do decaimento, e I o spin dos estados sendo populados. A função intensidade do decaimento beta é tomada como uma lorentziana com os parâmetros da ressonância gigante de dipolo. A densidade de níveis, corresponde à deduzida na secção V-2-C, com o parâmetro de corte de spins tomado como

$$\sigma^2 = 0,0888 A^{2/3} \sqrt{aU} \quad (V-75)$$

O espectro de prótons obtido seguindo este procedimento, corresponde ao observado para núcleos pesados, confirmando a validade das hipóteses feitas em relação à densidade de níveis,

e larguras dos decaimentos, como pode ser visto através de ajustes aos espectros de prótons da expressão V-71. em vários trabalhos experimentais recentes (por exemplo refs. 118-121).

V-5 - As ressonâncias análogas isobáricas (RAI)

A existência de estados análogos isobáricos está ligada ao fato do Isospin ser um "bom" número quântico. Ressonâncias observadas em experiências de espalhamento elástico de prótons, podem ser interpretados como sendo devido a estados isobáricos análogos do núcleo composto, o sistema próton mais alvo (ref. 122). Para núcleos leves, os isôbaros análogos são ligados, e um núcleo com A ímpar e $N = Z + 1$ deve ter uma estrutura idêntica ao isôbaro com $N = Z - 1$. A mesma energia de excitação, spin e paridade serão obtidas para um mesmo nível em ambos os núcleos, como por exemplo para o sistema $^{13}\text{N} - ^{13}\text{C}$ visto na figura V-9.

Figura V-9 Diagrama Isobárico A=13

Para núcleos pesados, o spin isobárico é um bom número quântico. Anderson et al, em 1961 (ref. 125), usando uma reação de troca de carga (p,n), foi o primeiro a medir e propor a existência dos estados análogos isobáricos. Fox (ref. 123), em um estudo da reação $Y^{89}(p,n)Zr^{89}$, observou várias ressonâncias que se superpõem ao espectro contínuo de nêutrons, provenientes da desintegração estatística do núcleo, e estudando estas ressonâncias no núcleo composto Zr^{90} , através de espalhamento elástico $Y^{89}(p,p)Y^{89}$, verificou que as ressonâncias tinham momentos angulares, paridades e espaçamentos energéticos iguais aos níveis de energia do $_{39}Y^{90}_{51}$, núcleo isobárico do $_{40}Zr^{90}_{50}$. As ressonâncias são os níveis análogos isobáricos do Y^{90} , que também podem ser medidos por reações de captura (p, γ) e espalhamento inelástico. Uma representação simbólica pode ser vista na figura V-10 para o $^{97}_{41}Nb$, cuja ressonância análoga do estado fundamental se situa a uma energia de excitação de 13,5 MeV. As configurações assumem que o estado pai Zr^{97} é um estado de partícula única, e o estado análogo é obtido pela aplicação do operador de abaixamento T^- do spin isobárico total, que muda um nêutron em próton (ref. 124).

FIGURA V-10

Houve um desenvolvimento muito grande no estudo dos estados análogos do ^{61}Cu nos últimos três anos. Em uma série de trabalhos utilizando espalhamento elástico e reações de captura $^{60}\text{Ni}(p,\gamma)^{61}\text{Cu}$, mediu-se várias propriedades dos estados análogos no ^{61}Cu (refs. 126-129), que serão discutidas na secção VI-2.

VI - ASPÉCTOS EXPERIMENTAIS RELACIONADOSVI -1 - O estudo do ^{61}Cu através de reações $^{58}\text{Ni}(\alpha, 2p\gamma)^{60}\text{Ni}$ e $^{58}\text{Ni}(\alpha, p\gamma)^{61}\text{Cu}$

Podemos atingir estados excitados do ^{61}Cu através de outros canais que não a emissão de dois nêutrons pelo ^{63}Cu . Pela hipótese de núcleo composto, o decaimento de estados excitados do ^{61}Cu , não deve depender da maneira como este núcleo composto foi formado, e portanto podemos estudar o possível decaimento por prótons dos estados análogos do ^{61}Cu , através de reações do tipo $^{58}\text{Ni}(\alpha, 2p\gamma)^{60}\text{Ni}$ e $^{58}\text{Ni}(\alpha, p\gamma)^{61}\text{Cu}$.

Hoffman e Sarantites (refs. 130 e 131) apresentaram um estudo experimental detalhado destas reações, onde foi medido o yield independente e cumulativo de 21 níveis no ^{61}Cu e 7 níveis no ^{60}Ni , com a dependência da secção de choque para cada nível em função da energia de excitação no ^{61}Cu e do momento angular do Núcleo Composto. É feita uma análise seguindo o modelo estatístico de reações nucleares, e obtido os parâmetros deste modelo. O esquema geral da experiência pode ser visto na figura VI-1-

FIGURA VI-1

A energia de irradiação variou de 15 a 22 MeV, para alfas, que permite atingir estados no ^{61}Cu com $E_x=18$ MeV. Uma série de sistemas de detecção foram usados, entre eles sistemas de supressão compton, detetores Si-Li, Ge-Li, e para a detecção de prótons utilizou-se detetores anulares de barreira de superfície de Si, e detetores telescópicos E. Δ E Si(Li). As linhas dos espectros do ^{60}Ni e do ^{61}Cu podem ser vistas no esquema da figura VI-2, juntamente com o esquema geral da experiência.

FIGURA VI-2

Espectros em linha com o feixe pulsado foram obtidos, e a figura VI-3 mostra um espectro típico, obtido com alfas de 20 MeV e um sistema Anti-Compton, juntamente com um espectro de gamas obtido da atividade residual dos produtos formados.

FIGURA VI-3

Nesta figura, picos nomeados como p foram produzidos por reações (^4He , $p\gamma$) e os picos 2p são provenientes de processos (^4He , $2p\gamma$). Vemos que os processos 2p são relativamente intensos, e são os indicativos da emissão de prótons pelo ^{61}Cu . Para a medida dos yields relativos de cada linha, foi medido o espectro gama em coincidência com prótons de determinada faixa de energia, e com esta medida podemos identificar a faixa de energia no ^{61}Cu onde o decaimento por prótons é predominante em relação à deexcitação por emissão de gamas. A figura VI-4 mostra os espectros de coincidência, onde acompanhando a linha de 1332 keV do ^{60}Ni , vemos que a emissão de prótons pelo ^{61}Cu é predominante para $E_p \approx 2,5$ MeV em relação à emissão de gamas, mas que para altas energias, a forma predominante de decaimento é pela deexcitação por gamas. Os yields integrados da figura VI -5 obtidos com alfas de 22 MeV, mostram resultado análogo, onde para energias de pró

Figura VI - 4
Espectros dos gamas
em coincidência com
prótons

tons até 4 MeV, que correspondem a $E_x \approx 8$ MeV no ^{61}Cu , a secção de choque $(^4\text{He}, 2p\gamma)$ é maior que $(^4\text{He}, p\gamma)$, e a partir desta energia, o ^{61}Cu se deexcita preferencialmente pela emissão de gamas.

FIGURA VI-5

Barker em um trabalho recente (ref. 132) analisa a distribuição angular dos prótons emitidos e obtém a população independente e cumulativa dos níveis no ^{61}Cu e ^{60}Ni . Os resultados experimentais são bem reproduzidos pelo modelo estatístico, com a introdução da dependência do momento angular de maneira idêntica à desenvolvida na secção V-2-C, e com a introdução da conservação do isospin. A tabela VI-1 mostra a secção de choque para formação independente em função do nível do ^{61}Cu ou do ^{60}Ni , obtidos pela irradiação de ^{58}Ni com α de 19,67 MeV.

Somando-se a secção de choque para formação indepen

Summary of the cross sections for the cumulative and independent formation of levels in ^{61}Cu , ^{60}Ni , and ^{60}Cu populated in the 19.67-MeV α bombardment of ^{58}Ni .

