UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
INSTITUTO DE FÍSICA

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
SERVIÇO DE BIBLIOTECA E INFORMAÇÃO
2120
INSTITUTO DE FÍSICA

EXPERIMENTO DE COINCIDÊNCIA

^{26}Mg(e,e'c)

Luís Antônio Albiac Terremoto

Orientador: Prof. Dr. Marcos Nogueira Martins

Tese de doutoramento apresentada ao Instituto de Física da Universidade de São Paulo.

Prof. Iberê Luiz Caldas
Presidente da Comissão de Pós-Graduação

SÃO PAULO
1993

SBI-IFUSP
305M810T2120

539.75
T 325e
D
e.1.

FICHA CATALOGRÁFICA

Preparada pelo Serviço de Biblioteca e Informação
do Instituto de Física da Universidade de São Paulo

Terremoto, Luís Antônio Albiac
Experimento de coincidência $^{26}Mg(e, e'c)$. São Paulo, 1993.

Tese (Doutorado) - Universidade de São Paulo. Instituto de Física. Departamento de Física Experimental.
Área de Concentração: Física Nuclear
Orientador: Prof. Dr. Marcos Nogueira Martins

Unitermos: 1. Ressonâncias gigantes; 2. Reações de eletrodesintegração; 3. Medidas em coincidência.

USP/IF/SBI - 78/93

Comissão Examinadora : Prof. Dr. Marcos Nogueira Martins (IFUSP)

Prof. Dr. Émerson José Veloso de Passos (IFUSP)

Prof. Dr. Celso Luiz Lima (IFUSP)

Profa. Dra. Cibele Bugno Zamboni (IPEN)

Prof. Dr. Paulo Roberto da Silveira Gomes (UFF)

Índice

1 Introdução Teórica **6**

1.1 Ressonâncias gigantes 6

1.1.1 Características principais 6

1.2 Teoria dos experimentos de coincidência A(e,e'c)B 11

1.2.1 Cinemática 11

1.2.2 Seção de choque de coincidência 14

1.2.3 Correlações angulares 19

2 Técnicas Experimentais **25**

2.1 Introdução 25

2.2 Alvo utilizado 26

2.3 Detecção dos elétrons espalhados 26

2.4 Detecção das partículas carregadas 28

2.5 Eletrônica de coincidência e aquisição de dados 31

2.6 Medidas realizadas 34

3 Redução dos Dados Experimentais **39**

3.1 Introdução 39

3.2 Redução dos espectros TDC 40

3.3 Identificação das partículas de decaimento carregadas 41

3.3.1 Método ΔE-E 41

3.3.2 Discriminação da forma de pulso 44

3.4 Estruturação dos espectros de elétrons 46

3.5 Análise dos espectros de elétrons 51

3.6 Normalização absoluta 53

4 Apresentação e Análise dos Resultados **58**
4.1 Sumário 58
4.2 Espectros de elétrons 59
4.3 Seções de choque de coincidência 60
4.4 Distribuições angulares 63
4.4.1 Distribuições angulares dos decaimentos p_{01}, p_2 e α_1 . . 65
4.4.2 Distribuições angulares do decaimento α_0 69
4.4.3 Composição multipolar da seção de choque de coincidência ^{26}Mg(e,e'α_0) ^{22}Ne 70
4.5 Isospin e deformação nuclear nas ressonâncias gigantes do ^{26}Mg 79

5 Conclusão **90**

Referências Bibliográficas **95**

Apêndice A - Regras de Soma **102**

Agradecimentos

Ao Prof. Dr. Marcos Nogueira Martins, pela orientação geral deste trabalho e pelo incentivo constante.

Ao Prof. Dr. Gerard Fricke, pela colaboração e pelo apoio imprescindível prestado durante minha permanência em Mainz.

Ao Dr. Hans-Jörg Emrich, pela ajuda no decorrer da redução dos dados experimentais e pelo interesse com o qual acompanhou a obtenção e análise dos resultados.

Ao Dr. Kurt Wolfgang Neff, pelas informações fornecidas a respeito das técnicas experimentais utilizadas.

Ao Prof. Dr. Sílvio Bruni Herdade, pelos estudos conjuntos e discussões realizadas por ocasião do início deste trabalho.

Ao KFA-Jülich, pelo apoio financeiro na Alemanha.

À FAPESP, pelo apoio financeiro no Brasil.

Resumo

O objetivo deste trabalho consiste em estudar as ressonâncias gigantes no ^{26}Mg por intermédio de reações nucleares de eletrodesintegração em que o elétron espalhado inelasticamente e a partícula carregada c emitida (onde c designa um próton ou uma partícula alfa) são medidos em coincidência. Durante o experimento foi utilizado o feixe contínuo de elétrons do acelerador Microtron-A2, instalado no Instituto de Física Nuclear da Universidade de Mainz (Alemanha).

Os elétrons espalhados foram medidos nos ângulos de 22° e 35°, correspondentes a momentos transferidos de 0,35 e 0,54 fm^{-1}, respectivamente, uma vez que a energia cinética dos elétrons incidentes era de 183,5 MeV. O experimento abrangeu uma faixa de energia de excitação do núcleo-alvo compreendida entre 10,6 MeV – 31,8 MeV e tornou possível a investigação do decaimento das ressonâncias gigantes em um estado final definido dos núcleos-produto.

Os elétrons espalhados inelasticamente foram detectados por um espectrômetro magnético de 180° bifocal e as partículas carregadas c por um sistema composto por detectores de barreira de superfície, ambos conectados por uma eletrônica de coincidência.

O processo de redução e análise dos dados experimentais constitui a ênfase deste trabalho, uma vez que não houve participação direta na realização do experimento.

Foram obtidas as seções de choque e distribuições angulares para as reações ^{26}Mg(e,e'α_0) ^{22}Ne, ^{26}Mg(e,e'α_1) ^{22}Ne, ^{26}Mg(e,e'p_{01}) ^{25}Na e ^{26}Mg (e,e'p_2) ^{25}Na. No caso específico do decaimento α_0, foi efetuada uma separação independente de modelo das componentes multipolares da seção de choque.

Um estudo da influência de efeitos de isospin e deformação nuclear nas ressonâncias gigantes do ^{26}Mg foi realizado com base em comparações com resultados de outros experimentos que abrangem a faixa de energia de excitação localizada entre 10 MeV e 40 MeV.

Abstract

Measurements of the ^{26}Mg(e,e'c) reaction (c standing for p or α) have been performed at electron energy of 183.5 MeV and scattering angles of 22° and 35° (momentum transfer of 0.35 and 0.54 fm^{-1}, respectively). Excitation energy of the target nucleus ranged from 10.6 MeV to 31.8 MeV and cross sections and angular distributions were determined for the following decay channels : α_0, α_1, p_{01} and p_2. The multipolar composition of the α_0 channel was determined by means of a model independent analysis. A simple model based on effects of isospin, nuclear deformation and configurational splitting was used to explain the observed behaviour of the strength distribution of the giant resonances as a function of energy.

Capítulo 1

Introdução Teórica

1.1 Ressonâncias gigantes

1.1.1 Características principais

Em física nuclear, as tentativas de relacionar uma evidência experimental com a teoria defrontam-se com dois grandes obstáculos. O primeiro provém do fato das forças nucleares fortes, que possibilitam a coesão do núcleo atômico por meio da interação entre os nucleons, não serem completamente conhecidas. O segundo é resultado da impossibilidade matemática de se resolver de maneira completa e exata um problema de muitos corpos, como no caso do núcleo atômico.

O modelo nuclear unificado, resultado da fusão do modelo de camadas com o modelo coletivo, foi um expressivo avanço na direção de se procurar solucionar estas dificuldades. Não obstante, para que um modelo se assemelhe ao máximo com a realidade física, é necessário que o mesmo explique fenômenos que sejam comuns a todos os núcleos, desde os com menor até os com maior número de massa. As denominadas ressonâncias gigantes das reações fotonucleares (reações induzidas através da interação da radiação eletromagnética com o núcleo atômico) são efetivamente um fenômeno geral, que ocorre para todos os núcleos, sendo portanto um ótimo teste da proximidade entre um modelo nuclear e a realidade física que o mesmo pretende representar.

Os experimentos de coincidência (e,e'c) constituem um instrumento de investigação que abre perspectivas inéditas e permite ampliar os conheci-

mentos já adquiridos sobre os mecanismos de excitação e decaimento das ressonâncias gigantes. O presente trabalho se insere neste contexto, uma vez que seu objetivo consiste em estudar as ressonâncias gigantes no ^{26}Mg através de reações nucleares de eletrodesintegração onde o elétron espalhado inelasticamente e a partícula carregada c emitida (com c designando um próton ou uma partícula alfa) são medidos em coincidência. Assim pois, será apresentado nesta parte um apanhado geral das características das ressonâncias gigantes, com destaque para as de dipolo e quadrupolo elétricos.

As evidências experimentais acumuladas para a fotoabsorção nuclear mostram que os núcleos apresentam um comportamento característico, o qual pode ser descrito como função da energia de excitação de modo que[1,2]:

a) para energias abaixo de 9 MeV, a excitação atinge apenas níveis nucleares discretos, ligados ou não . Tais ressonâncias são descritas pela estrutura de camadas do núcleo e são , portanto, diferentes para cada núcleo, podendo em alguns casos apresentar alguns aspectos comuns. Estes níveis são os mesmos cuja existência é revelada em experiências de espalhamento elástico e inelástico de partículas.

b) para energias entre 10 MeV e 50 MeV, a excitação é de estados coletivos. Devido à ocorrência de superposição de níveis nessa região , a excitação aparece como uma faixa de absorção larga.

c) para energias entre 50 MeV e 140 MeV, o efeito dominante na absorção é o efeito de quasidêuteron.

d) para energias acima de 140 MeV, a absorção é dominada pela fotoprodução de píons e efeitos de ressonância de nucleons.

Este comportamento característico é ilustrado na figura 1.

A região b) é denominada ressonância gigante, sendo explicada pela absorção dominante da componente de dipolo elétrico da radiação eletromagnética incidente, tendo sido por este motivo denominada ressonância gigante de dipolo elétrico, ou seja, RGE1. A absorção dominante da componente de dipolo elétrico se deve ao fato de que quando o comprimento de onda da radiação eletromagnética incidente é grande comparado com as dimensões do sistema excitado, a excitação de dipolo elétrico é favorecida. Um exemplo simples deste fato é verificado para raios γ com comprimentos de onda maiores que os diâmetros nucleares. Para $E_\gamma = 20$ MeV, o comprimento de onda é de 10^{-12} cm = 10 fm, que é da mesma ordem de grandeza dos diâmetros de núcleos com números de massa intermediários. Nestas condições , o núcleo fica "imerso" no campo eletromagnético incidente sendo

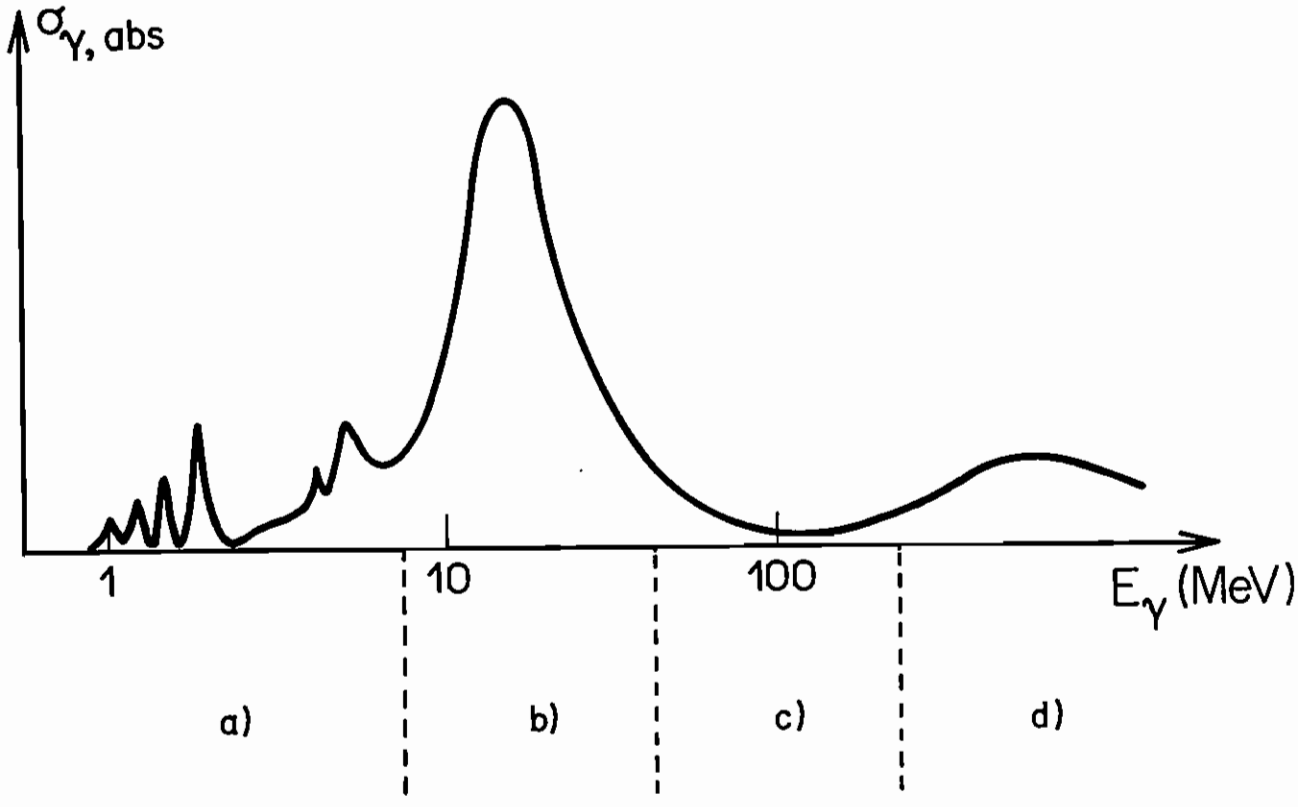


Figura 1 – Seção de choque de fotoabsorção nuclear em função da energia dos fótons incidentes, mostrando as diversas regiões de ressonância : a) ressonâncias descritas pela estrutura de camadas do núcleo; b) ressonância relacionada com a excitação de estados coletivos; c) absorção dominada por efeitos de quasidêuteron; d) absorção dominada pela fotoprodução de píons e efeitos de ressonância de nucleons.

que, em particular, a componente elétrica $\vec{\varepsilon}$ atuando nos prótons desloca-os em relação aos nêutrons. Para manter o centro de massa inalterado (pois a velocidade de recuo do núcleo, inicialmente em repouso, é muito pequena após a fotoabsorção), os nêutrons deslocam-se no sentido oposto ao dos prótons, conforme pode ser visto na figura 2A)[3].

Quando o campo de radiação tiver uma frequência ω da ordem da frequência própria do sistema dos nucleons, ω_R, ocorre o fenômeno da ressonância e a amplitude da seção de choque de fotoabsorção apresenta um pico, conforme mostra a figura 2B)[3].

A RGE1 possui as seguintes características principais :

a) está situada em uma faixa de energia acima do limiar de emissão de partículas pelo núcleo.

b) ocorre em todos os núcleos atômicos.

c) a largura total da ressonância varia de 3 MeV a 20 MeV, de acordo com fatores que dependem diretamente da estrutura do núcleo.

d) a posição média da RGE1 em energia (energia de excitação da ressonância) é função do número de massa do núcleo (A). Para núcleos intermediários e pesados (A>50), verifica-se que $E_R \approx 79\ A^{-\frac{1}{3}}$ MeV (conforme mostra a figura 3). Para núcleos leves, $E_R \approx 66\ A^{-\frac{1}{3}}$ MeV representa melhor a energia de excitação da ressonância[4].