Level energy (keV)	J^π	E_γ (keV)	Percent cumulative yields			Cross section for cumulative formation (mb) ^a	Cross section for independent formation (mb) ^a
			$\theta_{\text{lab}} = 157^\circ$	$\theta_{\text{lab}} = 90^\circ$	Average		
^{61}Cu 0	$\frac{3}{2}^-$		65.0 $\pm$ 4.9	68.5 $\pm$ 1.1	67.8 $\pm$ 1.9	467 $\pm$ 49	10 ^b
475	$\frac{1}{2}^-$	475	1.5 $\pm$ 0.1	1.2 $\pm$ 0.1	1.3 $\pm$ 0.1	9.2 $\pm$ 1.2	3.9 $\pm$ 1.0
970	$\frac{5}{2}^-$	970	20.1 $\pm$ 1.5	21.3 $\pm$ 0.8	20.9 $\pm$ 0.8	144 $\pm$ 15	17 $\pm$ 10
1310	$\frac{1}{2}^-$	340, 1310	31.7 $\pm$ 4.8	33.6 $\pm$ 0.5	33.3 $\pm$ 1.8	230 $\pm$ 26	$\leq$ 12
1394	$\frac{5}{2}^-$	919, 1394	5.0 $\pm$ 0.4	4.6 $\pm$ 0.4	4.7 $\pm$ 0.3	32 $\pm$ 3	13.4 $\pm$ 2.5
1733	$\frac{1}{2}^-$	422, 762, 1733	13.2 $\pm$ 0.8	14.1 $\pm$ 0.8	13.6 $\pm$ 0.6	94 $\pm$ 10	$\leq$ 18
1942	$\frac{1}{2}^-$	210, 632, 1942	6.0 $\pm$ 1.9	7.4 $\pm$ 2.1	6.6 $\pm$ 1.5	46 $\pm$ 12	21 $\pm$ 10
2203	$\frac{5}{2}^-$	1233	0.7 $\pm$ 0.2	0.31 $\pm$ 0.20	0.51 $\pm$ 0.20	3.6 $\pm$ 1.5	3.6 $\pm$ 1.5
2295	$\frac{3}{2}^-$	352, 562, 901	8.6 $\pm$ 0.8	8.6 $\pm$ 0.4	8.6 $\pm$ 0.4	59 $\pm$ 7	29 $\pm$ 5
2336	$\frac{3}{2}^-$	1026, 1366	7.4 $\pm$ 2.2	10.0 $\pm$ 0.5	9.8 $\pm$ 0.9	68 $\pm$ 9	60 $\pm$ 9
2399	$\frac{1}{2}^-$	1088, 1429	3.5 $\pm$ 0.5	1.2 $\pm$ 0.4	1.9 $\pm$ 1.0	13 $\pm$ 7	12 $\pm$ 7
2584	$(\frac{3}{2}^-)$	851	2.6 $\pm$ 0.2	2.1 $\pm$ 0.3	2.2 $\pm$ 0.2	15.5 $\pm$ 2.1	14.8 $\pm$ 2.0
2612	$\frac{3}{2}^-$	669, 879	5.4 $\pm$ 0.4	6.5 $\pm$ 0.2	6.3 $\pm$ 0.3	44 $\pm$ 5	30 $\pm$ 4
2627	$\frac{11}{2}^-$	1317	19.2 $\pm$ 3.4	16.2 $\pm$ 0.4	16.1 $\pm$ 1.2	111 $\pm$ 14	108 $\pm$ 14
2720	$\frac{3}{2}^+$	988, 1410	7.8 $\pm$ 0.5	7.7 $\pm$ 0.6	7.7 $\pm$ 0.4	53 $\pm$ 6	14 $\pm$ 6
2924	$\frac{3}{2}^-$	1192	1.9 $\pm$ 0.2	1.9 $\pm$ 0.2	1.9 $\pm$ 0.2	13 $\pm$ 2	13 $\pm$ 2
3016	$\frac{11}{2}^-$	679, 721, 1705	5.6 $\pm$ 0.6	4.7 $\pm$ 0.3	5.0 $\pm$ 0.3	35 $\pm$ 4	34 $\pm$ 4
3260	$\frac{11}{2}^-$	648, 1527	5.7 $\pm$ 0.6	4.6 $\pm$ 0.3	4.8 $\pm$ 0.3	33 $\pm$ 4	32 $\pm$ 4
3373	$\frac{5}{2}^-$	1641	1.1 $\pm$ 0.4	1.4 $\pm$ 0.2	1.3 $\pm$ 0.2	9.2 $\pm$ 1.6	9.2 $\pm$ 1.6
3739	$\frac{11}{2}^-$	1444	2.5 $\pm$ 0.2	2.5 $\pm$ 0.2	2.5 $\pm$ 0.2	17 $\pm$ 2	16 $\pm$ 2
3942	$(\frac{11}{2}^-, \frac{3}{2}^+)$	1222	2.6 $\pm$ 0.4	1.7 $\pm$ 0.2	1.9 $\pm$ 0.2	13.4 $\pm$ 1.9	12.7 $\pm$ 1.9
4082	$(\frac{11}{2}^+)$	710, 1361	6.2 $\pm$ 2.0	4.8 $\pm$ 0.4	4.3 $\pm$ 0.8	33 $\pm$ 6	24 $\pm$ 5
^{60}Ni 0	0^+		31.7 $\pm$ 1.7	28.1 $\pm$ 1.4	26.8 $\pm$ 1.1	199 $\pm$ 21	42 $\pm$ 10
1332	2^+	1332	24.5 $\pm$ 1.2	22.0 $\pm$ 0.8	22.3 $\pm$ 0.7	154 $\pm$ 16	63 $\pm$ 9
2159	2^+	826, 2159	3.7 $\pm$ 0.4	3.1 $\pm$ 0.2	3.1 $\pm$ 0.2	21 $\pm$ 3	11.3 $\pm$ 1.8
2506	4^+	1173	9.5 $\pm$ 0.5	7.8 $\pm$ 0.4	8.3 $\pm$ 0.3	57 $\pm$ 6	54 $\pm$ 6
2626	3^+	468, 1294	3.4 $\pm$ 0.3	1.6 $\pm$ 0.2	1.9 $\pm$ 0.2	13.4 $\pm$ 1.9	12.6 $\pm$ 1.9
3120	4^+	1786	2.5 $\pm$ 0.2	1.05 $\pm$ 0.15	1.6 $\pm$ 0.1	11.3 $\pm$ 1.2	11.3 $\pm$ 1.2
3186	3^+	681, 1854	0.78 $\pm$ 0.13	0.38 $\pm$ 0.07	0.44 $\pm$ 0.07	3.0 $\pm$ 0.6	3.0 $\pm$ 0.6
4166	5^+	1660	0.52 $\pm$ 0.05	0.16 $\pm$ 0.04	0.27 $\pm$ 0.04	1.8 $\pm$ 0.3	1.8 $\pm$ 0.3
		1760 ^c	0.96 $\pm$ 0.08	0.62 $\pm$ 0.21	0.92 $\pm$ 0.10	6.3 $\pm$ 0.9	6.3 $\pm$ 0.9

TABELA VI-1

dente, última coluna da tabela VI-1 para o ^{61}Cu e o ^{60}Ni , e calculando-se a razão de alimentação total entre os dois isótopos, saberemos a porcentagem de níveis excitados do ^{61}Cu que decaíram por prótons em relação à deexcitação por gamas, resultando que pode ser comparado com nossos resultados, mas com ressalvas em relação à distribuição do momento angular do núcleo composto. No trabalho de Srantites (ref. 131), o núcleo composto ^{62}Zn formado pela irradiação de $^{58}\text{Ni}(I^\pi = 0^+)$ com alfas de $E_\alpha = 20$ MeV,

tem um valor médio de momento angular $\langle J_c \rangle = 7\hbar$ obtido da distribuição de J_c calculada com uma densidade de níveis dependente do momento angular análogo à expressão V-52. Desta maneira, a saída de um próton deste núcleo composto, pode alimentar estados de alto momento angular no ^{61}Cu . Em nossa experiência, $^{63}\text{Cu}(\gamma, 2n)^{61}\text{Cu}$ o ^{63}Cu possui $I^\pi = \frac{3^-}{2}$ e assumindo radiação de dipolo elétrico, teremos para o núcleo composto ^{63}Cu três spins possíveis: $\frac{5^+}{2}$ (peso estatístico 6), $\frac{3^+}{2}$ (peso estatístico 4) e $\frac{1^+}{2}$ (peso estatístico 2), o que resulta em um valor médio de J_c igual à $\langle J_c \rangle = 1,8\hbar$, o que acarreta uma distribuição de spins no ^{61}Cu após a emissão de dois nêutrons, diferente da distribuição de spins de Sarantites, e isto se deve ao fato que partículas alfa podem excitar estados de momento angular mais altos do que radiação eletromagnética dipolar.

As experiências com α no ^{58}Ni demonstram a possibilidade da emissão de prótons por níveis excitados do ^{61}Cu , e a teoria estatística para reações nucleares explica muito bem as secções de choque, yields absolutos, espectros de prótons emitidos, confirmando experimentalmente a densidade de níveis dependentes de momento angular, expressão V-52.

VI-2 - Espalhamento elástico $^{60}\text{Ni}(p,p)$, reações $^{60}\text{Ni}(p,\gamma)^{61}\text{Cu}$ e as Ressonâncias Análogas Isobáricas no ^{61}Cu

As reações (p,p) e (p,p') são muito utilizadas na observação e identificação dos estados análogos isobáricos. Nos últimos anos tem havido um grande avanço neste estudo tanto experimental quanto teórico. Robson (ref. 133) desenvolveu uma teoria para RAI, considerando modelos com potenciais dependentes das componentes do isospin-isobárico.

Experimentalmente, no sistema ^{61}Ni - ^{61}Cu , o conjunto das RAI já foi muito estudada, e uma série de trabalhos, por exemplo, (refs. 134-137), discutem as propriedades destes estados. A figura VI-6 abaixo coloca os níveis de energia do ^{61}Ni , e discutiremos seus análogos no ^{61}Cu .

FIGURA VI-6

A RAI correspondente ao estado fundamental do $^{61}\text{Ni}(\frac{3}{2}^-)$ deve ocorrer à uma energia de $\approx 6,37$ MeV no ^{61}Cu , desde que a diferença entre as energias coulombianas no ^{61}Cu e no ^{61}Ni é 9,41 MeV, a diferença de massa entre o nêutron e o próton é 0,79 MeV e a diferença de massa entre o ^{61}Cu e o ^{61}Ni é de 2,23 MeV. O estado análogo p $\frac{3}{2}$ no ^{61}Cu foi identificado à uma energia de excitação de 6,402 MeV com a reação $^{60}\text{Ni}(\text{}^3\text{He}, \text{d})^{61}\text{Cu}$ (ref. 138). Com espalhamento elástico, o estado g $\frac{9}{2}^+$ do ^{61}Ni , à energia de 2,114 MeV no ^{61}Ni , foi obtido à $E_p = 3,727$ MeV, e o estado $\frac{1}{2}^-$, com $E_x = 2,122$ MeV no ^{61}Ni foi obtido à $E_p = 3,736$ MeV (ref. 139) a figura VI-7 abaixo mostra o estudo dos estados $\frac{1}{2}^-$ feito por Browne, na região de energia de $E_x = 7,17$ às 7,87 MeV no ^{61}Cu . Os análogos dos estados de 0,283; 1,139 e 1,192 MeV do

^{61}Ni foram observados. (ref. 140).

FIGURA VI-7

Podemos estudar as propriedades das RAI no ^{61}Cu através de reações (p, γ) no ^{60}Ni . As medidas são feitas com feixes de prótons com alta resolução em energia, e os raios gamas são medidos em linha com detectores Ge-Li. Trentelman e outros (ref. 137) através de reações tipo (p, γ) obtiveram um conjunto de ressonâncias, cuja identificação com os estados do ^{61}Ni podem ser vistas pelo figura VI-8 abaixo.

FIGURA VI-8 - Correspondência entre as ressonâncias observadas e os níveis do ^{61}Ni .

Em outro experimento, foi observada a RAI da linha de 656 keV do ^{61}Ni (ref. 141), e obtida as larguras de decaimento gama das RAI para os quatro primeiros estados do ^{61}Ni . Estas propriedades são resumidas na figura VI-9, sendo que em termos de energia dos prótons no espalhamento elástico, a RAI ao estado fundamental do ^{61}Ni corresponde a $E_p = 1,57$ MeV, e a RAI do estado de 656 keV do ^{61}Ni corresponde a $E_p = 2,22$ MeV.

Parent state in ^{61}Ni			Analogue state in ^{61}Cu		
J^π	E_x [MeV]	$\log ft$	J^π	E_x (MeV)	$\Gamma_\gamma(M1)$ [eV]
$3/2^-$	0.0	5.1	$3/2^{(-)}$	6.364	0.02
			$3/2^{(-)}$	6.375	0.05
			$3/2^{(-)}$	6.381	0.14
			$3/2^{(-)}$	6.396	0.08
$5/2^-$	0.067	6.3	$5/2^{(-)}$	6.443	0.03
			$5/2^{(-)}$	6.449	<0.001
			$5/2^{(-)}$	6.460	0.006
$1/2^-$	0.284	5.5	$1/2^-$	6.628	0.008
			$1/2^-$	6.647	0.027
$3/2^-$	0.656	4.9	$3/2^{(-)}$	7.010	0.021

FIGURA VI-9

Desta maneira, as ressonâncias análogas isobáricas foram identificadas, até a energia de $E_x = 8,5$ MeV no ^{61}Cu , correspondente a $E_\gamma = 28,3$ MeV no ^{63}Cu . Salientamos que existem vários níveis entre os estados análogos, que foram observados por reações do tipo $^{60}\text{Ni}(^3\text{He}, d)^{61}\text{Cu}$. Pullen (ref. 142) através dessas reações determinaram 81 estados no ^{61}Cu até a energia $E_x = 8,504$ MeV. Os estados análogos isobáricos foram identificados, e vemos que a secção de choque para estes estados é sempre maior que a secção de choque de estados vizinhos que não tem análogos no ^{61}Ni . Para o análogo do estado fundamental, por exemplo, que foi identifica-

do $E_x = 6,402$ MeV, $\sigma(0)=0,30$ mb/Sr, e para o estado $\tilde{a}$ energia imediatamente inferior temos $E_x = 6,350$ e $\sigma(0)=0,13$ mb/Sr, que corresponde $\tilde{a}$ um estado que não tem análogo isobárico.

Segundo Temmer e Goldanskii (ref. 143), a análise dos espectros de prótons atrasados fornecem elementos para o estudo dos estados análogos isobáricos para núcleos ímpares como ^{25}Si , ^{29}S , ^{33}Ar e outros, que seguem o esquema de decaimento:

Para núcleos pares, da série $A = 2Z-4$, como ^{20}Mg , ^{24}Si , ^{28}Ar , a obtenção de informações do espectro de prótons em termos das ressonâncias análogas isobáricas é muito difícil até o momento, mas para núcleos ímpares, a correlação entre os estados emissores de prótons e as RAI é muito boa, com diversos exemplos experimentais, como por exemplo o ^{17}F e o ^{13}N . conhecidos emissores de prótons atrasados.

VI-3 - O sistema $^{13}\text{N} - ^{13}\text{C}$

A única medida análoga ao nosso trabalho, que temos conhecimento é a da secção de choque $^{14}\text{N}(\gamma, n)^{13}\text{N}$, que quando medida por atividade residual, apresenta resultados muito diferentes dos obtidos em medidas com detecção direta dos nêutrons. O esquema de níveis de energia do ^{13}N pode ser observado na figura VI-10, onde vemos claramente os níveis de energia emissores de prótons, que populam estados do ^{12}C (ref. 144). Quase todos os es

tados do ^{13}N podem decair por prótons, na figura só alguns estão assinalados para melhor clareza.

FIGURA VI-10 - Níveis de energia do ^{13}N

Estudos do ^{13}N através de reações de captura (p, γ) revelam uma série de propriedades ligadas às RAI, como pode ser visto na figura VI-11, que é uma compilação feita por Berghofer e outros (ref. 145) de diversos trabalhos em várias faixas de ener

gia.

FIGURA VI-11

Como vemos nesta figura, os estados com energia de 3,55; 7,38; 8,92; 15,07 MeV de energia de excitação no ^{13}N são evidenciados, e o diagrama isobárico ^{13}N - ^{13}C identifica-os como análogos isobáricos, e estes mesmos estados decaem via emissão de prótons, evidenciando a ligação entre as RAI e o decaimento pela emissão de prótons.

Resultados interessantes são obtidos quando comparamos os resultados da secção de choque $^{14}\text{N}(\gamma, n)^{13}\text{N}$, medida por atividade residual e por detecção direta dos nêutrons. Berman e outros (ref. 145) com fótons monocromáticos mediram esta secção de choque detetando os nêutrons por tempo de voo, e os resultados podem ser visto na figura VI-12. Fast e outros (ref. 146) mediram com Bremsstrahlung e a contagem dos nêutrons foi feita com detectores de BF_3 (fig. VI-12).

FIGURA VI-12 - Medidas de Berman e Fast para a secção de choque $^{14}\text{N}(\gamma, n)^{14}\text{N}$ detetando-se os nêutrons.

Ambas apresentam um pico à 23 MeV, com $\sigma_{\text{max}} \approx 14\text{mb}$. Por atividade residual, o trabalho de King e outros (ref. 147) fornece resultados diferentes, como pode ser visto na figura VI-13.

FIGURA VI-13

Nesta secção de choque, medida por atividade residual, aparecem alguns mínimos, e o máximo da secção de choque situa-se à 23 MeV, mas é de $\sigma_{\max} \sim 3\text{mb}$. Os mínimos aparecem em aproximadamente 14,3 MeV, 16,4 MeV e 20,8 MeV. Como o limiar da reação é 10,6 MeV, os mínimos correspondem às energias de 3,7 MeV, 5,8 MeV e de 10,2 MeV no ^{13}N , que dentro da resolução experimental ($\approx 0,4$ MeV) correspondem à estados análogos no ^{13}N , que de caem via emissão de prótons para o ^{12}C , e não alimentam o estado fundamental do ^{13}N .

Kramer e outros (ref. 147) mediram a curva de secção de choque da reação $^{16}\text{O}(\gamma, t)^{13}\text{N}$ por atividade residual, e uma série de anomalias ficaram evidenciadas. A figura VI-14 mostra o resultado de Kramer. e o resultado de Goldmann (ref. 148) obtido detetando-se os tritios, com alguns estados análogos do ^{13}N colocados abaixo da figura.

FIGURA VI-14

A secção de choque desta reacção medida por atividade residual, além de não coincidir com a medida detetando-se os trítios, ainda apresenta um mínimo acentuado para a energia de 36 MeV, perto de 11 MeV de energia de excitação no ^{13}N . Este mínimo corresponde aos níveis emissores de prótons do ^{13}N , à energia de 10,83 MeV ($-\frac{1}{2}$) e 11,70 MeV ($-\frac{3}{2}$). A partir deste mínimo, a secção de choque volta a crescer, até atingir um máximo menos acentuado à 45 MeV, e a partir daí cai novamente. Este segundo máximo pode ser causado pela abertura de novos canais, como reacções $^{16}\text{O}(\gamma, \text{nd})^{13}\text{N}$ e $^{16}\text{O}(\gamma, \text{pnn})^{13}\text{N}$, cujos limiares são respectivamente 31,29 MeV e 33,52 MeV.