Estas características mostram que a RGE1 de fato é o resultado de uma excitação coletiva dos nucleons. Dentre as mesmas, porém, a que melhor expressa esta constatação é a largura total da RGE1. Esta grandeza pode ser definida como a largura da seção de choque de fotoabsorção nuclear, medida à meia-altura. O valor desta largura fornece uma indicação sobre a faixa de energia em que ocorrem as excitações de dipolo elétrico mais intensas. A largura total da RGE1 varia de acordo com quatro fatores :

1. A faixa de energia abrangida pelas transições de dipolo elétrico com origem em um único nível do núcleo.

2. A diferença de energia entre as transições de dipolo elétrico com origem em vários níveis do núcleo (separação configuracional).

3. Divisão da RGE1 em dois estados de energia e isospin diferentes.

4. Deformação do núcleo em seu estado fundamental.

A largura total da RGE1 é determinada pelo primeiro fator somente em núcleos esféricos nos quais o número de prótons é igual ao número de nêutrons. Para estes núcleos, a largura total da RGE1 é a menor, com valo-

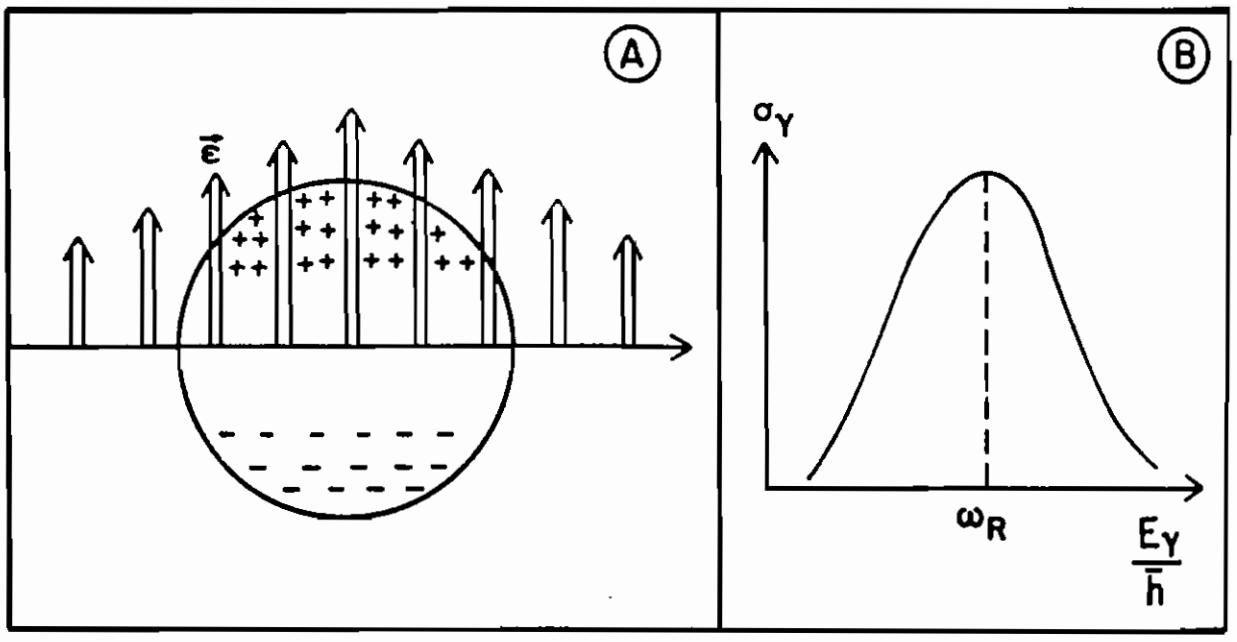


Figura 2 – Esquema ilustrativo da ocorrência da ressonância gigante de dipolo elétrico (RGE1). A) deslocamento dos prótons (sinal +) em relação aos nêutrons (sinal −, por convenção), originado pela componente elétrica $\vec{\varepsilon}$ do campo eletromagnético incidente; B) ressonância da seção de choque de fotoabsorção para frequências da radiação eletromagnética incidente ω da ordem da frequência de oscilação própria do sistema prótons-nêutrons, ω_R, ou seja $\omega \cong \omega_R$.

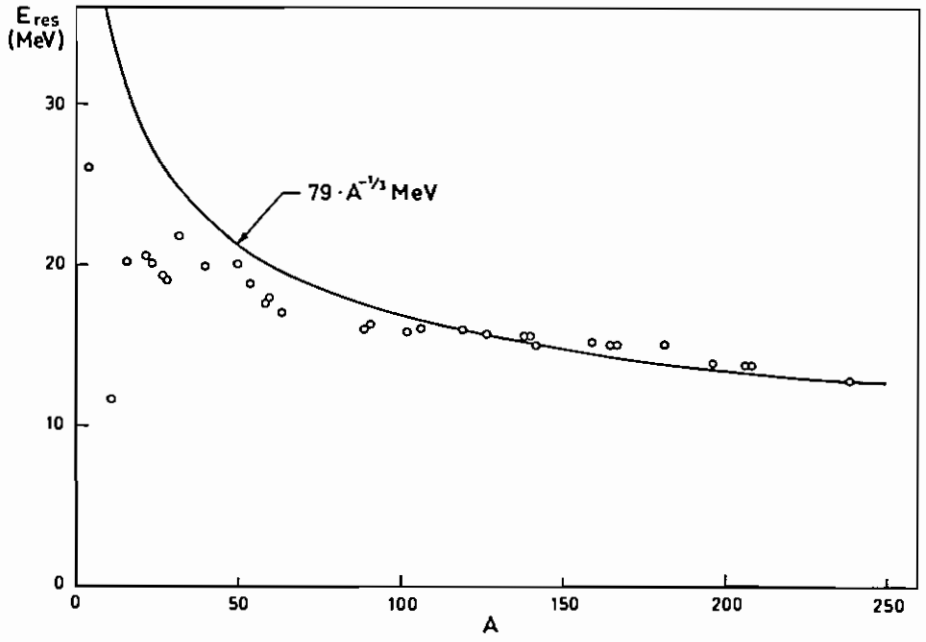


Figura 3 – Sistemática da posição do pico da RGE1 em função do número de massa do núcleo. Para o caso de núcleos deformados, a seção de choque de fotoabsorção é desdobrada em dois picos, e a posição é representada pela média ponderada das duas energias de ressonância[4].

res entre 3 MeV e 5 MeV. O efeito do aumento da largura total da RGE1 com o crescimento da deformação nuclear é observado principalmente em núcleos pesados[5,6]. No entanto, para a maioria dos núcleos a largura total da RGE1 depende de todos os fatores anteriormente mencionados de uma maneira muito complicada, sendo difícil determinar com precisão a influência relativa de cada um deles no valor da mesma. Tal constatação é especialmente verdadeira para núcleos onde os prótons e nêutrons mais externos estão localizados entre os níveis nucleares 2s e 2d, denominados núcleos (2s-2d). Para estes núcleos, nos quais a largura total da RGE1 registra valores compreendidos entre 5 MeV e 20 MeV, há uma hipótese no sentido de que a deformação nuclear exerce uma influência bastante reduzida se comparada aos outros três fatores. Ainda segundo tal hipótese, quando um núcleo deste tipo apresenta o número de prótons diferente do número de nêutrons (por exemplo, o núcleo ^{26}Mg), a divisão da RGE1 em dois estados de energia e isospin diferentes (um efeito de isospin) passa a ser um fator relevante na determinação da largura total da RGE1[7].

Por outro lado, há outra hipótese que afirma ser exatamente a deformação nuclear a causadora da divisão da RGE1 em dois estados de energia diferentes no caso dos núcleos em questão . Se tal hipótese for verdadeira, a largura total da RGE1 é determinada principalmente por efeitos devidos à deformação nuclear e não por um efeito de isospin[8]. Esta divergência em relação ao principal efeito físico responsável pela divisão da RGE1 - observada em núcleos (2s-2d) com diferente número de prótons e nêutrons - torna particularmente interessante um estudo mais detalhado das ressonâncias gigantes no núcleo ^{26}Mg.

A RGE1 foi extensivamente estudada utilizando-se vários processos de excitação e canais de reação : reações induzidas por fótons reais, captura radiativa, espalhamento inelástico de elétrons e hádrons, captura de píons e múons, etc. O modo dominante de decaimento da RGE1 para núcleos intermediários e pesados é o canal de emissão de um ou mais nêutrons[9], o que faz com que as reações (γ,xn) sejam as mais intensamente medidas para o estudo da RGE1.

As ressonâncias em que o movimento de prótons e nêutrons está em fase são chamadas isoescalares e quando este movimento está fora de fase, as ressonâncias são denominadas isovetoriais[10]. Além da RGE1, foi também constatada experimentalmente a ocorrência de ressonâncias gigantes isoescalares de monopolo elétrico (E0), isoescalares e isovetoriais de quadrupolo elétrico

(E2) e isoescalares de octupolo elétrico (E3)[11].

O estudo das excitações de quadrupolo elétrico é realizado por intermédio do espalhamento inelástico de elétrons e/ou hádrons, medindo-se a absorção da componente de quadrupolo elétrico pelo núcleo. As primeiras experiências que identificaram a RGE2 isoescalar foram medidas de espalhamento inelástico de elétrons[12] e prótons[13].

As características principais da RGE2 isoescalar, obtidas a partir da análise de várias medidas já efetuadas, são as seguintes :

a) a posição do máximo da RGE2 isoescalar varia com o número de massa do núcleo, de maneira que $E_R \approx 63\ A^{-\frac{1}{3}}$ MeV (conforme mostra a figura 4).

b) a largura da RGE2 isoescalar varia com a deformação nuclear, sendo mais estreita para núcleos de camadas fechadas e geralmente decrescendo com o aumento do número de massa (conforme mostra a figura 5).

c) a intensidade da regra de soma esgotada pela RGE2 isoescalar (designada por RSE2, conforme explicado no apêndice A) é tal que para núcleos pesados a porcentagem da RSE2 esgotada é de 80% a 100%, perfazendo em média de 30% a 60% para núcleos intermediários e leves[14].

Ao contrário da RGE1, que foi extensivamente estudada através de seu modo predominante de decaimento, por emissão de um ou mais nêutrons, existem poucas medidas sobre os modos de decaimento da RGE2 isoescalar. Isto se deve ao fato da RGE2 isoescalar se superpor à RGE1, sendo sua intensidade apenas uma pequena fração da RGE1.

A separação dos modos de decaimento dessas duas ressonâncias pode ser feita com a realização de medidas de coincidência entre a partícula incidente espalhada (elétron ou hádron) e o produto c da desexcitação , ou seja, experiências do tipo (e,e'c) ou (h,h'c). Os experimentos de coincidência (e,e'c) são factíveis mediante a utilização de aceleradores nos quais o "fator de trabalho" (FT), resultante do produto entre a duração D dos pulsos do feixe de elétrons e a frequência de repetição R dos mesmos ($FT = D.R \leq 1$), assume valores consideravelmente maiores que os obtidos por meio de feixes pulsados em aceleradores lineares tradicionais (onde $0{,}001 \leq FT \leq 0{,}02$).

A realização de medidas do tipo (e,e'c), com c sendo uma partícula que possui carga elétrica, abre uma série de possibilidades interessantes, que poderiam ser resumidas da seguinte maneira :

1. Devido ao fato das medidas do elétron espalhado e' e da partícula c serem feitas em coincidência, o efeito denominado cauda radiativa (prove-

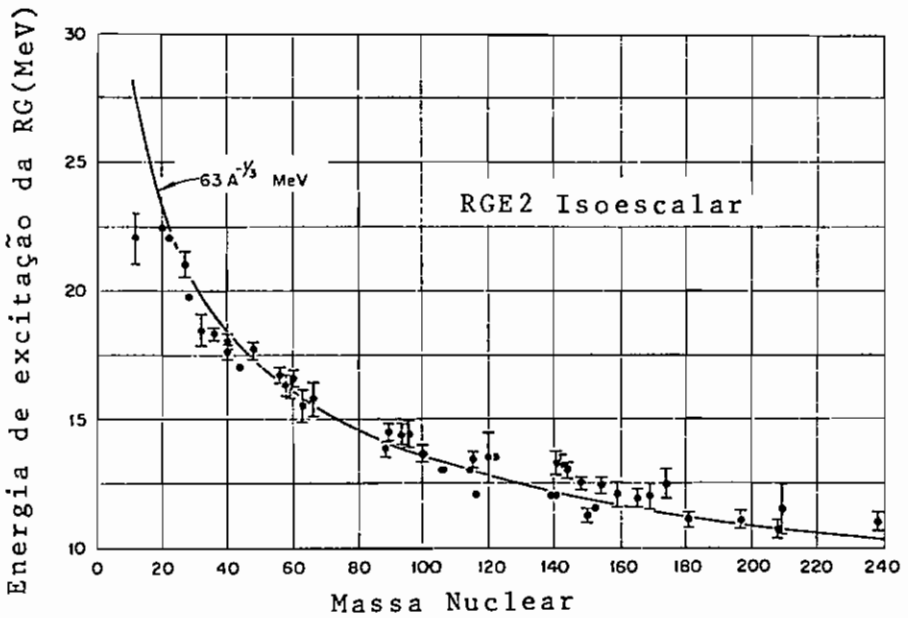


Figura 4 – Energia de excitação da RGE2 isoescalar em função do número de massa nuclear. A curva sólida representa a energia de excitação 63 $A^{-1/3}$ MeV.

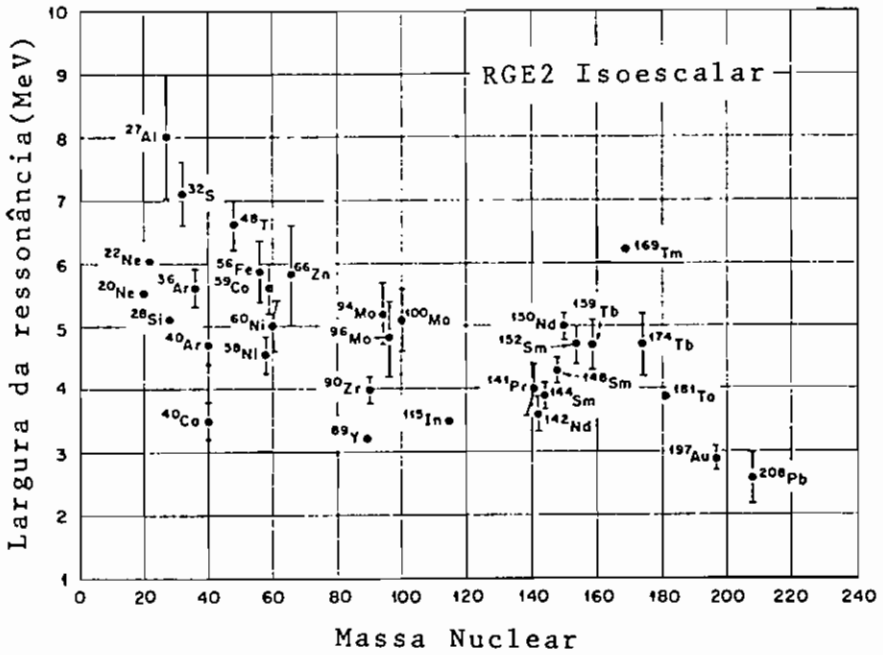


Figura 5 – Largura da RGE2 isoescalar em função do número de massa nuclear.

niente da emissão de fótons reais e virtuais pelo elétron) é completamente suprimido para todos os estados com energia menor que o limiar de emissão da partícula c.