Portanto, a secção de choque $^{16}\text{O}(\gamma, \text{t})^{13}\text{N}$ difere apreciavelmente quando obtida detetando-se os trítios e quando medida por atividade residual, sendo que a diferença ocorre devido ao decaimento por prótons de estados análogos do ^{13}N .

VII - DISCUSSÃO DAS PREVISÕES TEÓRICAS, E DAS SECÇÕES DE CHOQUE MEDIDAS POR DETECÇÃO DE NÊUTRONS E POR ATIVIDADE RESIDUAL

VII -1 - Comparação entre as medidas por atividade residual e por detecção dos nêutrons para $E_0 < 26$ MeV

Como a emissão de prótons deve ocorrer somente para energias maiores que 26 MeV, o yield da secção de choque da reação $^{63}\text{Cu}(\gamma, 2n)^{61}\text{Cu}$ deve fornecer resultados idênticos se medidos por atividade residual ou por detecção de nêutrons, até a energia de 26 MeV. Após 26 MeV, com a energeticamente possível emissão de prótons, os resultados destas duas medidas podem se tornar diferentes, como será colocado nas próximas secções. Discutiremos aqui os resultados até a energia de 26 MeV.

A tabela VII -1 apresenta as medidas do yield relativo MCS do yield relativo LIC e o yield relativo obtido integrando-se a secção do choque da $(\gamma, 2n)$, medida por detecção de nêutrons por Fultz, com o espectro de Bremsstrahlung, e dividindo este yield pelo yield simulado com a (γ, n) de Dreyer, como discutido no capítulo III. Estas três medidas devem fornecer os mesmos resultados até a energia de 26 MeV.

Vemos uma concordância muito boa entre os nossos resultados e o yield simulado com a $(\gamma, 2n)$ medida por detecção de nêutrons. Para melhor visualização do resultado, a tabela VII -2 e a figura VII -1 mostram a razão entre os resultados LIC e MCS com o yield simulado a partir da secção de choque $(\gamma, 2n)$ de Fultz para energias menores que 26 MeV.

Energia E_o	Yield LIC	Yield MCS	Yield Simulado
21,38	$5,55 \pm 0,97$	$5,71 \pm 1,56$	$4,75 \pm 0,77$
22,31	$12,68 \pm 0,98$	$10,68 \pm 4,84$	$11,07 \pm 1,15$
23,33	$20,64 \pm 3,73$	$20,19 \pm 2,73$	$20,44 \pm 1,79$
24,25	$28,30 \pm 2,35$	$30,40 \pm 3,90$	$30,50 \pm 2,19$
25,25	$40,18 \pm 2,88$	$34,64 \pm 5,09$	$41,72 \pm 2,50$
26,20	$44,78 \pm 7,09$	$37,19 \pm 5,12$	$51,23 \pm 2,83$

TABELA VII-1

Energia E_o	Razão LIC	Razão MCS
21,38	$1,10 \pm 0,28$	$0,83 \pm 0,26$
22,31	$0,87 \pm 0,11$	$1,04 \pm 0,48$
23,33	$0,99 \pm 0,20$	$1,01 \pm 0,16$
24,25	$1,08 \pm 0,12$	$1,00 \pm 0,15$
25,25	$1,04 \pm 0,10$	$1,20 \pm 0,19$
26,20	$1,14 \pm 0,19$	$1,38 \pm 0,20$

TABELA VII-2

FIGURA VII-1

Como podemos ver por esta figura, nossos resultados por atividade residual concordam bem com as medidas por detecção de nêutrons feita por Fultz. Para a energia de 26 MeV, nossos resultados estão ligeiramente abaixo, mas para as medidas LIC ainda neste valor de energia, os resultados são concordantes dentro do erro experimental.

O fato de nossos resultados concordarem com os de Fultz até a energia de 26 MeV é importante por afastar problemas quanto a alguns possíveis erros sistemáticos como intensidade de linhas, correções de flutuações de corrente e outros. Deste modo, as conclusões para energias acima de 26 MeV, onde espera-se que o decaimento de prótons ocorra, tem como referência o fato de que sem o possível decaimento por prótons, nossas medidas concordam com as obtidas por detecção direta dos nêutrons.

VII-2 - A população dos estados do ^{61}Cu pela emissão de dois nêutrons

Um núcleo composto quando excitado à energias acima do limiar das reações (γ, n) e $(\gamma, 2n)$, pode decair via emissão de nêutrons. O espectro de evaporação dos nêutrons é dada pela expressão:

$$P(\epsilon) = \epsilon \exp\left(-\frac{\epsilon}{T}\right) \quad (\text{VII-1})$$

onde T é a temperatura nuclear, e ϵ é a energia cinética dos nêutrons emitidos. Esta expressão foi obtida na secção V-2-D. No caso da emissão múltipla de nêutrons, o espectro é mais complicado, pois envolve a combinação de várias distribuições Maxwellianas.

O esquema da análise estatística está mostrado na figura VII-2. Calcularemos, a partir do núcleo composto ^{63}Cu , com uma energia de excitação E_0 , a população final dos estados do ^{61}Cu após a emissão de dois nêutrons. Particularmente iremos calcular a fração dos nêutrons que deixam o ^{61}Cu à energias de excitação maiores que $E_x = 6,2 \text{ MeV}$ no ^{61}Cu , em relação ao número total de nêutrons. Desta maneira, como os estados análogos ao ^{61}Ni no ^{61}Cu se situam à energias acima de $6,4 \text{ MeV}$, é possível avaliar a porcentagem dos estados que poderiam decair por prótons, em relação ao total dos estados alimentados do ^{61}Cu . Pelo fato de que nem todos os níveis do ^{61}Cu acima de $E_x = 6,4 \text{ MeV}$ são análogos isobáricos de níveis do ^{61}Ni , nem todos estes estados decairão via emissão de prótons, e estimaremos uma fração destes estados que decaem via emissão de prótons, enquanto que outros estados se deexcitam pela emissão de gamas, alimentando o estado fundamental do ^{61}Cu .

FIGURA VII-2

O limiar da reação $(\gamma, 3n)$ é 31, 45 MeV e isto impli-
ca em que para energias entre 26 e 31, 45 MeV, o único canal de
decaimento aberto com emissão de dois nêutrons fora a $(\gamma, 2n)$, é a
 $(\gamma, 2np)$. Como o processo evaporativo de três nêutrons começa muito
lentamente, até $E_0 = 33$ MeV que foi a máxima energia que irradiava-
mos, não é necessário levar-se em conta a emissão de 3 nêutrons.

O ^{63}Cu à uma energia de excitação E_0 , maior que 26
MeV, emite um nêutron com energia cinética ϵ' , resultando no ^{62}Cu ,
que como está à uma energia de excitação maior que S_n , pode emi-
tir um segundo nêutron, com energia cinética ϵ , populando estados
do ^{61}Cu , e uma parte dos estados finais que tem energia maior que

6,4 MeV no ^{61}Cu , podem decair via emissão de prótons, e uma parcela decai por emissão de gamas.

Representando por $N(E_0, T)$ o número de estados finais que deixam o ^{61}Cu à energia maiores que 26 MeV no sistema do ^{63}Cu , podemos escrever para a emissão de dois nêutrons:

$$N = \int_0^{\bar{\epsilon}} \rho(\epsilon') \int_0^{\bar{\epsilon}} \rho(\epsilon) d\epsilon d\epsilon' \quad (\text{VII-2})$$

onde os limites $\bar{\epsilon}$ e $\bar{\epsilon}'$ são tais que

$$\begin{aligned} \epsilon' + \bar{\epsilon} &= E_0 + 26 \\ \bar{\epsilon}' &= E_0 - 26 \end{aligned} \quad (\text{VII-3})$$

Portanto o número de estados finais com energias maiores que 26 MeV na referência do ^{63}Cu , após a emissão de dois nêutrons com energia cinética ϵ e ϵ' , pelo núcleo composto ^{63}Cu excitado à energia E_0 pode ser escrito:

$$N = \int_0^{E_0-26} \rho(\epsilon') \int_0^{E_0-26-\epsilon'} \rho(\epsilon) d\epsilon d\epsilon' \quad (\text{VII-4})$$

onde

$$\rho(\epsilon) = \epsilon \exp\left(-\frac{\epsilon}{T}\right)$$

resolvendo a integral em ϵ , obtemos:

$$N(E_0, T) = \int_0^{E_0-26} \epsilon' \exp\left(-\frac{\epsilon'}{T}\right) d\epsilon' \left[\exp\left(-\frac{E_0-26-\epsilon'}{T}\right) T^2 \left(-\frac{E_0-26-\epsilon'}{T} - 1\right) T^2 \right] \quad (\text{VII-5})$$

e resolvendo esta integral em ϵ' resulta:

$$N(E_0, T) = \exp\left(-\frac{E_0-26}{T}\right) \left[-\frac{T(E_0-26)^3}{6} - \frac{T^2(E_0-26)^2}{2} - T^3(E_0-26) - T^4 \right] + T^4 \quad (\text{VII-6})$$

que representa o número de estados do Cu^{61} a energias acima de 26 MeV no ^{63}Cu resultantes da emissão de dois nêutrons pelo núcleo composto ^{63}Cu a uma temperatura nuclear T e uma energia de excitação E_0 .

A temperatura nuclear T é função da energia de excitação, e varia segundo:

$$T \approx \sqrt{\frac{U}{a}} \quad (\text{VII-7})$$

para um parâmetro de densidade de níveis $a = \frac{A}{8}$, a temperatura nuclear para $U = 28$ MeV é $T \approx 1,8$ MeV, mas devido à indeterminação do parâmetro a , temperaturas de até $T \approx 1$ MeV são obtidas.

Calculamos $N(E_0, T)$ para 4 temperaturas nucleares, que escolhemos 0,75 MeV; 1,00 MeV; 1,50 MeV e 2,00 MeV e o resultado está colocado na tabela VII-3.

O número total de estados N_{TOT} , é obtido fazendo-se a integração para energias de 0 a E_0 , e não somente de 26 a E_0 , de modo a obter todo o espectro de nêutrons, e o resultado é:

Energia E_0	$N(E_0; 0,75)$	$N(E_0; 1,0)$	$N(E_0; 1,5)$	$N(E_0; 2,0)$
27	0,0147	0,0190	0,0245	0,0280
28	0,0881	0,1429	0,2354	0,3038
29	0,1793	0,3528	0,7233	1,0503
30	0,2464	0,5665	1,4103	2,2861
31	0,2845	0,7350	2,1618	3,8788
32	0,3030	0,8488	2,8546	5,6443
33	0,3111	0,9182	3,4680	7,4139
N_{TOT}	0,3164	1,0000	5,0625	16,0000

TABELA VII-3 - População dos estados do ^{61}Cu acima de 26 MeV

$$N_{TOT} = T^4 \quad (\text{VII-8})$$

que é o valor assintótico das distribuições para $E_0 \rightarrow \infty$.

Calculando a porcentagem de alimentação, normalizando os resultados das quatro temperaturas nucleares em relação a N_{TOT} , ou seja, calculando

$$P(E_0, T) = \left(\frac{N(E_0, T)}{N_{TOT}} \right) \times 100\% \quad (\text{VII-9})$$

obtemos o resultado normalizado para as porcentagens de alimentação $P(E_0, T)$ que está colocado na tabela VII-4, e que pode ser visualizado na figura VII-3.

E_0	$P(E_0; 0,75)$	$P(E_0; 1,0)$	$P(E_0; 1,5)$	$P(E_0; 2,0)$
26,5	1,01	0,20	0,05	0,03
27,0	4,65	1,90	0,49	0,18
27,5	15,62	7,34	2,33	0,60
28,0	27,86	14,29	4,65	1,90
28,5	42,03	24,22	8,92	3,52
29,0	56,65	35,28	14,29	6,56
29,5	68,31	46,33	21,24	10,01
30,0	77,85	56,65	27,86	14,29
30,5	84,12	65,72	35,82	19,74
31,0	89,91	73,50	42,70	24,24
31,5	92,62	79,42	50,22	30,32
32,0	95,76	84,88	56,39	35,28
32,5	97,33	88,43	65,42	40,71
33,0	98,33	91,82	68,50	46,34

TABELA VII-4 - Porcentagem de alimentação dos estados do ^{61}Cu acima de 26 MeV.

VII-3 - Comparação com as previsões da evaporação para $E_0 > 26\text{MeV}$

Para compararmos o yield medido com as populações calculadas, é necessário levar em conta que em uma irradiação na energia dos elétrons E_0 , devido ao espectro de Bremsstrahlung, fótons com energia de 0 a E_0 estão presentes, gerando núcleos compostos com várias energias de excitação. A secção de choque $\sigma(E)$ também não é constante, de modo que precisamos levar em conta estes dois fatores no cálculo da emissão múltipla de nêutrons, para obtermos um resultado análogo ao yield de uma reação fotonuclear me

dida com gamas de Bremsstrahlung. O pêsso estatístico é dado então por $B(E_0, E) \times \sigma(E)$, e normalizaremos para a integral deste produto. Chamando $F(E_0, T)$ a fração percentual do yield dos estados finais que possuem energia maior que 26 MeV, para um determinado E_0 , escrevemos:

$$F(E_0, T) = \frac{\int_{26}^{E_0} P(E_0, T) \cdot B(E_0, K) \cdot \sigma(K) \, dK}{\int_{26}^{E_0} B(E_0, K) \cdot \sigma(K) \, dK} \quad (\text{VII-10})$$

Esta integral tem que ser feita numericamente, e escolhemos um intervalo de integração de 0,5 MeV. O espectro de Bremsstrahlung é o de Schiff, a secção de choque é a medida de Fultz para a $(\gamma, 2n)$, e $P(E_0, T)$ está na tabela VII-4. O cálculo de $F(E_0, T)$ foi feito para temperaturas nucleares de 0,75 MeV, 1,0 MeV e 1,5 MeV, e o resultado está na tabela VII-5, e para visualização colocamos os resultados na figura VII-4.

E_0 (MeV)	$F(E_0; 0,75)$	$F(E_0; 1,00)$	$F(E_0, 1,50)$
27	1,61	0,48	0,12
28	5,86	2,57	0,78
29	11,32	6,15	2,07
30	18,49	10,33	3,92
31	24,16	14,72	6,17
32	28,94	18,80	8,62
33	32,86	22,43	11,13

TABELA VII-5 - Porcentagens de alimentação $F(E_0, T)$

Se todos os estados acima de 6,2 MeV de energia de excitação no ^{61}Cu decaíssem por emissão de prótons, a fração $F(E_0, T)$ da tabela VII-5 forneceria a diferença percentual entre a secção de choque medida por detecção de nêutrons e a medida por atividade residual. Entretanto, apenas uma fração destes estados podem decair via emissão de prótons, enquanto o restante dos estados se deexcita por emissão de gamas.

Definimos um parâmetro f_p , que representa a fração dos estados excitados do ^{61}Cu que decaem por emissão de prótons, em relação ao total dos estados. Este parâmetro é de difícil avalia-

ção pois deve depender da energia de excitação. As medidas de Sarantites com reações $^{58}\text{Ni}(\alpha, p\gamma)^{61}\text{Cu}$ e $^{58}\text{Ni}(\alpha, 2p\gamma)^{60}\text{Ni}$, com $E_\alpha = 20$ MeV, que permite a formação do Núcleo Composto ^{61}Cu até uma energia de excitação $E_x = 15,8$ MeV, pois o Q da reação vale $Q = 4,186$ MeV. Devida à distribuição da energia cinética dos prótons, formam-se núcleos compostos ^{61}Cu com várias energias de excitação. Este valor de energia corresponde à $E = 35,6$ MeV no ^{63}Cu , que vai emitir dois nêutrons formando o $^{61}\text{Cu}^*$. A fração obtida por Sarantites para estas condições foi de $f_p \approx 30\%$, e uma discussão deste parâmetro será feita na secção VII-3.

Para compararmos nossos resultados experimentais com as previsões da possível fração de prótons no decaimento, calculamos a fração dos estados excitados do ^{61}Cu que podem decair por emissão de prótons em função da energia E_0 de irradiação e da temperatura nuclear como $F(E_0, T) \times f_p$, com $f = 0,30$ e $f_p = 0,50$. Calculamos o yield relativo que deve ser obtido por atividade residual, a partir do yield relativo medido por detecção de nêutrons, como:

$$Y_{AR}(E_0) = Y_{DN}(E_0) - Y_{DN}(E_0) \times F(E_0, T) \times f_p \quad (\text{VII-11})$$

ou seja, descontamos nas medidas por detecção de nêutrons a fração que pode decair via emissão de prótons. Devido ao fato que para energias menores que 26 MeV $f_p = 0$, o yield medido por atividade residual e por detecção de nêutrons devem ser idênticos ($Y_{AR}(E_0) = Y_{DN}(E_0)$) para $E_0 < 26$ MeV. O cálculo da expressão VII-11 para $f_p = 0,30$ está na tabela VII-6 e para $f_p = 0,50$ está na tabela VII-7, para temperaturas nucleares de 0,75 MeV; 1,0 MeV e 1,5 MeV.