2. Uma vez mantida constante a energia de excitação , é possível, por meio da variação do momento transferido do elétron para o núcleo, excitar preferencialmente ressonâncias gigantes de determinada multipolaridade.

3. Os experimentos coincidentes (e,e'c) permitem a investigação do decaimento das ressonâncias gigantes num estado final definido.

4. As distribuições angulares das partículas carregadas, medidas em relação à direção da transferência de momento, contém informações a respeito do momento angular e da paridade das ressonâncias gigantes excitadas.

Mediante estas características, é possível afirmar que a pesquisa dos modos de decaimento das ressonâncias gigantes de diversas multipolaridades ganha, com a possibilidade da realização de medidas de coincidência (e,e'c), um poderoso instrumento de investigação .

1.2 Teoria dos experimentos de coincidência A(e,e'c)B

Com o objetivo de tornar mais compacta a notação utilizada ao longo de toda esta seção , será adotado o sistema de unidades em que $\hbar = c = 1$. Neste sistema, a unidade de comprimento é o fermi = 10^{-13} cm. A unidade para energia, momento e massa é o fm^{-1}, onde 1 fm^{-1} = 197,32 MeV , MeV/c e MeV/c^2, respectivamente. Ainda segundo este sistema, $\alpha = e^2 = 1/137$.

1.2.1 Cinemática

Para descrever a teoria básica dos experimentos de coincidência A(e,e'c)B na faixa de energia de excitação correspondente às ressonâncias gigantes, é necessário em primeiro lugar procurar entender a cinemática da reação nuclear a ser investigada, assim como escolher o sistema de coordenadas a ser usado.

A suposição inicial desta teoria considera que a interação entre o elétron incidente e o campo eletromagnético do núcleo ocorre através da troca de apenas um fóton virtual, sendo as funções de onda dos elétrons incidente e espalhado descritas por ondas planas. Tal suposição está representada na

figura 6 por meio de um diagrama de Feynman. Cabe ressaltar, no entanto, que esta suposição é válida somente para núcleos atômicos que apresentam $Z.\alpha \ll 1$, nos quais os efeitos de distorção coulombiana são pouco relevantes.

O elétron incidente apresenta o quadrivetor energia-momento dado por $Q_0 = (E_0,\vec{k_0})$, sendo então espalhado pelo núcleo A com $Q_A = (E_A,\vec{P_A}) = (M_A,\vec{0})$ onde M_A é a massa de repouso do núcleo A. Em seguida, o elétron sofre um desvio de sua trajetória inicial dado pelo ângulo de espalhamento θ_e, passando a ter quadrivetor energia-momento dado por $Q_f = (E_f,\vec{k_f})$. Assim, a transferência de momento para o núcleo A pode ser escrita como :

$$Q = (E, \vec{q}) = (E_0 - E_f, \vec{k_0} - \vec{k_f}) \tag{1.1}$$

sendo E e $\vec{q}$ respectivamente a energia e o momento transferidos do elétron para o núcleo A, com $|\vec{q}| = q$, $|\vec{k_i}| = k_i$ e $Q^2 = E^2 - q^2$.

O núcleo excitado A', com quadrivetor energia-momento dado por

$$Q_{A'} = (E_{A'}, \vec{P_{A'}}) \tag{1.2}$$

movimenta-se inicialmente no sentido da transferência do momento e, então , decai para um núcleo-produto B com

$$Q_B = (E_B, \vec{P_B}) = (\sqrt{P_B^2 + M_B^2}, \vec{P_B}) \tag{1.3}$$

onde M_B é a massa de repouso, assim como para uma partícula livre c com

$$Q_c = (E_c, \vec{P_c}) = (\sqrt{P_c^2 + M_c^2}, \vec{q} - \vec{P_B}) \tag{1.4}$$

onde M_c é a massa de repouso da partícula emitida.

Para o momento transferido $\vec{q}$, a situação cinemática é a mostrada no esquema da figura 7. Segundo este esquema, o valor do módulo do momento

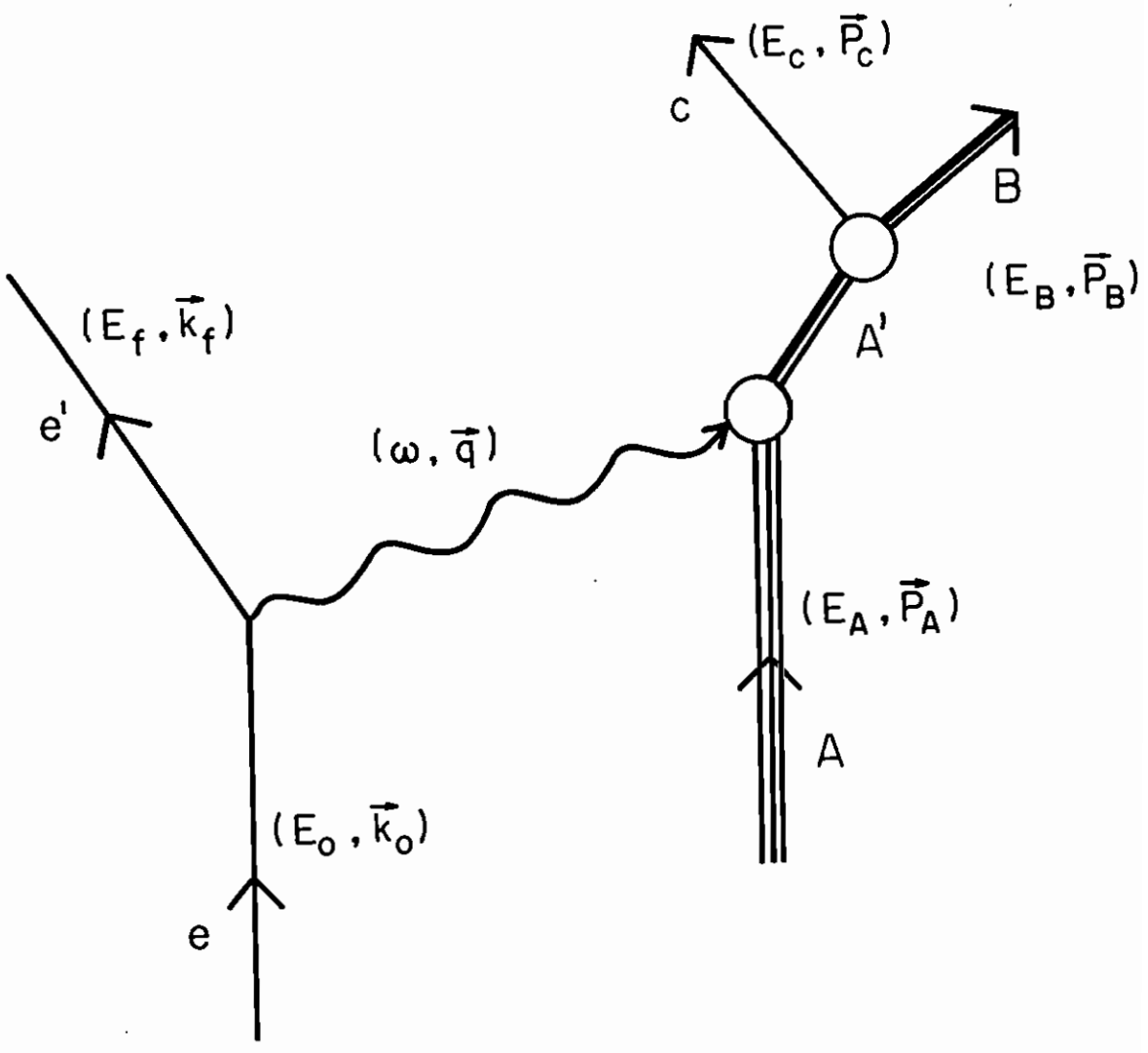


Figura 6 – Diagrama de Feynman da reação A(e,e'c)B considerando a troca de um fóton virtual.

transferido elevado ao quadrado resulta :

$$q^2 = k_0^2 + k_f^2 - 2k_0k_f \cos\theta_e \tag{1.5}$$

enquanto que para o ângulo θ_q formado entre $\vec{q}$ e $\vec{k_0}$, obtém-se :

$$\theta_q = \text{arcos}\left[\frac{k_0 - k_f \cos\theta_e}{q}\right] \tag{1.6}$$

Na escolha do sistema de coordenadas, posiciona-se o eixo Z no sentido do momento transferido $\vec{q}$ e o eixo X coincidirá, portanto, com $\vec{k_f} \wedge \vec{k_0}$. Através desta escolha, o plano de espalhamento passa a ser o plano YZ, definido pelos vetores $\vec{k_0}$ e $\vec{k_f}$, conforme é mostrado na figura 8. O sentido do movimento da partícula emitida c é determinado por dois ângulos : o ângulo polar θ_c, formado entre $\vec{q}$ e o momento $\vec{P_c}$ da partícula, e o ângulo azimutal ϕ_c, formado entre o eixo X e a projeção de $\vec{P_c}$ no plano XY[15]. Com isso, θ_c varia de 0° a 180° enquanto ϕ_c varia de 0° a 360°. Na figura 8 também está representado o plano de detecção , que no experimento ^{26}Mg(e,e'c) correspondeu ao posicionamento do sistema de detecção de partículas carregadas.

A seção de choque de coincidência apresentada na parte 1.2.2 deste capítulo e todas as correlações angulares contidas neste trabalho são válidas para o sistema de centro de massa do núcleo A, o qual sofre decaimento. Assim pois, faz-se necessária a conversão do ângulo θ_c da partícula c no sistema de laboratório em θ_c^*, ângulo da partícula c no sistema de centro de massa do núcleo A. Para fazer esta conversão , utiliza-se a transformação de Lorentz.

A transformação de Lorentz para o quadrivetor energia-momento do sistema de laboratório para o sistema de centro de massa possui a seguinte forma :

$$\begin{bmatrix} E_c^* \\ P_{cx}^* \\ P_{cy}^* \\ P_{cz}^* \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \gamma & 0 & 0 & -\beta\gamma \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ -\beta\gamma & 0 & 0 & \gamma \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} E_c \\ P_{cx} \\ P_{cy} \\ P_{cz} \end{bmatrix} \tag{1.7}$$

Para a componente z de $\vec{P_c^*}$, a seguinte expressão é obtida :

$$P_{cz}^* = \gamma(P_{cz} - \beta E_c) = \gamma(P_c \cos\theta_c - \beta E_c) = P_c^* \cos\theta_c^* \tag{1.8}$$

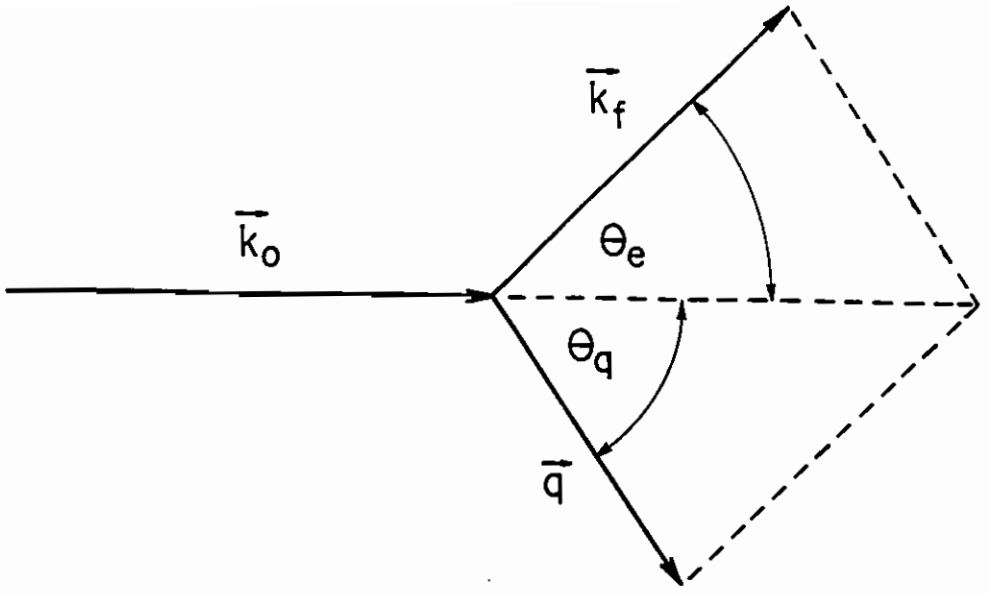


Figura 7 – Diagrama de momentos para o espalhamento de elétrons.

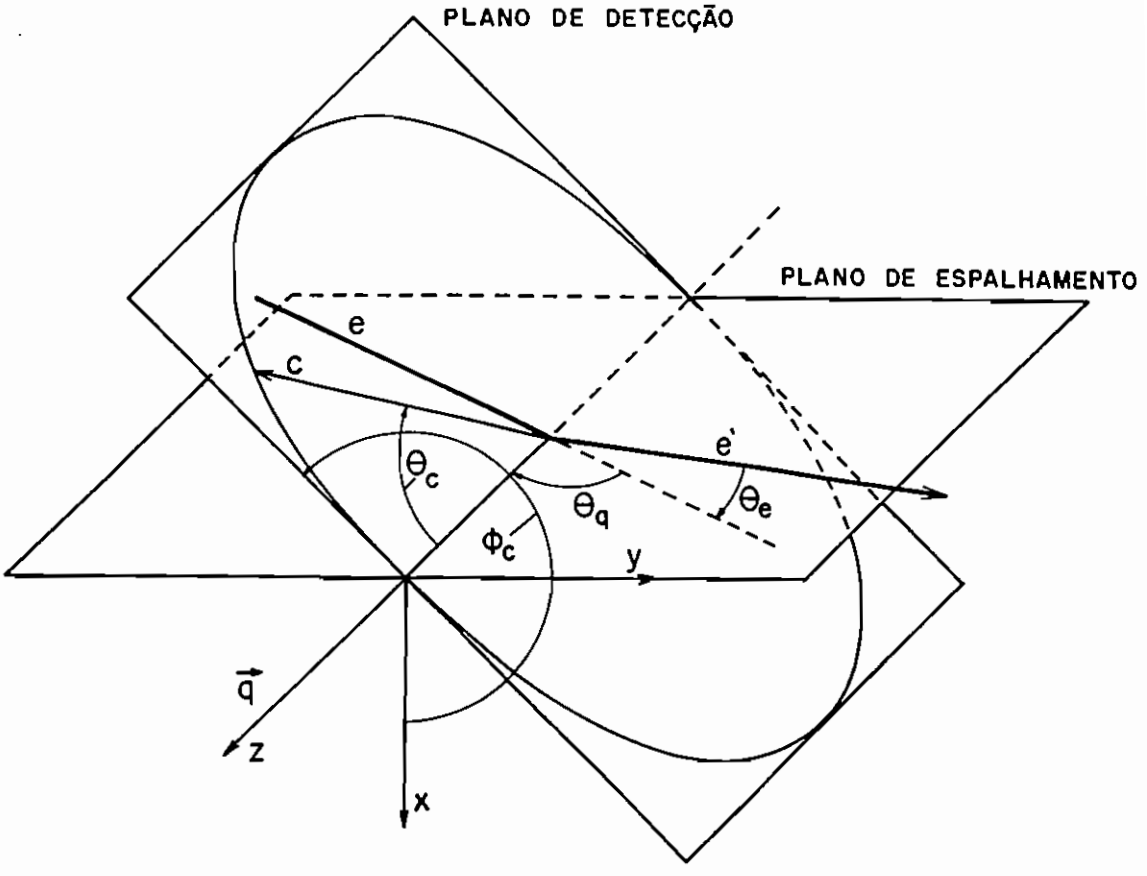


Figura 8 – Situação geométrica e seleção de coordenadas no experimento (e,e'c). A definição dos ângulos envolvidos também está indicada.

onde o fator relativístico de redução γ é dado pela seguinte expressão :

$$\gamma = \frac{\sqrt{E_A^2 + q^2}}{E_A} \tag{1.9}$$

na qual $E_A = M_A + \xi_A$ é a energia total relativística do núcleo A. Por sua vez, a velocidade relativa entre o sistema de laboratório e o sistema de centro de massa é :

$$\beta = \frac{q}{\sqrt{E_A^2 + q^2}} \tag{1.10}$$

enquanto que a velocidade da partícula c em relação ao sistema do laboratório é dada por :

$$v = \frac{P_c}{E_c} = \frac{\sqrt{E_c^2 - M_c^2}}{E_c} \tag{1.11}$$

onde E_c é a energia total relativística da partícula c. Para o ângulo de emissão de partícula θ_c^* no sistema de centro de massa, obtém-se a relação :

$$\begin{aligned} \frac{P_c^* \cos\theta_c^*}{P_c^* sen\theta_c^*} = \quad \cot\theta_c^* \quad &= \frac{\gamma P_c \cos\theta_c - \gamma\beta E_c}{P_c sen\theta_c} = \gamma\left[\cot\theta_c - \frac{\beta}{v sen\theta_c}\right] \\ &\Rightarrow \theta_c^* = arccot\left[\gamma\left(\cot\theta_c - \frac{\beta\csc\theta_c}{v}\right)\right] \end{aligned} \tag{1.12}$$

1.2.2 Seção de choque de coincidência

Experimentos coincidentes de espalhamento de elétrons, realizados de maneira a se obter transferências intermediárias de energia (10 MeV $\leq E \leq$ 35 MeV) e momento (q $\cong$ 0,5 fm^{-1}) para o núcleo-alvo, são especialmente úteis na investigação das ressonâncias gigantes. Uma vez que tais ressonâncias nucleares são caracterizadas por meio de seu momento angular total e sua paridade, é importante dar forma à seção de choque de coincidência de modo a permitir uma determinação simples dessas grandezas.

Nesta parte serão apresentadas as principais passagens do cálculo da seção de choque do efeito de coincidência A(e,e'c)B, tomando como base o desenvolvimento contido no artigo de Kleppinger e Walecka[15].

O cálculo da seção de choque de coincidência no sistema de centro de massa tem como finalidade torná-la independente da cinemática escolhida e simplificar a expressão dos elementos de matriz nucleares. Este sistema de centro de massa, no qual o centro de massa é formado pelo fóton virtual e pelo núcleo-alvo (figura 9), define-se por :

$$(Q + Q_A)|_{cm} = (Q_c + Q_B)|_{cm} = (W, \vec{0}) \tag{1.13}$$

onde W é a energia total do sistema de centro de massa, definida pela expressão :

$$W^2 = (Q + Q_A)^2 = (M_A + E, \vec{q})^2 \tag{1.14}$$

Mediante as aproximações e a escolha do sistema de coordenadas descritas anteriormente nesta parte, assim como do uso da nomenclatura contida na parte 1.2.1 deste capítulo, obtém-se a seguinte expressão para a seção de choque diferencial quíntupla de coincidência :

$$\begin{aligned}
\frac{d^5\sigma}{dE_f d\Omega_f d\Omega_c^*} = & \frac{2\alpha^2}{Q^4}\frac{k_f}{k_0}\left(\frac{P_c^* W}{\pi M_A}\right) \\
& \left\{ V_L(\theta_c)\left(\frac{W}{M_A}\right)^2 \mid J_c \mid^2 \right. \\
& + V_T(\theta_c)\left[\mid J^{+1} \mid^2 + \mid J^{-1} \mid^2\right] \\
& + V_{LT}(\theta_c)\frac{W}{M_A}\sqrt{2} Im J_c^*(J^{+1} + J^{-1}) \\
& \left. + V_{TT}(\theta_c) 2 Re(J^{+1})^* J^{-1} \right\}
\end{aligned} \tag{1.15}$$

onde $d\Omega_c^*$ é o ângulo sólido da partícula emitida no sistema de centro de massa. Na expressão (1.15) as grandezas cinemáticas do elétron são representadas no sistema de referência do laboratório, enquanto que o ângulo sólido e o momento da partícula emitida c são representados no sistema de

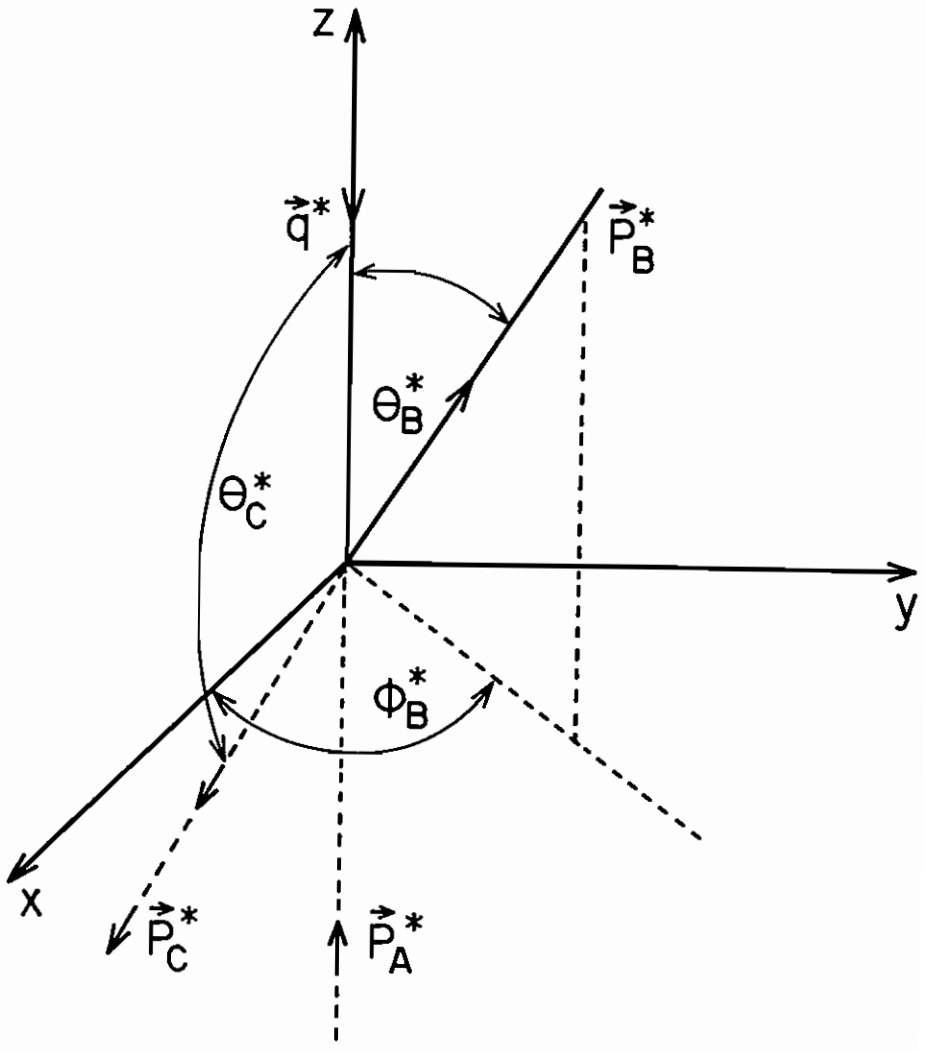


Figura 9 – Esquema representativo do sistema de referência do centro de massa antes e após a interação entre o fóton virtual e o núcleo-alvo. Os momentos dos núcleos-alvo e produto, da partícula c e do fóton virtual são indicados.

centro de massa. Esta diferença é explicada pelo fato de se ter $M_A \gg m_e$, o que acarreta para o elétron a identidade prática entre os dois sistemas de referência. Os termos J^λ representam os elementos de matriz da corrente nuclear no sistema de centro de massa e os quatro fatores cinemáticos

$$\begin{aligned}
V_L(\theta_e) &= \frac{Q^4}{q^4}(E_0E_f + k_0k_f\cos\theta_e + m_e^2) \\
V_T(\theta_e) &= \left(\frac{k_0k_f sen\theta_e}{q}\right)^2 - \frac{Q^2}{2} \\
V_{LT}(\theta_e) &= \frac{-Q^2}{q^2}\left(\frac{k_0k_f sen\theta_e}{q}\right)^2 (E_0 + E_f) \\
V_{TT}(\theta_e) &= \left(\frac{k_0k_f sen\theta_e}{q}\right)^2
\end{aligned} \tag{1.16}$$

são definidos em termos da cinemática do elétron no sistema de referência do laboratório.

Para cálculo posterior da seção de choque de coincidência, as quatro combinações dos elementos de matriz de transição podem ser desenvolvidas em séries de polinômios de Legendre $P_l(\cos\theta_c^*)$ ou em séries de polinômios associados de Legendre $P_l^1(\cos\theta_c^*)$ e $P_l^2(\cos\theta_c^*)$, de maneira que :

$$\begin{aligned}
|\, J_c \,|^2 &= \frac{1}{4q^*P_c^*}\sum_l A_l P_l(\cos\theta_c^*) \\
|\, J^{+1} \,|^2 + |\, J^{-1} \,|^2 &= \frac{1}{4q^*P_c^*}\sum_l B_l P_l(\cos\theta_c^*) \\
ImJ_c^* \cdot (J^{+1} + J^{-1}) &= \frac{1}{4q^*P_c^*}\sum_l C_l P_l^1(\cos\theta_c^*) sen\phi_c^* \\
Re(J^{+1})^* \cdot J^{-1} &= \frac{1}{4q^*P_c^*}\sum_l \eta_T D_l P_l^2(\cos\theta_c^*)\cos 2\phi_c^*
\end{aligned} \tag{1.17}$$

onde η_T é o produto das paridades intrínsecas dos núcleos inicial, final e da partícula c emitida ($\eta_T = \eta_A\eta_B\eta_c$), l é um índice de soma e $q^* = \frac{M_A}{W}q$ é o momento transferido no sistema de centro de massa.

A expressão obtida para a seção de choque de coincidência mostra que a mesma é composta por quatro parcelas com combinações diferentes dos elementos de matriz nucleares. As duas primeiras parcelas, nas quais há somente elementos de matriz elevados ao quadrado, contêm os fatores de forma coulombiano e transversal. As outras duas parcelas apresentam termos de interferência carga-corrente (LT) ou corrente-corrente (TT). Se a expressão (1.15) for integrada sobre todo o ângulo sólido $d\Omega_c^*$, as duas últimas parcelas se anulam e as duas primeiras parcelas fornecem os termos da seção de choque (e,e').

Uma vez que o objetivo principal dos experimentos de coincidência é estudar as ressonâncias gigantes, será considerada a hipótese de que a excitação do núcleo-alvo conduz à ressonância cuja dependência com a energia é descrita por funções de Breit-Wigner e cujo momento angular e paridade são bem definidos. De maneira análoga, será assumido que todos os momentos angulares e spins envolvidos nas transições se acoplam de acordo com o esquema LS. Empregando-se estas aproximações , é possível obter expressões gerais para os coeficientes A_l, B_l, C_l e D_l. Estas expressões gerais dependem de maneira bastante extensa e complicada não só das grandezas características da ressonância (momento angular, paridade, energia de excitação e largura total), mas também do momento angular total do estado fundamental do núcleo-alvo, do momento transferido, do fator η_T, da energia total do sistema de centro de massa e da soma dos momentos angulares totais da partícula c emitida e do núcleo-produto.

A seção de choque de coincidência obtida através das considerações e aproximações descritas nesta parte é ainda muito geral, pois não foram feitas suposições sobre o núcleo-alvo, o núcleo-produto, o tipo de partícula emitida e as multipolaridades envolvidas.

A primeira especificação a ser feita resulta do fato de que, no experimento ^{26}Mg(e,e'c), o núcleo-alvo apresenta momento angular total do estado fundamental J_0=0^+. Além disso, vamos supor que o núcleo-alvo seja excitado por uma ressonância isolada com momento angular L e paridade $\eta = (-1)^L$ e decaia, através da emissão de uma partícula alfa ($\eta_c = +$) com momento angular total J_α=0, para o estado fundamental do núcleo-produto dado por $J_B = 0^+$. Neste caso particular, que ocorre na reação ^{26}Mg(e,e'α_0) ^{22}Ne, os coeficientes de desenvolvimento podem ser descritos por expressões bastante simplificadas, conforme segue :

$$
\begin{aligned}
A_l &= (2l+1)(2L+1)^2 \begin{pmatrix} L & L & l \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}^2 M^l_{LL}(J_T=0;LL)\,|< L|\hat{D}_L(q)|0>|^2 \\
B_l &= -(2l+1)(2L+1)^2 \begin{pmatrix} L & L & l \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} L & L & l \\ 1 & -1 & 0 \end{pmatrix} M^l_{LL}(0;LL)\,|< L|\hat{T}_L(q)|0>|^2 \\
C_l &= -\sqrt{2}\frac{1}{\sqrt{l(l+1)}}(2l+1)(2L+1)^2 \begin{pmatrix} L & L & l \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} L & L & l \\ 0 & -1 & 1 \end{pmatrix}. \qquad (1.18) \\
&\quad Re M^l_{LL}(0;LL) < L|\hat{D}_L(q)|0>^* < L|\hat{T}_L(q)|0> \\
D_l &= -\frac{1}{2}\left[(l-1)l(l+1)(l+2)\right]^{-\frac{1}{2}}(2l+1)(2L+1)^2 \begin{pmatrix} L & L & l \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} L & L & l \\ 1 & -1 & 2 \end{pmatrix}. \\
&\quad M^l_{LL}(0;LL)\,|< L|\hat{T}_L(q)|0>|^2
\end{aligned}
$$

onde o fator comum $M^l_{LL}(0;LL)$ é dado por :

$$
\begin{aligned}
M^l_{LL}(J_T=0;LL) &= \frac{4qP_c}{(2L+1)}\left(\frac{\pi W}{P_c M_A}\right).< L0|L>^*< L0|L>. \\
&\quad \frac{(\Gamma_L/2\pi)}{(E-E_L)^2+(\Gamma_L/2)^2} \qquad (1.19)
\end{aligned}
$$

Os termos entre parênteses curvos contendo seis elementos cada um são símbolos 3j de Wigner, E_L é a energia de excitação e Γ_L a largura total da ressonância gigante de momento angular L e paridade η. A expressão $< L0|L> = < IJ_T|L>$ descreve a superposição do estado com momento angular total L ao canal de decaimento designado por I (momento angular de trajetória relativo da partícula c emitida, em relação ao núcleo-produto) e por J_T (soma dos momentos angulares totais da partícula c emitida e do núcleo-produto). Os símbolos 3j de Wigner são tais que, para números reais j_1, j_2, J, m_1, m_2 e M, os mesmos resultam na expressão [16]:

$$
\begin{pmatrix} j_1 & j_2 & J \\ m_1 & m_2 & -M \end{pmatrix} \equiv \frac{(-1)^{j_1-j_2+M}}{\sqrt{2J+1}} < j_1 j_2 m_1 m_2|JM> \qquad (1.20)
$$

onde $< j_1 j_2 m_1 m_2|JM>$ é um coeficiente de Clebsh-Gordon. Nos elementos de matriz reduzidos que aparecem nas expressões (1.18) descrevendo a

excitação do núcleo, encontram-se os operadores multipolares elétricos longitudinal e transversal :

$$\begin{aligned} \hat{D}_{LM}(q) &= \int j_L(qr) Y_{LM}(\Omega_c) \hat{\rho}(\vec{r}) d^3r \\ \hat{T}_{LM}(q) &= \frac{1}{q} \int \vec{\nabla} \wedge \left[j_L(qr)\, \vec{Y}^M_{LL}(\Omega_c) \right] . \hat{J}(\vec{r}) d^3r \end{aligned} \tag{1.21}$$

onde $\hat{\rho}(\vec{r})$ e $\hat{J}(\vec{r})$ são os operadores densidade volumétrica de carga nuclear e densidade de corrente nuclear, respectivamente. Ainda nas expressões (1.21), $j_L(qr)$ é a função esférica de Bessel de ordem L e $\vec{Y}^M_{LL}(\Omega_c)$ é um harmônico esférico vetorial.