E_o (MeV)	$T=0,75$ MeV	$T=1,0$ MeV	$T=1,5$ MeV
27,10	$58,54 \pm 3,10$	$58,74 \pm 3,11$	$58,80 \pm 3,11$
28,20	$64,73 \pm 3,30$	$65,38 \pm 3,33$	$65,74 \pm 3,35$
29,11	$68,34 \pm 3,49$	$69,44 \pm 3,54$	$70,31 \pm 3,59$
30,10	$70,81 \pm 3,53$	$72,65 \pm 3,62$	$74,09 \pm 3,70$
31,07	$72,33 \pm 3,59$	$74,53 \pm 3,70$	$76,54 \pm 3,80$
32,07	$73,35 \pm 3,64$	$75,79 \pm 3,76$	$78,24 \pm 3,89$
32,97	$73,89 \pm 3,69$	$76,45 \pm 3,81$	$79,23 \pm 3,95$

TABELA VII-6 - Yield relativo $Y_{AR}(E_o) \times 10^{-3}$ para $f_p=0,30$

E_o (MeV)	$T=0,75$ MeV	$T=1,0$ MeV	$T=1,5$ MeV
27,10	$58,34 \pm 3,08$	$58,68 \pm 3,10$	$58,78 \pm 3,11$
28,20	$63,96 \pm 3,26$	$65,04 \pm 3,32$	$65,63 \pm 3,35$
29,11	$66,75 \pm 3,41$	$68,57 \pm 3,50$	$70,01 \pm 3,57$
30,10	$68,04 \pm 3,39$	$71,09 \pm 3,55$	$73,50 \pm 3,67$
32,07	$68,70 \pm 3,41$	$72,77 \pm 3,61$	$76,86 \pm 3,82$
32,97	$68,85 \pm 3,42$	$72,87 \pm 3,63$	$77,40 \pm 3,86$

TABELA VII-7 - Yield relativo $Y_{AR}(E_o) \times 10^{-3}$ para $f_p=0,50$

A partir destes resultados, podemos comparar nossos resultados experimentais com as previsões do modelo de evaporação, com possível emissão de prótons para $E_o > 26$ MeV. A figura VII-5 mostra as medidas LIC e MCS, com o yield relativo $Y_{AR}(E_o)$ para $f_p = 0,30$ e três temperaturas nucleares. A figura VII-6 é análoga

à esta, mas com $f_p = 0,50$. Vemos nestas figuras que nossos resultados concordam muito bem com o esperado até a energia de 26 MeV, como discutido na secção anterior. Para $E_0 > 30$ MeV, a concordância é boa para temperaturas nucleares entre 0,75 MeV e 1,0 MeV. Os resultados à 27;28 e 29 MeV, estão cerca de 15% abaixo do esperado, e não conseguimos detetar a razão da diferença, como já foi discutido no capítulo IV. O aumento da temperatura nuclear com a energia de excitação é prevista pelo modelo estatístico, e vemos que para $E_0 = 30$ MeV, $T \approx 0,7$ MeV e para $E_0 = 33$ MeV, $T \approx 1,3$ MeV. Para energias próximas das RAI dos estados do ^{61}Ni : fundamental; 67 keV; 283 keV e 656 keV, espera-se que a fração de decaimento por prótons seja maior que a média em todo o espectro, ou seja $f_p > 50\%$.

As previsões do modelo de evaporação concordam com os nossos resultados para $E_0 > 30$ MeV. Para $27 \leq E_0 \leq 29$, uma discussão criteriosa dos parâmetros envolvidos é necessária. O fato de nossos resultados estarem de acordo com as medidas feitas por atividade residual para energias E_0 até 26 MeV, fornecem elementos para o fato que o decréscimo no yield para $E_0 > 26$ MeV deve estar ligado à possível emissão de prótons por estados excitados do ^{61}Cu .

VII-3 - Discussão dos parâmetros e aproximações

A melhor concordância de nossos resultados com o modelo estatístico para energias mais altas é previsto no modelo , como foi explicitado em algumas aproximações feitas no capítulo V, onde as aproximações se tornam tão melhores quanto maior for a energia de excitação.

Um parâmetro definido na secção anterior, que é de difícil avaliação é f_p , que representa a porcentagem de decaimento

por prótons de um nível, em relação ao decaimento por gamas. O parâmetro f_p é função da energia, e uma indicação pode ser obtida a partir da análise das larguras parciais de decaimento por prótons e por gamas, obtidas em reações (p,p), (p, γ), (p,p'). A tabela VII-8 resume uma compilação de diversas medidas (refs. 128, 129, 135, 137 e 141) das larguras parciais r_γ e r_p , para os estados análogos das linhas de 283 keV ($p_{1/2}$), e 2114 keV ($g_{9/2}$) do ^{61}Ni .

Níveis do ^{61}Ni	$E_x(^{61}\text{Cu})$ (keV)	E_p (keV)	r_γ (eV)	r_p (eV)	$\frac{r_p}{r_p + r_\gamma} \times 100\%$
283($p_{1/2}$)	6624	1856	0,008	25	99,97
	6641	1873	0,027	30	99,91
2114($g_{9/2}$)	8491	3723	0,79	14,8	88,36
	8900	3732	0,47	6,3	93,06
	8505	3737	0,39	8,3	95,51
	8511	3743	0,23	-	-

TABELA VII-8

Da tabela VII-8 observamos que quando um estado análogo do ^{61}Ni é populado, seu decaimento preferencial é por emissão de prótons, com uma porcentagem maior que 90%. Para os demais estados do ^{61}Ni faltam dados sobre r_p , mas os resultados não devem ser diferentes, pois para o análogo do estado fundamental $r_\gamma = 0,05$ eV (ref. 135) e para o primeiro estado excitado de 67 keV, $r_\gamma = 0,03$ eV (ref. 150), e espera-se que para estes estados, $r_p \approx 30$ eV. Com o aumento da energia de excitação passa a ser difícil a identificação dos análogos, pois a densidade de níveis passa a se tornar muito grande.

Sarantites e outros (ref. 132) medindo a competição entre emissão de prótons e gamas no núcleo composto ^{61}Cu , obteve a secção de choque para formação independente de 21 níveis no ^{61}Cu e de 8 níveis no ^{60}Ni . A soma das secções de choque para o ^{61}Cu resulta $\sigma_{^{61}\text{Cu}} = 507,6 \pm 26,4 \text{ mb}$, e para o ^{60}Ni $\sigma_{^{60}\text{Ni}} = 205,3 \pm 15,1 \text{ mb}$, de modo que a emissão de prótons é responsável por 30% dos decaimentos (ref. 151). Este resultado serve somente como indicativo em nossa experiência, pois a distribuição de momento angular do núcleo composto ^{61}Cu é diferente, como foi discutido na secção VI-1, e deve-se levar em conta que no caso da experiência de Sarantites, o ^{61}Cu foi formado pela emissão de prótons, enquanto que no nosso caso, ele foi formado pela evaporação de dois nêutrons. Entretanto a experiência de Sarantites, mostra que o decaimento por prótons é uma fração considerável da deexcitação do ^{61}Cu para $E_x > 6,0 \text{ MeV}$. Análises feitas por Jaln e outros (refs. 153 e 154) excluem a possibilidade do processo direto ($^4\text{He}, 2p$) e ($^4\text{He}, ^2\text{He}$), e os prótons são emitidos sequencialmente, sendo que no processo níveis do ^{61}Cu são alimentados.

Para uma correta avaliação do parâmetro f_p , cálculos envolvendo a estrutura nuclear do ^{61}Cu tem que ser feitas, e uma análise do papel das RAI no decaimento de um núcleo composto completariam uma avaliação mais sólida do parâmetro f_p .

Não foi levada em conta a variação da temperatura nuclear quando da emissão do segundo nêutron, pois foi suposta uma temperatura nuclear constante para as duas emissões. Se levarmos em conta uma temperatura média, esta pode ser ligeiramente menor que 0,75 MeV, e um ajuste melhor dos resultados ã energias de 27 - 29 MeV é conseguido com isto.

VIII - CONCLUSÃO

A medida do yield da reação $^{63}\text{Cu}(\gamma, 2n)^{61}\text{Cu}$ por atividade residual forneceu resultados interessantes. Os dois métodos independentes de medida, o LIC e o MCS se mostraram consistentes dentro do erro experimental, e as medidas por acompanhamento de meia vida (MCS), forneceram resultados com uma variância menor que as medidas por linhas características (LIC).

Os problemas de medida com dois sistemas de espectroscopia gama foram resolvidos satisfatoriamente, e problemas quanto à flutuação da corrente do acelerador foram levados em conta, bem como correções devido à perda de energia dos elétrons no irradiador e no alvo.

Como medimos o yield relativo $Y_r = \frac{Y[^{63}\text{Cu}(\gamma, 2n)^{61}\text{Cu}]}{Y[^{63}\text{Cu}(\gamma, n)^{62}\text{Cu}]}$ utilizamos a secção de choque $^{63}\text{Cu}(\gamma, n)^{62}\text{Cu}$ medida por Dreyer e outros para comparação com nossos resultados, e esta secção de choque juntamente com a $(\gamma, 2n)$ de Fultz e outros, se mostrou compatível com nossas medidas.

Nossos resultados experimentais até a energia de 26 MeV concordaram dentro de 5% com as medidas de Dreyer e Fultz. Após 26 MeV, onde energeticamente o decaimento por prótons pode ocorrer, um sensível decréscimo no yield da reação $(\gamma, 2n)$ medido por atividade residual foi detetado.

A comparação entre os resultados medidos por nós através da atividade residual dos produtos formados e os resultados obtidos pela detecção direta dos nêutrons, fornece indicações

sobre o decaimento por prótons. No entanto, embora a barreira coulombiana inibia a emissão de prótons por evaporação, os resultados do presente experimento não permitem, por si só a atribuição da emissão de prótons aos estados análogos do ^{61}Cu . A contribuição dos estados análogos no decaimento por prótons dos estados excitados do ^{61}Cu para $E_0 > 26$ MeV pode ser importante, mas esta verificação deve ser objeto de medidas mais precisas. A detecção direta dos prótons em linha com detetores de barreira de superfície, permitindo a medida dos espectros, forneceriam resultados mais conclusivos acerca do decaimento por prótons. Medidas por atividade residual, utilizando fótons monocromáticos poderiam também, se apresentassem indicações de ressonâncias na secção de choque para energias de algumas das ressonâncias análogas isobáricas, fornecer as conclusões que nos faltaram.

Os resultados experimentais quando comparados com os cálculos do Modelo Estatístico permitem obter um ajuste da temperatura nuclear consistente com outras medidas experimentais.

As medidas não concordam com os cálculos para energias de 27 à 29 MeV, e não encontramos uma justificativa para a discrepância de 15% em nossos resultados em relação aos esperados, para a faixa de energia de 27 à 29 MeV. Nossas medidas para $E_0 \approx 33$ MeV revelam que para uma temperatura nuclear de 1 MeV, 40% dos estados do ^{61}Cu devem decair via emissão de prótons. Sarantites e outros em experiência diferente da nossa obtiveram para $E_0 \approx 36$ MeV, $f_p \approx 30\%$, resultado próximo ao que é esperado em nossas medidas.

Para uma melhor avaliação da porcentagem de decaimento de prótons f_p , cálculos de Estrutura Nuclear envolvendo as ressonâncias análogas isobáricas devem ser feitos.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- (1) Philippe Gouffon - Dissertação de Mestrado, IFUSP, 1979.
- (2) W.R.French Jr., R.L. La Shure, J.L.Curran - Amer. Journ. of Phys., 37,1 (1969) 11.
- (3) Heath, R.L. - Precision Gamma-Ray Energy and Intensity Measurements with Ge(Li) Spectrometers. In: Hamilton, J.H. & Manthurithil, J.C. - Radioactivity in Nuclear Spectroscopy, vol.I, New York, Gordon and Breach, 1972.
- (4) Helner, R.G.; Grenwood, R.C. & Gehrke, R.J. - Nucl. Instr. & Meth. 96(1971) 173.
- (5) H.E.Bosch et al - Nucl. Phys. A 108(1968) 209.
- (6) D.P.Donnely et al - Phys. Rev. 173(1968) 1192.
- (7) A.Notea et al - Nucl. Phys. A 107(1968) 193.
- (8) Nuclear Data Sheets - Nuclear Levels A=133, Drawing 1.
- (9) L.A.McNelles e J.L.Campbell - Nucl. Instr. & Meth. 109(1973) 241.
- (10) J. Legrand - Nucl. Instr. & Meth 112(1973) 229.
- (11) Nuclear Level Schemes, A=45 through A=257 from Nuclear Data Sheets - Editado por Nuclear Data Group, Academic Press, 1973.
- (12) R.J.Gehrke et al - Nucl. Instr. & Meth, 147(1977) 405.
- (13) East, L.V. - Nucl. Instr. & Meth., 93(1971) 193.
- (14) Kane, W.R. & Mariscotti, M.A. - Nucl. Instr. & Meth., 56(1967) 189.
- (15) Singh, R. - Nucl. Instr. & Meth., 136(1976) 543.
- (16) Philippe Gouffon - Manual de utilização do programa AJUSTE Publicação interna - LAL/79.
- (17) Coaxial Ge(Li) Detector Cryostat Systems - Ortec, 1973.

- (18) J.M.McKenzie - Nucl. Instr. & Meth. 162(1979) 49.
- (19) R.L.Heath, R.Hofstadter & E.B.Hughes - Nucl. Instr. & Meth., 162(1979) 431.
- (20) Arthur I. Berman e Karl L.Brown - Phys. Rev., 96, nº 1 (1954) 83.
- (21) M.B.Scott, A.O.Hanson e D.W.Kerst - Phys. Rev., 100, nº 1 (1955) 209.
- (22) W.E.del Bianco e W.E.Stephens - Phys. Rev., 126, nº 2 (1962) 709.
- (23) G.E.Coote, W.E. Turchinetz e I.F.Wright - Nucl. Phys. 23 (1961) 468.
- (24) S.C.Fultz, R.L.Bramblett, J.F. Caldwell e R.R.Harvey - Phys. Rev., 133, nº 5B(1964) 1149.
- (25) R.E.Sund, M.P.Baker, L.A.Kull e R.B.Walton - Phys. Rev., 176, nº 4(1968) 1366.
- (26) D.G.Owen, E.G.Muirhead e B.M.Spicer - Nucl. Phys., A122 (1968) 177.
- (27) F.Dreyer, H.Dahmen, J. Staud e H.H.Thies - Nucl. Phys., A181(1972) 477.
- (28) Table of Isotopes - ed. por C.M.Lederer e V.S.Shirley, 7a. edição, John Wiley & Sons, Inc., 1978.
- (29) L.I.Schiff - Phys. Rev. 83(1951) 252.
- (30) Jiro Takahashi - Tese de Mestrado - IFUSP.
- (31) P.N.Petrawale e R.G.Kulkarni - J.Phys.G, vol.3, nº 3 (1977) 401.
- (32) R.A.Meyer - Phys.Rev.C, vol.17, nº 5(1978) 1822.
- (33) R.L.Auble (editor) - Nuclear Data Sheets A=61 (1973).
- (34) J.C.Ritter e R.C.Larson - Nucl. Phys. A 127(1969) 399.
- (35) R.Bêraud - Nucl. Phys. A99(1967) 577.

- (36) H.H.Bolotin - Phys. Rev., 158, 4(1967) 1069.
- (37) H.W.Jongsma et al - Zeit. f. Phys., 270(1974) 89.
- (38) D.M. van Patter - Nucl. Phys. A146(1970) 427.
- (39) J.Higbie - Nucl. Instr. & Meth. 105(1972) 279.
- (40) M.Goldhaber e E.Teller - Phys. Rev., 74(1948) 1046.
- (41) A.Kerman, H.McNanus e R.M.Thaler - Ann. Phys. 8(1959) 551.
- (42) S.C.Fultz - Phys. Rev. 143(1966) 790.
- (43) S.C.Fultz et al - Phys. Rev. 128(1962) 2345.
- (44) R.Bèrgere et al - Proc. Int. Conf. Photonuclear Reactions (1973) Asilomar.
- (45) R.Bèrgere et al - Nucl. Phys., A133(1969) 417.
- (46) R.A.Alvarez et al - Proc. Int. Conf. Photonuclear Reactions (1973) Asilomar.
- (47) B.L.Berman - Atlas fo Photonuclear Reactions.
- (48) H.A.Bethe e W.Heitler - Proc. Roy. Soc., A146(1934) 83.
- (49) W.Heitler - The Quantum Theory of Radiation, Oxford Press, 3a. ed. (1970).
- (50) D.G.Ower, E.G.Muirhead e B.M.Spicer - Nucl. Phys., A109 (1968) 385.
- (51) O.V.Bogdankevich e F.A. Nikolab - Methods in Bremsstrahlung Research - Academic Press (1966).
- (52) H.W.Koch e J.W.Motz - Rev. Mod. Phys. 31(1959) 20.
- (53) J.L.Mathews e R.O.Owens - Nucl. Instr. & Meth. 111(1973)157.
- (54) Aluisio Neves Fagundes - Tese de Mestrado, IFUSP (1977)
- (55) B.Bulow e B.Forkman - Handbook of Nuclear Ativation Cross Section - IAEA, T.R. n° 156(1974).
- (56) G.Kuhl e U.Kneissel - Nucl. Phys. A195(1972) 559.

- (57) Ivan Cunha Nascimento - Tese de Doutorado, Fac.Fil. Ciências e Letras da USP (1965)
- (58) D.F.Herring, I.C.Nascimento, P.B.Walton e R.E.Sund - Phys. Rev., 139(1965) B562.
- (59) W.W.Gargaro e D.Onley - Phys. Rev., C4(1971) 1032.
- (60) I.C.Nascimento, E.Wolynech e D.Onley - Nucl. Phys., A246 (1975) 210.
- (61) Elisa Wolynech - Tese de Doutorado - IFUSP, 1975.
- (62) U.Kneissel et al - Zeit. fur Phys. A281(1977) 35.
- (63) Elisa Wolynech - Phys. Rev. C, vol. 11, nº 4(1975) 1083.
- (64) E.Bramanis, T.K.Deagne et al - Nucl. Instr. & Meth. 100(1972) 59.
- (65) G.C.Baldwin e G.S. Klarber - Phys. Rev., 73(1948) 1156.
- (66) L.Katz e A.G.W.Cameron - Can. J. Phys. 29(1951) 518.
- (67) Robson, J.W. e E.C.Gregg - Phys. Rev. 105(1957) 619.
- (68) Manual de utilização do programa AJUSTE (AJUST2) - Philippe Gouffon - Publicação interna LAL (1979).
- (69) R.Bevington - Error Reduction and Data Analyses - 1967.
- (70) A.S.Penfold e J.E.Leiss - Phys. Rev. 144(1959) 1332.
- (71) B.C.Cook - Nucl. Instr. & Meth. 24(1963) 256.
- (72) H.H.Thies - Australian, J. Phys. 14(1961) 174.
- (73) K.N.Geller e E.G.Muirhead - Nucl. Instr. & Meth. 26(1964) 274.
- (74) O.Blunck e Leisegang - Zeit. fur Physik 128(1950) 500.
- (75) Pages, L., Bertel, E., Joffre, H., Sklavenitis, L. - Atomic Data 4(1972) 1.
- (76) J.C.Hardy - Proc. Int. Conf. Nuclides far from Stability Line (1978) 256.