1.2.3 Correlações angulares

Nesta parte serão explicitadas as funções de correlação angular para o decaimento α_0 e estudados alguns casos especiais, nos quais ocorrem tanto ressonâncias gigantes isoladas quanto superpostas, ainda de acordo com o desenvolvimento contido no artigo de Kleppinger e Walecka[15]. O decaimento α_0 será o escolhido devido ao fato do mesmo ser aquele que permite o tratamento matemático mais simples, tornando mais clara a análise das grandezas envolvidas.

Para tanto, serão introduzidos os coeficientes A_l, B_l, C_l e D_l - obtidos para o decaimento α_0 - na seção de choque de coincidência dada pela expressão (1.15), utilizando-se a seguinte notação :

$CL \equiv < L|\hat{D}_L(q)|0 >$, elemento de matriz reduzido coulombiano

$TL \equiv < L|\hat{T}_L(q)|0 >$, elemento de matriz reduzido transversal

$Br(L^\eta \rightarrow B, c) \equiv |< L0|L >|^2$, razão de ramificação do decaimento

$F_L \equiv \frac{(\Gamma_L/2\pi)}{(E-E_L)^2+(\Gamma_L/2)^2}$, curva de Breit-Wigner

e empregando para os polinômios associados de Legendre a relação geral :

$$P_l^m(\cos\theta_c^*)P_{l'}^{m'}(\cos\theta_c^*) = \sum_{IM}(2I+1) \begin{pmatrix} l & l' & I \\ m & m' & M \end{pmatrix} \begin{pmatrix} l & l' & I \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \cdot$$
$$\sqrt{\frac{(I-M)!(l+m)!(l'+m')!}{(I+M)!(l'-m')!(l-m)!}} \quad e^{-i(M+m+m')\phi_c} \quad P_I^M(\cos\theta_c^*) \tag{1.22}$$

Com estas considerações , obtém-se como seção de choque de coincidência para a reação ^{26}Mg(e,e'α_0) ^{22}Ne, na qual ocorre uma transição elétrica de multipolaridade L, a seguinte expressão :

$$\begin{aligned} \frac{d^5\sigma}{dE_f d\Omega_f d\Omega_c^*} &= \frac{2\alpha^2}{Q^4}\frac{k_f}{k_0}Br(L^\eta \to B,c).F_L.(2L+1). \\ &\Big[V_L(\theta_e) \mid CL \mid^2 P_L(\cos\theta_c^*)^2 \\ &+V_T(\theta_e)\frac{1}{L(L+1)} \mid TL \mid^2 P_L^1(\cos\theta_c^*)^2 \\ &+V_{LT}(\theta_e)\frac{2}{\sqrt{L(L+1)}}CL.TL.P_L(\cos\theta_c^*)sen\phi_c^* \\ &-V_{TT}(\theta_e)\frac{1}{L(L+1)} \mid TL \mid^2 P_L^1(\cos\theta_c^*)^2\cos 2\phi_c^*\Big] \end{aligned} \tag{1.23}$$

onde $c \equiv \alpha_0$.

Finalmente, introduzindo a seção de choque de Mott,

$$\sigma_M = \frac{4\alpha^2 E_f^2}{Q^4}\cos^2\frac{\theta_e}{2} \tag{1.24}$$

estabelecendo $A_0(L) = Br(L^\eta \to B,c).F_L$ e empregando os fatores cinemáticos com aproximação extremamente relativista (m_e=0), obtém-se :

$$
\begin{aligned}
\frac{d^5\sigma}{dE_f d\Omega_f d\Omega_c^*} &= \sigma_M . A_0(L).(2L+1). \mid CL \mid^2 \Big[P_L(\cos\theta_c^*)^2 \\
&+ \left(\frac{1}{2} + \tan^2\frac{\theta_e}{2}\right) \frac{\mid TL \mid^2}{\mid CL \mid^2} \frac{1}{L(L+1)} P_L^1(\cos\theta_c^*)^2 \\
&- \left(1 + \tan^2\frac{\theta_e}{2}\right) \frac{TL}{CL} \frac{2}{\sqrt{L(L+1)}} P_L(\cos\theta_c^*) P_L^1(\cos\theta_c^*) sen\phi_c^* \\
&- \frac{1}{2} \frac{\mid TL \mid^2}{\mid CL \mid^2} \frac{1}{L(L+1)} P_L^1(\cos\theta_c^*) \cos\phi_c^* \Big]
\end{aligned} \tag{1.25}
$$

onde $c \equiv \alpha_0$.

A partir da expressão (1.25), torna-se possível identificar várias propriedades interessantes da seção de choque da reação ^{26}Mg(e,e' α_0) ^{22}Ne. Em primeiro lugar, verifica-se a impossibilidade, em um experimento de coincidência (e,e'c), de separar o fator de forma $\mid CL \mid^2$, que descreve a excitação da ressonância gigante, do coeficiente $A_0(L)$, que descreve o decaimento subsequente da mesma. Em segundo lugar, nota-se a presença de termos contendo uma nítida dependência em relação ao ângulo azimutal ϕ_c^*. Esses termos são sensíveis à proporção dos dois elementos de matriz reduzidos CL e TL. Por fim, verifica-se que o termo puramente coulombiano da seção de choque é descrito apenas pelos polinômios de Legendre elevados ao quadrado, de acordo com a expressão :

$$
G_L(\theta_{\alpha_0}^*) = (2L+1) A_0(L) \mid CL \mid^2 P_L(\cos\theta_c^*)^2 \tag{1.26}
$$

Para efeito de ilustração , os polinômios de Legendre elevados ao quadrado estão representados na figura 10 para $L = 1, 2, 3$ e 4.

A superposição de ressonâncias gigantes elétricas com multipolaridades diferentes introduz modificações na expressão (1.25). Neste trabalho serão consideradas apenas superposições envolvendo ressonâncias gigantes elétricas com $L = 0, 1$ e 2, enquanto que excitações nucleares elétricas de ordem mais elevada serão desprezadas. Esta seleção decorre do fato de que ressonâncias com multipolaridade alta são fracamente excitadas através de transferências de momento da ordem empregada no experimento de coincidência ^{26}Mg(e,e'c), ou seja, q $\cong$ 0,5 fm^{-1}.

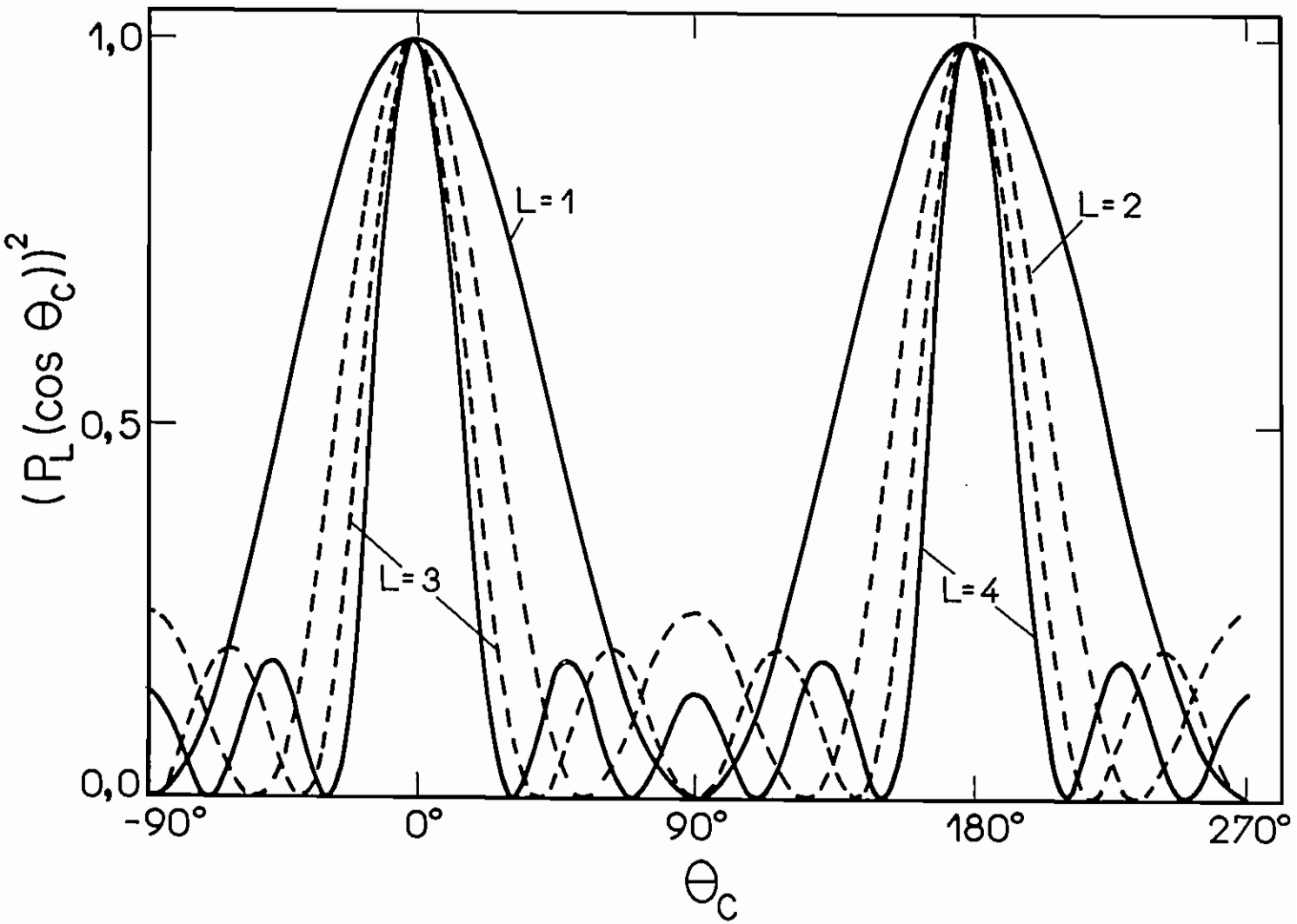


Figura 10 – Polinômios de Legendre elevados ao quadrado para L = 1, 2, 3 e 4.

A expressão completa da seção de choque de coincidência, no caso de ocorrer superposição de ressonâncias elétricas, é constituida pela soma das seções de choque de cada ressonância envolvida, adicionada a um termo de interferência ponderado pela fase relativa $\cos\delta_{LL'}$ correspondente.

Para uma superposição E0/E1, a seção de choque de coincidência é dada por:

$$\frac{d^5\sigma}{dE_f d\Omega_f d\Omega_c^*} = \frac{d^5\sigma(E0)}{dE_f d\Omega_f d\Omega_c^*} + \frac{d^5\sigma(E1)}{dE_f d\Omega_f d\Omega_c^*} + \frac{d^5\sigma(E0/E1)}{dE_f d\Omega_f d\Omega_c^*} \cdot \cos\delta_{01} \quad (1.27)$$

apresentando o termo de interferência :

$$\begin{aligned}\frac{d^5\sigma(E0/E1)}{dE_f d\Omega_f d\Omega_c^*} &= \sigma_M \cdot [A_0(0).A_0(1)]^{1/2} \cdot \Big\{12^{1/2} \cdot C0 \cdot C1 \cdot P_1(\cos\theta_c^*) \\ &+ \left[1 + \tan^2\frac{\theta_e}{2}\right]^{1/2} \cdot 6^{1/2} \cdot C0 \cdot T1 \cdot P_1^1(\cos\theta_c^*) \cdot \\ &sen\phi_c^*\Big\} \qquad (1.28)\end{aligned}$$

Para uma superposição E0/E2, a seção de choque de coincidência é dada por :

$$\frac{d^5\sigma}{dE_f d\Omega_f d\Omega_c^*} = \frac{d^5\sigma(E0)}{dE_f d\Omega_f d\Omega_c^*} + \frac{d^5\sigma(E2)}{dE_f d\Omega_f d\Omega_c^*} + \frac{d^5\sigma(E0/E2)}{dE_f d\Omega_f d\Omega_c^*} \cdot \cos\delta_{02} \quad (1.29)$$

apresentando o termo de interferência :

$$\begin{aligned}\frac{d^5\sigma(E0/E2)}{dE_f d\Omega_f d\Omega_c^*} &= \sigma_M \cdot [A_0(0) \cdot A_0(2)]^{1/2} \cdot \Big\{10^{1/2} \cdot CO \cdot C2 \cdot P_2(\cos\theta_c^*) \\ &+ \left[1 + tan^2\frac{\theta_e}{2}\right]^{1/2} \cdot \left[\frac{10}{3}\right]^{1/2} \cdot C0 \cdot T2 \cdot P_2^1(\cos\theta_c^*) \cdot \\ &sen\phi_c^*\Big\} \qquad (1.30)\end{aligned}$$

Para uma superposição E1/E2, a seção de choque de coincidência é dada por :

$$\frac{d^5\sigma}{dE_f d\Omega_f d\Omega_c^*} = \frac{d^5\sigma(E1)}{dE_f d\Omega_f d\Omega_c^*} + \frac{d^5\sigma(E2)}{dE_f d\Omega_f d\Omega_c^*} + \frac{d^5\sigma(E1/E2)}{dE_f d\Omega_f d\Omega_c^*} \cdot \cos\delta_{12} \quad (1.31)$$

apresentando o termo de interferência :

$$
\begin{aligned}
\frac{d^5\sigma(E1/E2)}{dE_f d\Omega_f d\Omega_c^*} &= \sigma_M \cdot [A_0(1)\cdot A_0(2)]^{1/2} \cdot \Bigg\{ C1\cdot C2\cdot 4\left[\cdot\left(\frac{2}{3}\right)^{1/2}\cdot P_1(\cos\theta_c^*)\right. \\
&\quad \left. + \left(\frac{4}{3}\right)^{1/2}\cdot P_3(\cos\theta_c^*)\right] + \left[\frac{1}{2}+\tan^2\frac{\theta_e}{2}\right]\cdot T1\cdot T2 \\
&\quad \cdot\left(\frac{8}{3}\right)\cdot[P_1(\cos\theta_c^*) - P_3(\cos\theta_c^*)] \\
&\quad + \left[1+\tan^2\frac{\theta_e}{2}\right]^{1/2}\cdot 2^{1/2}\cdot\left[C1\cdot T2 - \left(\frac{1}{3}\right)^{1/2}\cdot C2\cdot T1\right] \\
&\quad \cdot\left(\frac{4}{3}\right)\cdot P_1^1(\cos\theta_c^*)\cdot sen\phi_c^* \\
&\quad + \left[1+\tan^2\frac{\theta_e}{2}\right]^{1/2}\cdot 2^{1/2}\cdot\left[C1\cdot T2 + \left(\frac{4}{3}\right)^{1/2}\cdot C2\cdot T1\right] \\
&\quad \cdot\left(\frac{2}{3}\right)^{1/2}\cdot P_3^1(\cos\theta_c^*)\cdot sen\phi_c^* \\
&\quad -\frac{1}{4}\cdot T1\cdot T2\cdot\left(\frac{2}{3}\right)^{1/2}\cdot P_3^2(\cos\theta_c^*)\cdot\cos 2\phi_c^* \Bigg\} \qquad (1.32)
\end{aligned}
$$

As expressões (1.27), (1.29) e (1.31) mostram que, para a superposição de duas ressonâncias gigantes elétricas com multipolaridades L e L', os termos puramente coulombianos (longitudinais) da seção de choque de coincidência assumem a forma geral :

$$
\begin{aligned}
G_{LL'}(\theta_{\alpha_0}^*) &= (2L+1)A_0(L)\mid CL\mid^2 P_L(\cos\theta_c^*)^2 \\
&\quad + (2L'+1)A_0(L')\mid CL'\mid^2 P_{L'}(\cos\theta_c^*)^2 \\
&\quad +2\left[(2L+1)(2L'+1)\right]^{1/2}\left[A_0(L)A_0(L')\right]^{1/2} CL.CL'. \\
&\quad P_L(\cos\theta_c^*)P_{L'}(\cos\theta_c^*)\cos\delta_{LL'} \qquad (1.33)
\end{aligned}
$$

onde a diferença de fase dos dois modos de vibração é fornecida pelo fator $\cos\delta_{LL'}$.

Na figura 11 estão representadas seções de choque de coincidência para superposições de ressonâncias gigantes elétricas com diferentes multipolaridades. A proporção de interferência entre as ressonâncias é definida pelo índice

$$A(L, L') = \sqrt{\frac{A_0(L) \mid CL \mid^2}{A_0(L') \mid CL' \mid^2}} \tag{1.34}$$

onde a razão dos elementos de matriz é calculada apenas entre termos longitudinais (muito maiores que os termos transversais) e supondo $\cos \delta_{LL'} = 1$ (condição em que ocorre interferência máxima).

Quando ocorre superposição de ressonâncias cujos momentos angulares e paridades são tais que $L = 1^-$ e $L' = 2^+$, nota-se o surgimento de assimetrias na seção de choque de coincidência, conforme mostra a figura 11A)[17]. As assimetrias surgidas estão concentradas principalmente na faixa em que $0^o \leq \theta^*_{\alpha_0} \leq 135^o$, tornando-se mais acentuadas na medida em que aumenta o valor do índice $A(1^-, 2^+)$. Esta característica da superposição de duas ressonâncias com paridades opostas é originada pelos polinômios de ímpares de Legendre existentes nos termos de interferência.

O comportamento da seção de choque de coincidência para superposição de três ressonâncias diferentes - com momentos angulares e paridades tais que $L = 0^+$, $L' = 1^-$ e $L'' = 2^+$ - está representado na figura 11B)[17]. Neste cálculo foram consideradas interferências entre superposições intermediárias definidas pelos índices $A(0^+, 1^-)$ e $A(1^-, 2^+)$. Ao contrário do que ocorre para a superposição de ressonâncias com momentos angulares e paridades tais que $L = 1^-$ e $L' = 2^+$, nem todos os valores mínimos da seção de choque de coincidência se anulam, em decorrência da ressonância gigante de monopolo elétrico (com momento angular e paridade designados por $L = 0^+$) estar presente. Também neste caso verifica-se o surgimento de assimetrias na seção de choque de coincidência.

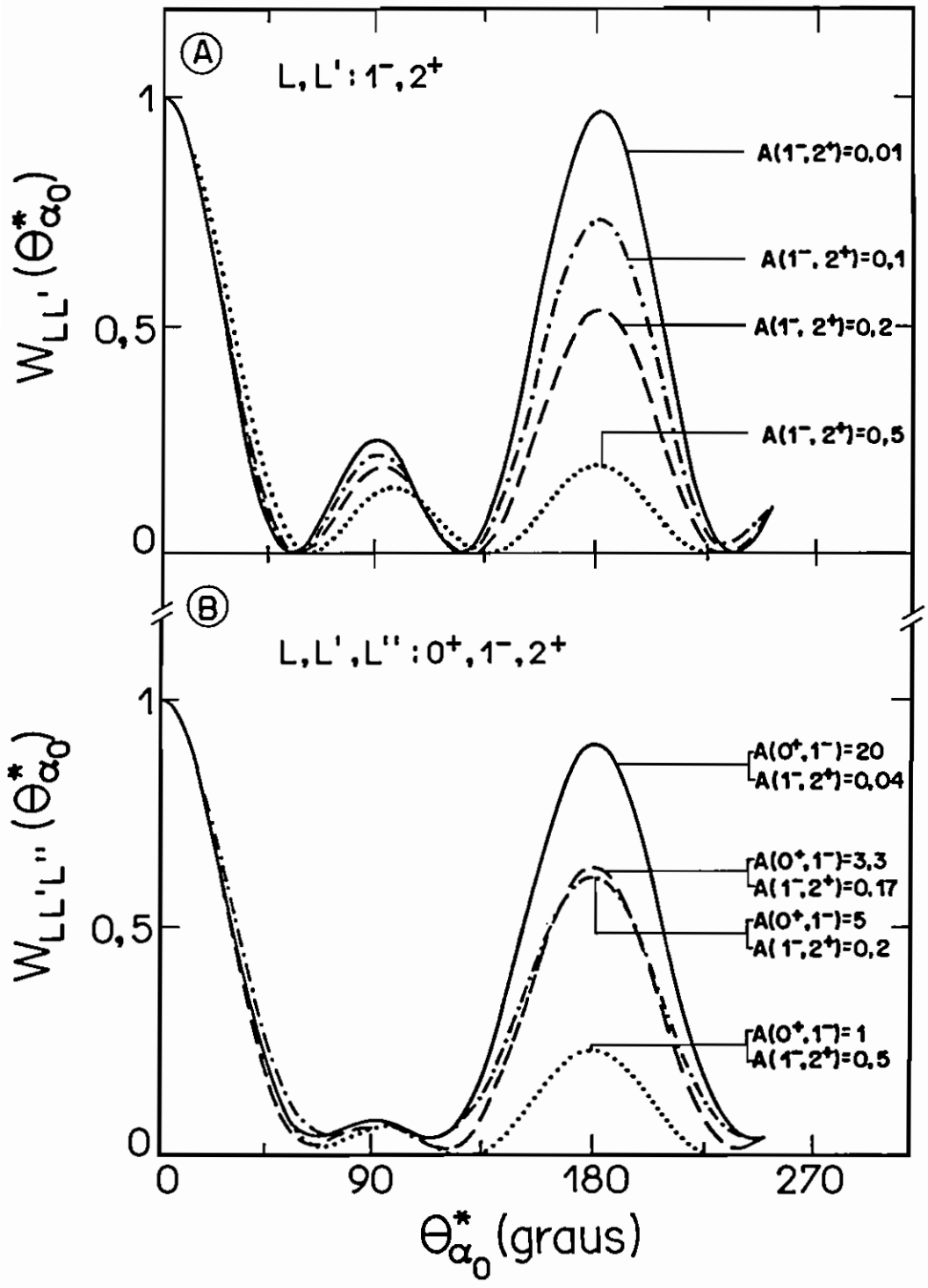


Figura 11 – Comportamento geral da seção de choque de coincidência para a superposição de ressonâncias com diferentes multipolaridades. Estão representadas curvas para quatro valores distintos do índice A(L,L'), que define a proporção de interferência entre as ressonâncias envolvidas. A) superposição de ressonâncias com momentos angulares e paridades designadas por $L = 1^-$ e $L' = 2^+$; B) superposição de ressonâncias com momentos angulares e paridades designadas por $L = 0^+$, $L' = 1^-$ e $L'' = 2^+$.

Capítulo 2

Técnicas Experimentais

2.1 Introdução

Para a realização do experimento de coincidência ^{26}Mg(e,e'c) na faixa de energia localizada entre 10,0 MeV e 32,0 MeV, foi utilizado o feixe de elétrons do acelerador Microtron-A2 do Instituto de Física Nuclear da Universidade de Mainz[18]. Sendo um acelerador de feixe contínuo (acelerador c. w. com fator de trabalho FT $\sim$ 1), o Microtron-A2 constitui-se uma instalação ideal para este tipo de experimento. Foram medidos ângulos do elétron espalhado iguais a $\theta_e = 22^o$ e $\theta_e = 35^o$, correspondentes a valores do momento transferido q = 0,35 fm^{-1} e q = 0,54 fm^{-1}, respectivamente, pois a energia cinética dos elétrons incidentes era E_0 = 183,5 MeV. A medida de dois valores diferentes do momento transferido q teve como objetivo diferenciar a excitação de ressonâncias gigantes com multipolaridades distintas.

No decorrer do experimento, utilizou-se a aparelhagem para medidas de espalhamento de elétrons existente no Instituto de Física Nuclear da Universidade de Mainz, composta de sistema de condução do feixe de elétrons, câmara de espalhamento, inicializador do feixe e de um espectrômetro magnético de 180° bifocal[19]. Tal aparelhagem foi modificada e ampliada de maneira a incluir um sistema de detecção para as partículas carregadas provenientes das reações nucleares induzidas no alvo. Este sistema era formado por um arranjo de dez telescópios, cada um dos quais contendo três detectores de barreira de superfície feitos de silício tipo-n, e foi desenvolvido pelo Instituto Max Planck de Física Nuclear, em Heidelberg.

Os sinais eletrônicos provenientes do espectrômetro magnético e do sistema de detecção para partículas carregadas foram transmitidos por cabos coaxiais até uma eletrônica de coincidência, sendo então trabalhados pela mesma[20]. O fluxo de dados assim obtido foi enviado por intermédio de um sistema CAMAC ao computador PE-3220 e, finalmente, através de uma rede de computadores, ao computador central do Instituto de Física Nuclear, um HP-3000/64, para arquivamento em fita magnética.

O esquema geral dos componentes utilizados na obtenção dos dados experimentais é mostrado na figura 12. Cada um destes componentes será descrito em detalhe nas seções subsequentes deste capítulo.

2.2 Alvo utilizado

No experimento foi utilizado um alvo isotopicamente enriquecido, manufaturado a partir de uma folha metálica contendo (99,70±0,05)% de ^{26}Mg, (0,21±0,03)% de ^{24}Mg e (0,09±0,03)% de ^{25}Mg. Outros elementos químicos presentes na amostra apresentaram proporções sempre inferiores a 0,10%[21]. É importante destacar que entre estes outros elementos químicos não está incluido o oxigênio, que também deve estar presente como consequência da oxidação da superfície do alvo ($2\ Mg^0 + O_2 \rightarrow 2MgO$).

Além do fato de ser isotopicamente enriquecido, o alvo utilizado deveria apresentar outras duas características. Em primeiro lugar, o alvo deveria ser delgado, para que a perda de energia das partículas carregadas no mesmo fosse a mínima possível. Esta característica é especialmente importante quando são consideradas as partículas alfa. Em segundo lugar, ao ser irradiado o alvo deveria proporcionar uma boa taxa de contagem para as partículas carregadas dele provenientes. Mediante alguns testes efetuados, estas duas características se mostraram presentes em um alvo com densidade superficial de massa igual a 1,1 mg/cm^2, o qual passou a ser utilizado no decorrer de todo o experimento.

2.3 Detecção dos elétrons espalhados

Durante o experimento de coincidência ^{26}Mg(e,e'c), a detecção dos elétrons espalhados foi realizada através do uso de um espectrômetro magnético de

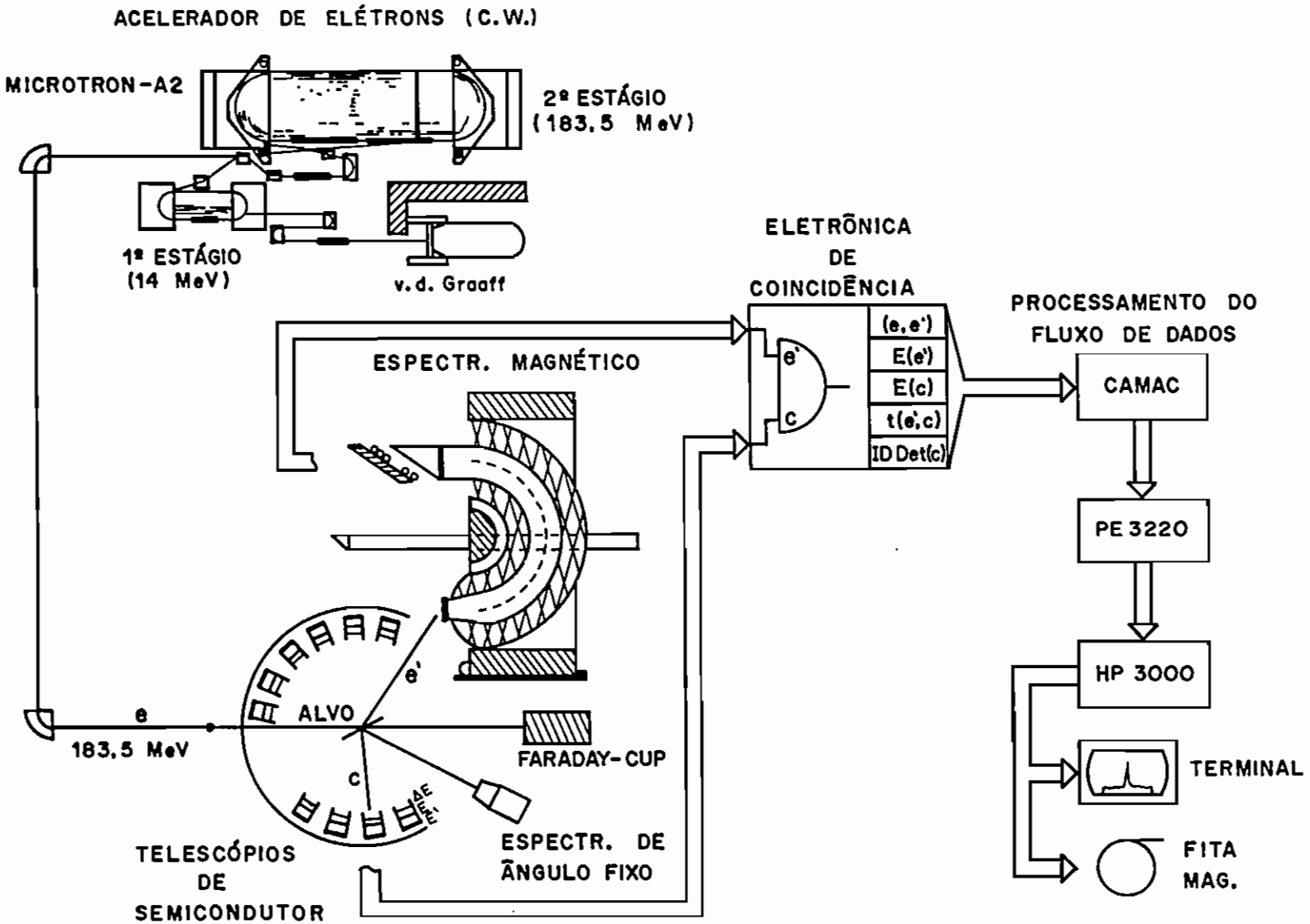


Figura 12 – Esquema geral dos componentes utilizados no decorrer do experimento de coincidência ^{26}Mg(e,e'c).