- (77) J.C.Hardy - Phys. Rev. C3, n° 2(1971) 700.
- (78) K.Krämer, H.V.Butlar, A.Goldman e B. Huber - Zeitschrift für Physik, 207(1967) 1.
- (79) Niels Bohr - Nature, 137(1936) 344.
- (80) S.N.Ghoshal - Phys. Rev., 80(1950) 939.
- (81) V.F.Weisskopf - Phys. Rev., 52(1937) 295.
- (82) Torlieif Ericson - Advan. Phys. 9(1960) 425.
- (83) J.M.Lang e K.J.Le Couteur - Proc. Phys. Soc. Lond. A67 (1954) 585.
- (84) H.Bethe - Phys. Rev., 50(1936) 332.
- (85) N.Rosenzweig - Phys. Rev., 105(1957) 950.
- (86) T.Ericson - Nucl. Phys. 8(1958) 265.
- (87) A.A.Ross - Phys. Rev., 108(1957) 720.
- (88) T.Ericson - Nucl. Phys. 6(1958) 62.
- (89) D.W.Lang - Nucl. Phys. 42(1963) 353.
- (90) S.G.Nilsson - Dan. Mat. Fys. Medd. 29(1955) 16.
- (91) D.W.Lang e K.J.Le Conteur - Nucl. Phys. 14(1959) 21.
- (92) D.W.Lang - Nucl. Phys. 77(1966) 545.
- (93) D.G.Sarantites - Nucl. Phys. A93(1967) 567.
- (94) C.Hurwitz, S.J.Spencer, R.A.Esterlund et al - Nucl. Phys. 54(1964) 65.
- (95) D.B. Thomson - Phys. Rev. 129(1963) 1649.
- (96) C.T.Bishop, J.R.Huizenga e J.P.Hummel - Phys. Rev. 135 (1964) B401.
- (97) R.A.Esterlund e B.D.Pate - Nucl. Phys. 69(1965) 401.
- (98) N.D.Dudey e T.T.Sugihara - Phys. Rev. 139(1965) B896.

- (99) V.F.Weisskopf e D.H.Ewing - Phys. Rev., 57(1940) 472.
- (100) J.Blatt e V.Weisskopf - Theoretical Nuclear Physics,
N.Y.,Wiley & Sons.
- (101) D.B.Thomson - Phys. Rev. 129(1963) 1649.
- (102) D.G.Sarantites e B.D.Pate - Nucl. Phys. A93(1967) 545.
- (103) J.Cerny, R.A.Gough, R.G.Sextro e J.E.Esteril - Nucl. Phys.
A188(1972) 666.
- (104) J.Cerny, J.E.Esteril, R.A.Gough e R.G.Sextro - Phys.
Letters, 33B, n° 4(1970) 284.
- (105) V.I.Goldanskii - Ann. Rev. Nucl. Sci. 16(1966) 1.
- (106) V.A.Karnaukov, G.M.Ter - Akojian, e V.G.Subbotin - Proc.
Conf. Reactions Complex Nuclei, Asilomar, Calif.
434(1963).
- (107) R.Barton e R.M.C.Pherson - Bull. Am. Phys. Soc. 8(1963)357.
- (108) L.W.Alvarez - Phys. Rev., 75(1949) 1815.
- (109) L.W.Alvarez - Phys. Rev., 80(1950) 519.
- (110) R.A.Esterlund, R.McPherson, A.M.Poskanzer e P.L.Reeder -
Phys. Rev., 156(1967) 1094.
- (111) K.P.Jackson, C.V.Cardinal, H.C.Evans, J.Cerny - Phys.
Letters, 33B, n° 4(1970) 281.
- (112) L.K.Peker, E.I.Volmyansky, V.E.Bunakov e S.G. Oglobin -
Phys. Letters, 36B, n° 6(1971) 547.
- (113) J.C.Hardy, J.E.Esteril, R.G.Sextro e J.Cerny - Phys. Rev.
C3, n° 2(1971) 700.
- (114) J.Cerny e J.C.Hardy - Ann. Rev. Nucl. Sci. 27(1977) 333.
- (115) B.Jonson, E.Hagberg, P.G.Hansen, P.Hornshoff - 3a. Int.
Conf. on Nuclei far from Estability Line - pg 277 -
Cern Report (1976).
- (116) C.E.Porter e R.G.Thomas - Phys. Rev. 104(1956) 483.

- (117) J.A.MacDonald, J.C.Hardy, H.Schmeing, T.Faesterman et al - Nucl. Phys. A288(1977) 1.
- (118) J.C.Hardy, J.A.MacDonald, H. Schmeing, T.Faesterman et al Phys. Lett. 63B, nº 1(1976) 27.
- (119) V.A.Karnaukov, D.D.Bogdanov e L.A.Petrov - 3a. Int. Conf. on Nuclei far of Stability Line - Corsega, França (1976) p.457.
- (120) D.D.Bogdanov, I.Voborzhi, A.V.Demyanov et al - Yad. Fiz 24(1976) 9.
- (121) J.C.Hardy - 3a. Int. Conf. on Nuclei far from Stability Line, (1976) p. 267.
- (122) Ernst W. Hamburger - Tese apresentada à Universidade de São Paulo (1966).
- (123) J.D.Fox, C.F.Moore e D.Robson - Phys. Rev. Letters, 12 (1964) 198.
- (124) W.Rory Coker e C.Fred Moore - Phys. Today, Abril 1969, p. 53.
- (125) J.D.Anderson, C.Wong, J.W.Mcclure - Phys. Rev. 126(1962) 2170.
- (126) O.E.Kraft, Yu. V. Naunov e I.V.Sizov - Izvestiya Akademii Nauk SSSR. Seriya Fizicheskaya, vol. 39(1975) 70.
- (127) M. Adachi, T.Hattori, E.Arai, M.Ogawa e H.Satoh - Journal of the Physical Society of Japan, vol. 36(1974) 1266.
- (128) G.Bergdolt, A.M.Bergdolt, H.V.Klapdor e M.Schrader - Nucl. Phys. A263(1976) 477.
- (129) E.Arai, M.Ogawa e H.Sato - Nuclear Phys. A256 (1976) 127.
- (130) E.J.Hoffman e D.G.Sarantites - Nucl. Phys. A173(1971) 177.
- (131) D.G.Sarantites e E.J.Hoffman - Nucl. Phys. A180(1972) 177.
- (132) J.H.Barker e D.Sarantites - Phys. Rev. C, vol. 9(1974) 607.
- (133) D.Robson - Phys. Rev. B137(1965) 535.

- (134) V.P.Aleshin - I Zvestiya Akademii Nauk SSSR. Ser. Fiz.
37, nº 9(1973) 1959.
- (135) O.E.Kraft, Yu. V. Naumov e I.V.Sizov - Yad. Fiz 21(1975)
919.
- (136) P.J.Van Hall, J.P.M.G. Melssen, S.D.Wassenaar e
Nucl. Phys. A291(1977) 63.
- (137) J.P.Trentelman, J.R.Leslie e W.McLatchie - Nucl. Phys.
A206(1973) 393.
- (138) D.J.Pullen e B.Rosner - Phys. Rev. 170(1968) 1034.
- (139) E.Arai, M.Ogawa e H.Sato - Nucl. Phys. A256(1976) 127.
- (140) J.C.Browne, H.W.Newson e E.G.Bilpuch - Nucl. Phys. A153
(1970) 481.
- (141) J.P.Trentelman, J.R.Leslie e W.McLatchie - Zeit. für
Physik, 266(1974) 69.
- (142) J.D.Pullen e B.Rossner - Phys. Rev. 170, nº 4(1968) 1034.
- (143) G.M.Temmer - Dubna Symposium, Nuclear Structure, IAEA (1968)
- (144) F.Ajzenberg e T.Selove - Nucl. Phys. A268(1976) 1.
- (145) B.L.Berman, S.C.Fultz, J.T.Caldwell, M.A.Kelly e S.S.
Dietrich - Phys. Rev. C2, nº 6(1970) 2318.
- (146) R.W.Fast, P.A.Flournoy, R.S.Tickle e W.D.Whitehead -
Phys. Rev. 118(1960) 535.
- (147) K.Krämer, H.V.Buttler, A.Goldman e B.Huber - Zeitschrift
für Physik, 207(1967) 1.
- (148) A.Goldman, P.Kneisel e H.V.Butlar - Z. Physik, 192(1966)
282.
- (149) V.I.Goldanskii - Nucl. Phys. 19(1960) 482.
- (150) J.W.Butler e C.R.Gossett - Phys. Rev. 108(1957) 1453.
- (151) D.G.Sarantites, J.H.Barker e N.H.Lu - Physical Review C9
(1974) 603.

- (152) A.Stolovy e J.A.Harvey - Phys. Rev. 108(1954) 353.
- (153) R.Jain e outros - Phys. Rev. Lett 37(1976) 812.
- (154) R.Jain e outros - Phys. Rev. C18(1978) 9.