180° bifocal[19]. A utilização deste espectrômetro possibilitou a medida de ângulos do elétron espalhado até um valor máximo de 40° o que, sendo a energia cinética máxima dos elétrons incidentes igual a E_0 = 183,5 MeV, correspondeu a um limite superior para o momento transferido de aproximadamente q $\cong$ 0,6 fm^{-1}. A detecção dos elétrons espalhados foi realizada segundo a descrição que segue.

Os elétrons espalhados junto ao alvo sairam da câmara de espalhamento, atravessaram uma fenda de ar e então incidiram através de uma folha delgada de cápton (um polímero orgânico, com fórmula empírica $(C_{22}H_{10}N_2O_4)_n$) na câmara de vácuo do espectrômetro. A perda de energia dos elétrons ao atravessarem a fenda de ar e a folha de cápton era desprezível. Na câmara de vácuo do espectrômetro, os elétrons espalhados foram desviados em torno de 180° por um sistema de eletro-ímãs e, assim, selecionados segundo seus momentos.

A abertura da fenda do espectrômetro utilizada durante o experimento apresentava um ângulo sólido igual a 4 msr e uma faixa de detecção dos momentos tal que $\Delta P/P$ = 6,5% para os elétrons espalhados. Sendo a energia cinética máxima dos elétrons incidentes igual a E_0 = 183,5 MeV, este valor de $\Delta P/P$ possibilitou a medida simultânea de uma faixa de energia de excitação com cerca de 12 MeV de extensão .

O sistema de detecção do espectrômetro magnético era composto por 150 cintiladores de plástico, cada qual com uma área de 8,73 mm^2, superpostos de três em três. Atrás destes cintiladores havia 11 medidores tipo Cerenkov[22], instalados no plano focal do espectrômetro segundo uma sequência em forma de escada e estabelecendo com a direção de incidência dos elétrons espalhados um ângulo de $34,5°$, conforme mostra a figura 13A). Na manufatura dos cintiladores foi utilizado o polímero designado[23] por NE 102.

Uma vez que os cintiladores de plástico possuiam eficiências diferentes, todo o sistema de detecção do espectrômetro foi projetado de maneira a possibilitar deslocamentos ao longo do plano focal. Os deslocamentos tiveram a função de fazer com que vários cintiladores diferentes medissem cada faixa de energia de um mesmo espectro. Este procedimento acarreta a diminuição das incertezas nas eficiências dos cintiladores.

Os medidores tipo Cerenkov serviram para eliminar eventos de fundo, pois todo o evento que não satisfizesse a coincidência entre o cintilador e o medidor tipo Cerenkov correspondente era descartado, uma vez que deveria

corresponder a um elétron de baixa energia. Os sinais provenientes dos medidores eram adicionados dois a dois. Com base na técnica de superposição dos 150 cintiladores de plástico definiram-se, ao todo, 300 canais lógicos, dada a exigência de ocorrer uma coincidência ou anti-coincidência entre dois cintiladores contíguos[22], conforme mostra a figura 13B). A estes canais lógicos foram associados valores definidos do momento do elétron espalhado.

Os sinais vindos do sistema de detecção de elétrons - com 10ns de duração - foram processados por uma eletrônica de aquisição aplicada especialmente aos experimentos de coincidência, na forma de um código de endereços de multicoincidência (MCAE). O MCAE, elaborado pelo Instituto Max Planck de Física Nuclear, em Heidelberg, foi estruturado de modo a fornecer não só o endereço codificado dos elétrons detectados (0-299), mas também um rápido sinal de tempo (FTO) que indica o instante em que o elétron espalhado foi detectado.

Para cada sequência de medidas, foram registradas as taxas de contagem acumuladas na Faraday-cup e no espectrômetro de ângulo fixo, posicionado segundo um ângulo de 28° em relação à direção do feixe de elétrons. A taxa de contagem na Faraday-cup corresponde à carga elétrica total incidente no alvo, enquanto que as taxas de contagem no espectrômetro de ângulo fixo são utilizadas na normalização dos dados experimentais.

2.4 Detecção das partículas carregadas

No decorrer do experimento de coincidência ^{26}Mg(e,e'c), o sistema de detecção dos produtos de decaimento carregados era formado por um total de 10 telescópios, cada um dos quais contendo três detectores de barreira de superfície feitos de silício tipo-n. O detector frontal, denominado detector ΔE, permitia a medida da perda específica de energia cinética $d\varepsilon/dx$ em sua espessura eficaz de detecção dx. Os outros dois detectores da série, denominados respectivamente detector E e detector E', tinham como finalidade medir a energia cinética restante das partículas carregadas. As superfícies eficazes dos detectores de partículas utilizados eram 300 mm^2 para os detectores ΔE e 450 mm^2 para os detectores E e E', sendo que as espessuras eficazes dos mesmos são mostradas na tabela 1. Na mesma tabela, são relacionados os valores das energias cinéticas máximas para prótons e partículas alfa que cada telescópio tinha a capacidade de detectar.

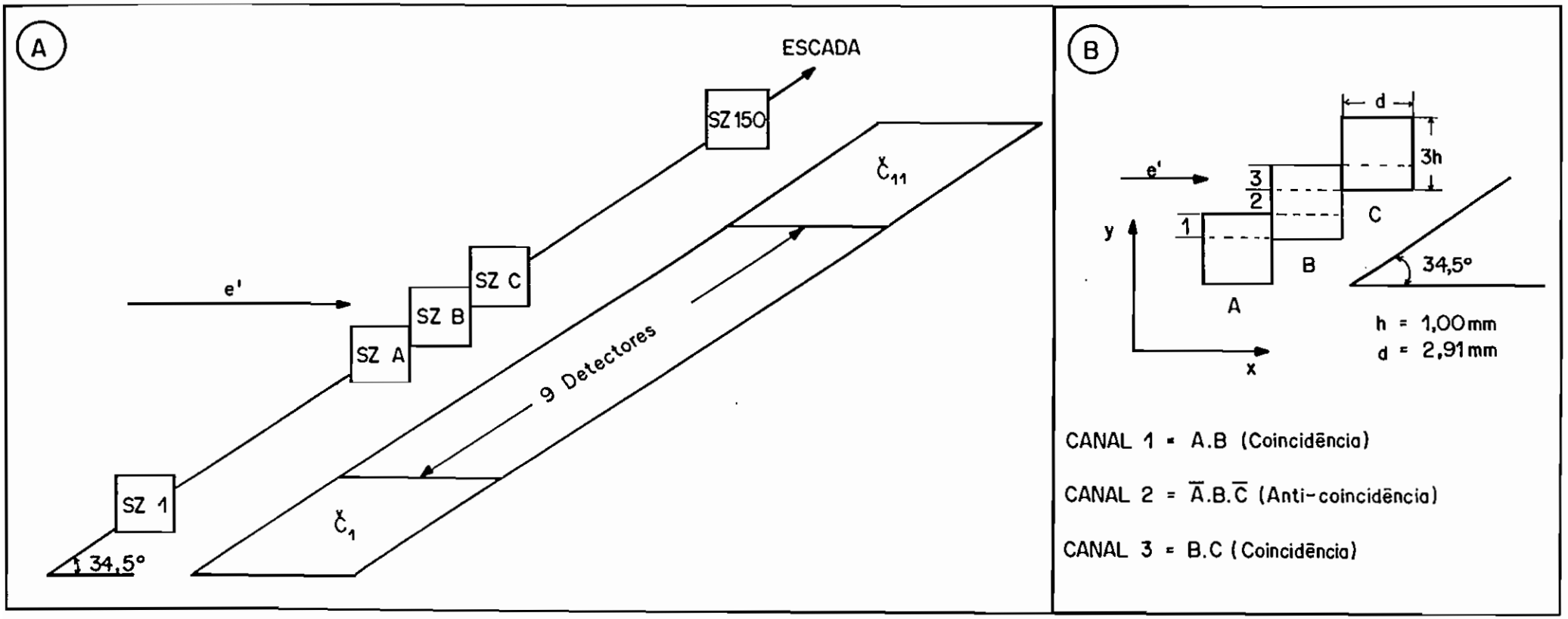


Figura 13 – Esquema representativo do sistema de detecção do espectrômetro magnético utilizado no experimento. A) posicionamento dos 150 cintiladores de plástico em relação aos 11 medidores tipo Cerenkov e à direção de incidência dos elétrons espalhados; B) ilustração mostrando os cintiladores A, B e C em destaque, para exemplificar a formação de canais lógicos a partir da ocorrência de coincidência ou anti-coincidência entre dois cintiladores contíguos[22].

Telescópios	$X_{\Delta E}$ (μm)	X_E (μm)	$X_{E'}$ (μm)	E_{PM} (MeV)	$E_{\alpha M}$ (MeV)
1	74,9	1008	1000	18,50	72,30
2	74,5	1006	1006	18,55	73,63
3	68,5	1008	1000	18,50	72,30
4	72,2	1012	1040	18,70	74,22
5	72,6	1012	1000	18,50	72,30
6	71,7	1023	1005	18,55	73,63
7	69,1	1000	1000	18,45	73,23
8	75,4	1005	1039	18,70	74,22
9	72,5	1027	1000	18,60	73,83
10	74,5	1007	1050	18,75	74,42

Tabela 1 – Número do telescópio, espessuras eficazes dos detectores nele contidos e valores máximos de energia cinética para prótons e partículas alfa detectáveis com o mesmo.

Cada telescópio foi instalado em um estojo próprio, especialmente fabricado para o experimento. Este estojo era formado por quatro componentes principais : suporte geral, suporte para detectores isolados, colimador definidor de ângulo sólido e ímã permanente de cobalto-samário. Cada estojo foi concebido de tal forma que, ao passar através do colimador definidor de ângulo sólido, a partícula carregada atingia exclusivamente a superfície eficaz do detector ΔE. A estrutura completa deste estojo é aquela mostrada na figura 14. Conforme pode ser visto, na estrutura do estojo o ímã permanente de cobalto-samário foi instalado lateralmente antes do colimador definidor de ângulo sólido. Após este último, seguiram-se o detector ΔE, o detector E e o detector E', nesta ordem. É possível observar também o posicionamento de uma bobina de refrigeração .

O grande problema da detecção de partículas carregadas com o uso de detectores de semicondutor, em experimentos envolvendo espalhamento de elétrons, é a elevada taxa de contagem de fundo causada principalmente por elétrons de baixa energia cinética provenientes das camadas eletrônicas dos átomos do alvo, de onde são arrancados devido à interação com o feixe de elétrons do acelerador. Uma contribuição menor à taxa de contagem de fundo é devida aos elétrons de alta energia cinética que sofrem espalhamento elástico junto ao núcleo atômico. Na figura 15 são apresentados os resultados

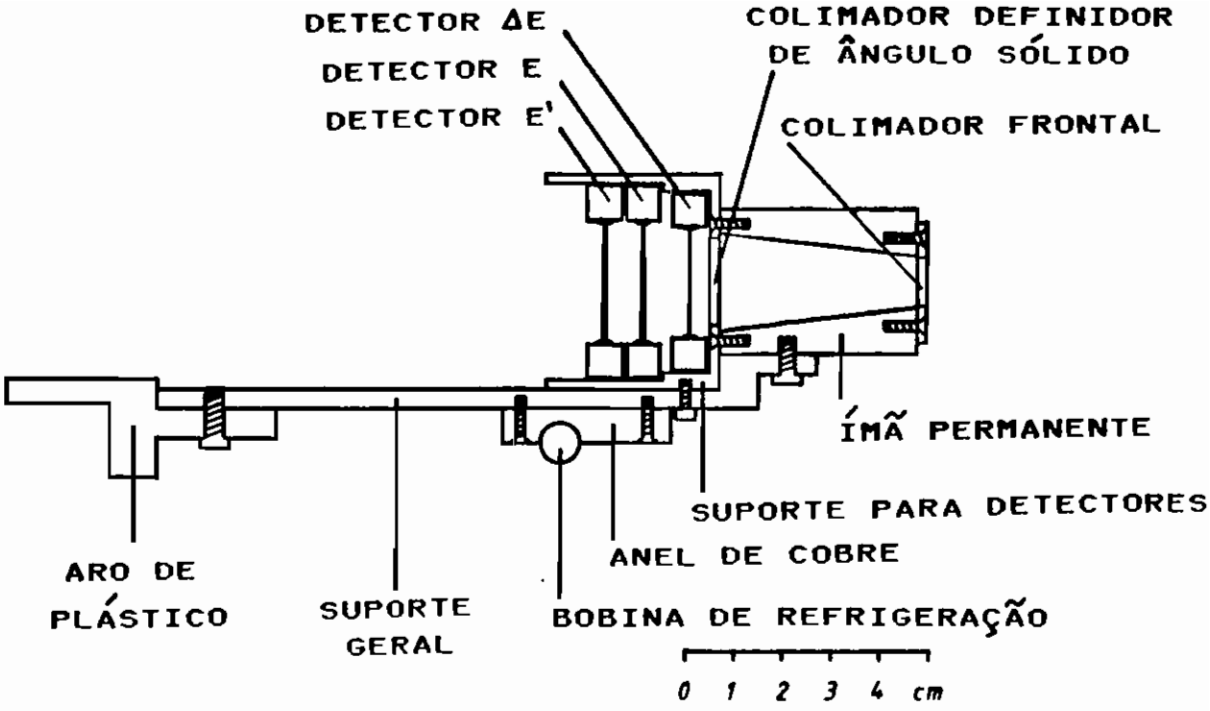


Figura 14 – Estrutura completa de um estojo no qual foi instalado um dos telescópios, mostrada em corte transversal.

de um teste que mostra as variações das taxas de produção e da energia cinética destes dois tipos de elétrons em função do ângulo de espalhamento para os mesmos[20].

O ímã permanente de cobalto-samário, produzindo um campo toroidal com intensidade média de 1,7 kG diante de cada telescópio, teve a função de repelir os elétrons de baixa energia cinética e assim eliminar o fundo causado por eles. Na prática, porém, este ímã se mostrou capaz de repelir apenas elétrons com uma energia cinética menor ou igual a 1,2 MeV. Este fato restringiu a 50° o menor valor possível para o ângulo dianteiro formado entre a posição dos telescópios e a direção do feixe de elétrons incidente, pois a energia cinética dos elétrons arrancados das camadas eletrônicas cresce muito rapidamente com a diminuição do próprio ângulo de espalhamento[20], conforme mostra a figura 15.

No experimento de coincidência ^{26}Mg(e,e'c), um dos métodos usados na identificação dos produtos de decaimento, conforme será descrito no próximo capítulo, baseia-se na dependência do tempo de subida do pulso associado ao sinal proveniente do detector ΔE em relação ao alcance da partícula carregada que originou tal sinal. Para partículas carregadas diferentes que possuem a mesma energia cinética, o tempo de subida do pulso associado ao sinal de detecção assume diferentes valores, o que permite a identificação do tipo de partícula por meio da discriminação da forma de pulso.

Com a finalidade de tornar possível a utilização deste método de forma realmente eficaz, duas adaptações foram introduzidas em todo o sistema de telescópios desde o início do experimento.

A primeira adaptação procurou proporcionar uma diferenciação mais nítida das partículas carregadas e detectadas. Esta adaptação consistiu na instalação dos detectores ΔE de maneira que o eletrodo posterior dos mesmos fosse sempre o primeiro a ser atingido, durante o experimento, pelas partículas carregadas.

A segunda adaptação teve o objetivo de eliminar os efeitos da elevação e variação de temperatura no tempo de subida dos pulsos associados aos sinais de detecção . Esta adaptação consistiu na instalação de um sistema de refrigeração para diminuir e estabilizar a temperatura de funcionamento dos detectores de semicondutor. Assim pois, os estojos de cada telescópio precisaram ser isolados termicamente das demais estruturas contidas na câmara de espalhamento, o que foi feito por meio de um aro de plástico. Este aro de plástico estabeleceu uma ligação entre o suporte geral do estojo e o suporte

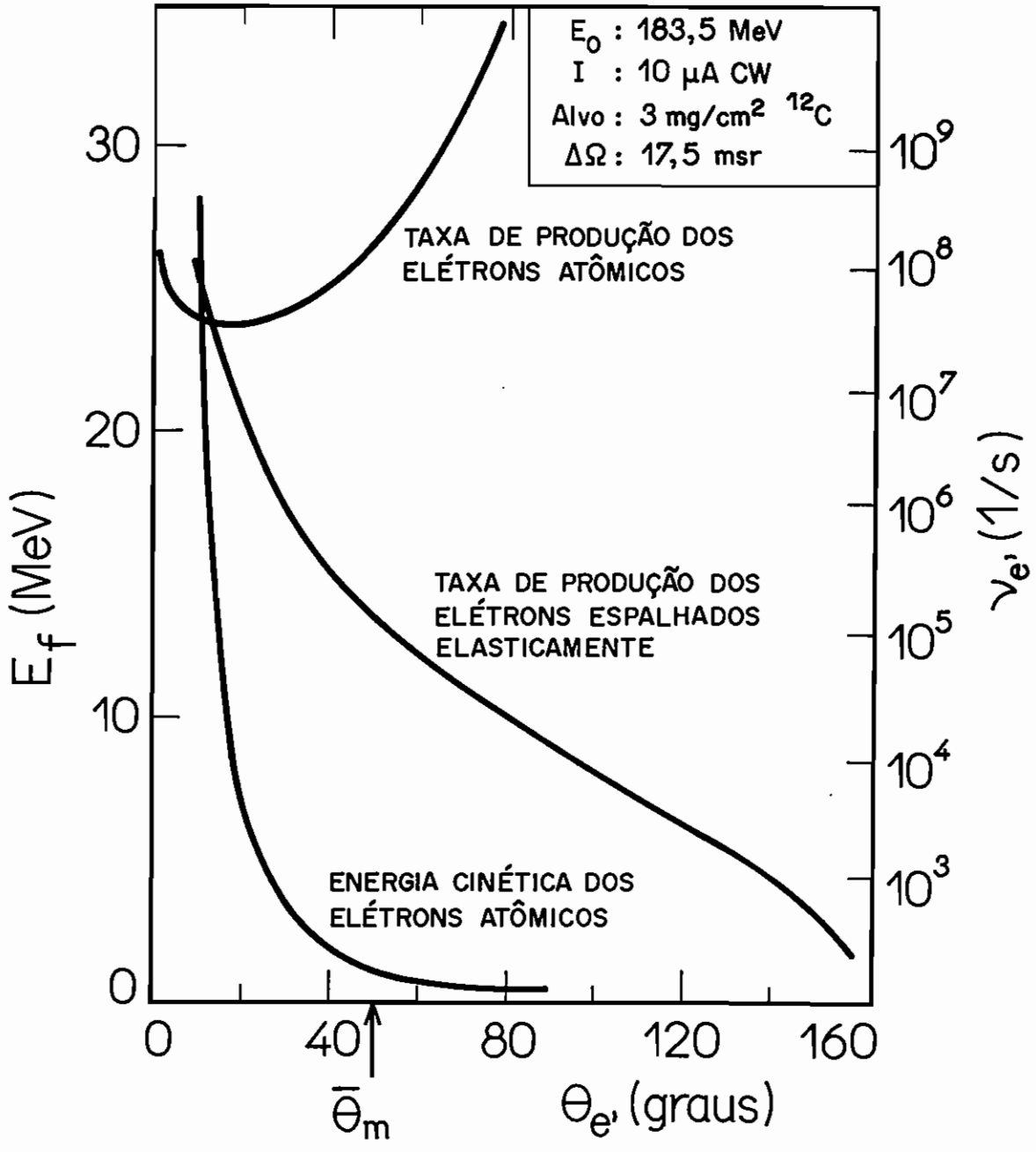


Figura 15 – Parâmetros experimentais e resultados de um teste que mostra as variações das taxas de produção ($\nu_{e'}$) e da energia cinética (E_f) em função do ângulo de espalhamento ($\theta_{e'}$), para elétrons atômicos e elétrons espalhados elasticamente. A partir destes resultados, foi definido o valor mínimo $\bar{\theta}_m = 50^o$ (ver texto).

central da câmara de espalhamento. A substância utilizada na refrigeração - metanol - foi mantida em temperatura constante no decorrer de cada medida. As temperaturas do metanol eram escolhidas na faixa de 0°C a −20°C. O metanol era conduzido por uma bobina de refrigeração que circulava dentro de um anel de cobre fixado abaixo do estojo de cada telescópio por meio de soldagem, conforme mostra a figura 14.

Os estojos de telescópios foram instalados sobre um suporte central, localizado na câmara de espalhamento. A instalação foi feita em forma de círculo, tendo o alvo ao centro, de maneira que a distância angular entre dois telescópios sucessivos era sempre de 20°, conforme mostra a figura 16. A distância entre o alvo e o colimador frontal do estojo de cada telescópio era de apenas 36,5 mm, exigindo assim do feixe de elétrons uma grande estabilidade de forma e posição . Devido a este dimensionamento geral, o sistema apresentou um ângulo sólido de $\Delta\Omega$ = 39,76 msr por telescópio, sendo o ângulo de semi-abertura igual a $\Delta\theta_c = \pm 6,58°$.

O suporte central da câmara de espalhamento era dotado de controle automático, elaborado e instalado pelo Instituto Max Planck de Física Nuclear, em Heidelberg. Através de telecomando, o suporte central girava tanto no seu próprio plano, quanto em torno de seu eixo diametral, podendo assim ser inclinado também para fora do plano de espalhamento, conforme mostra a figura 17. O eixo de inclinação foi sempre posicionado na direção e sentido do momento transferido q. Com isso, tornou-se possível ajustar facilmente o ângulo polar θ_c e o ângulo azimutal ϕ_c.

2.5 Eletrônica de coincidência e aquisição de dados

A seção de choque de coincidência é determinada completamente por meio da medida das seguintes variáveis :

a) E, energia de excitação do núcleo-alvo

b) θ_e, ângulo do elétron espalhado

c) θ_c, ângulo polar da partícula carregada emitida

d) ϕ_c, ângulo azimutal da partícula carregada emitida

e) E_c, energia cinética da partícula carregada emitida

Assim pois, é necessário que o sistema de aquisição de dados de um ex-

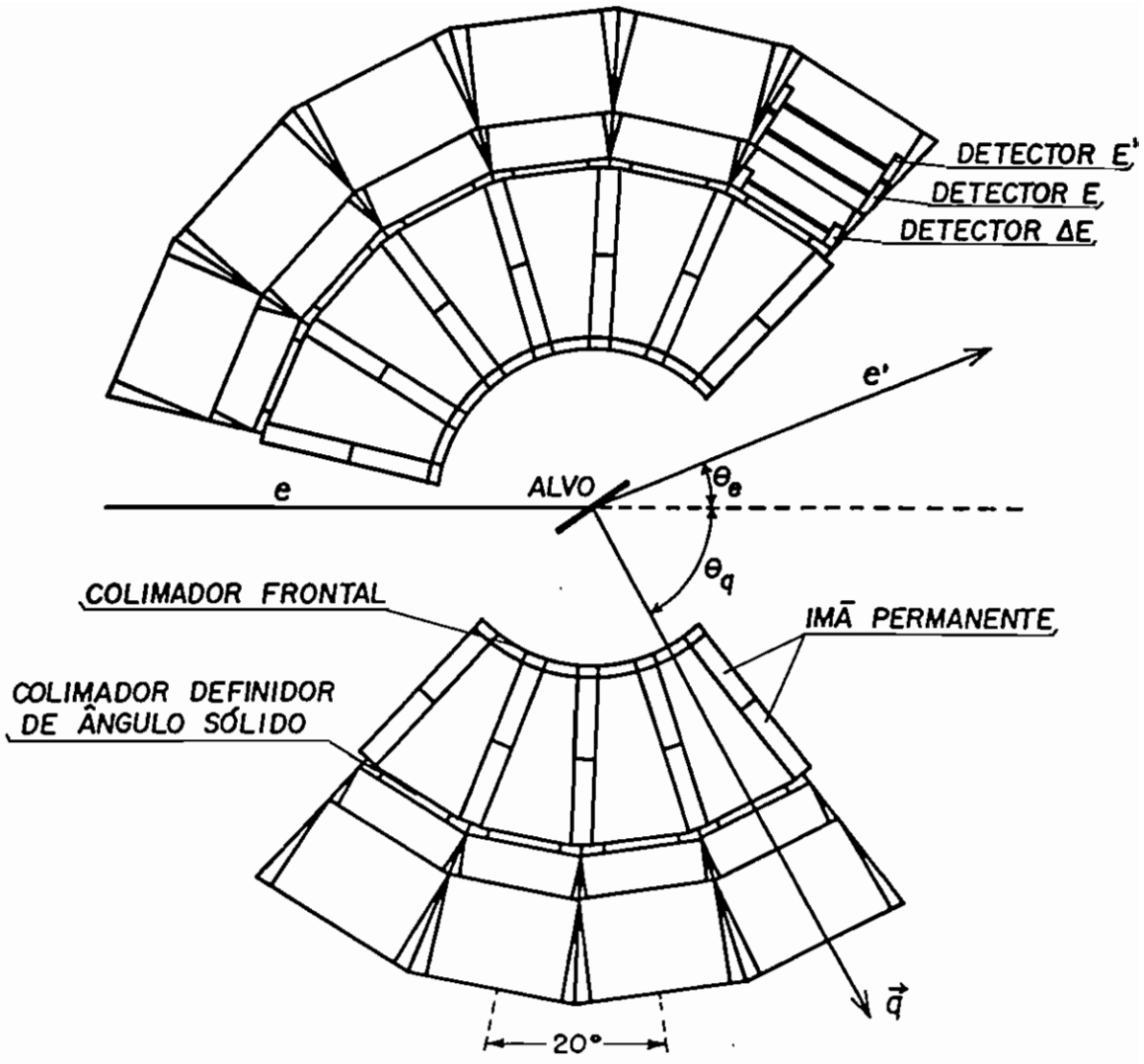


Figura 16 – Posicionamento dos dez estojos de telescópios na câmara de espalhamento.

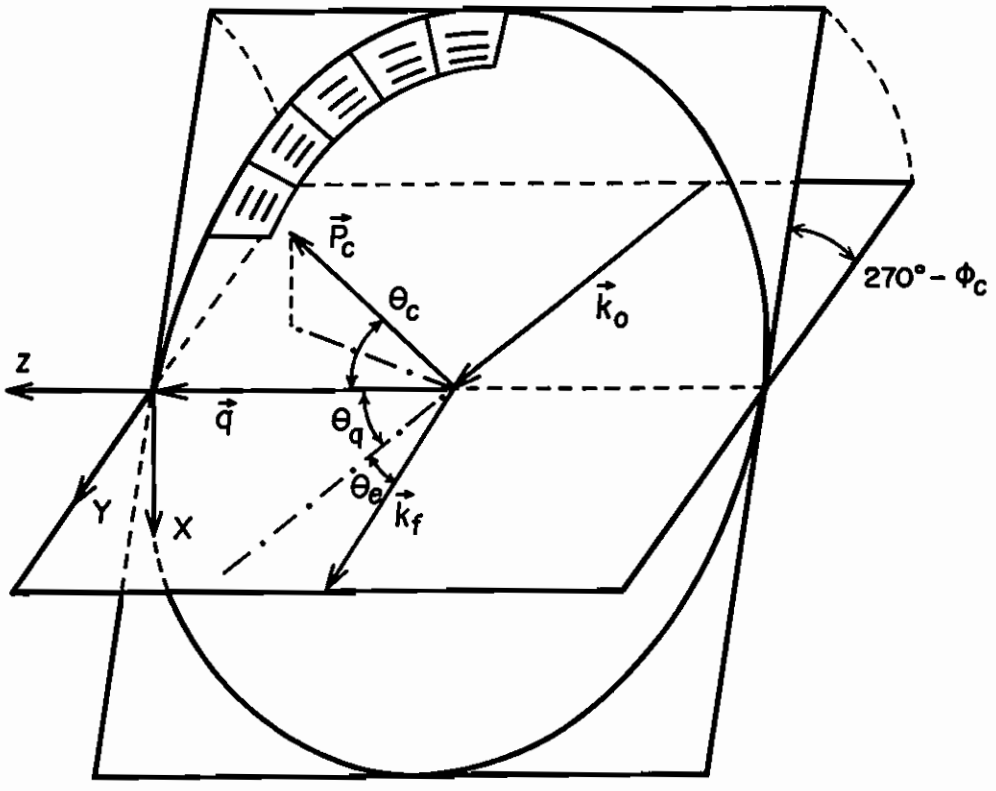


Figura 17 – Inclinação do plano contendo os dez estojos de telescópios (plano de detecção) em relação ao plano contendo os elétrons incidente e espalhado (plano de espalhamento).

perimento de coincidência tenha a capacidade de apreender, processar e armazenar todo um conjunto de medidas correlatas.

Em uma sequência de medida, as variáveis θ_e e ϕ_c são mantidas constantes, sendo as demais variáveis e informações obtidas indiretamente através dos seguintes parâmetros de um evento de coincidência : momento do elétron espalhado inelasticamente, número do telescópio em que a partícula carregada emitida foi detectada, perda de energia da partícula nos detectores do telescópio e correlação temporal entre o elétron espalhado e a partícula emitida. A medida destes parâmetros permite determinar respectivamente as variáveis E, θ_c, E_c e o tipo de partícula carregada emitida.

Para a normalização da seção de choque de coincidência, devem também ser medidos a carga elétrica total incidente durante uma irradiação , a taxa de contagem do espectrômetro de ângulo fixo, o tempo morto da aparelhagem e o espectro (e,e').

Com o objetivo de realizar estas medidas, foi desenvolvida e testada no Instituto de Física Nuclear da Universidade de Mainz uma eletrônica de coincidência[20], mostrada esquematicamente na figura 18 sob a forma de um diagrama de blocos. Esta eletrônica de coincidência foi utilizada no decorrer do experimento ^{26}Mg(e,e'c) como descrito a seguir.

No ramo destinado à detecção dos elétrons espalhados, os sinais provenientes dos 150 cintiladores de plástico e dos 11 medidores tipo Cerenkov foram processados pelo codificador de endereço de multicoincidência (MCAE), resultando deste processamento um endereço binário localizado entre 0 e 299. O endereço binário foi então utilizado considerando simultaneamente dois tipos de medida. Para a determinação , em um evento coincidente, da energia cinética do elétron espalhado, o endereço binário foi armazenado em um registro de coincidência, enquanto que para a acumulação de um espectro de elétrons (e,e'), o endereço binário foi registrado em um módulo de memória tipo histograma. Além destes sinais de controle, o MCAE forneceu também um rápido sinal de tempo (FTO), gerado pela detecção de um elétron espalhado.

No ramo destinado à detecção das partículas carregadas, os sinais provenientes dos detectores de semicondutor foram transformados em sinais de energia e em sinais de tempo, por meio de pré-amplificadores sensíveis à carga elétrica. Os sinais de energia foram então processados pelos amplificadores lineares (TFAs), obtendo-se como resultado sinais analógicos. Por sua vez, estes sinais analógicos foram digitalizados em conversores analógico-

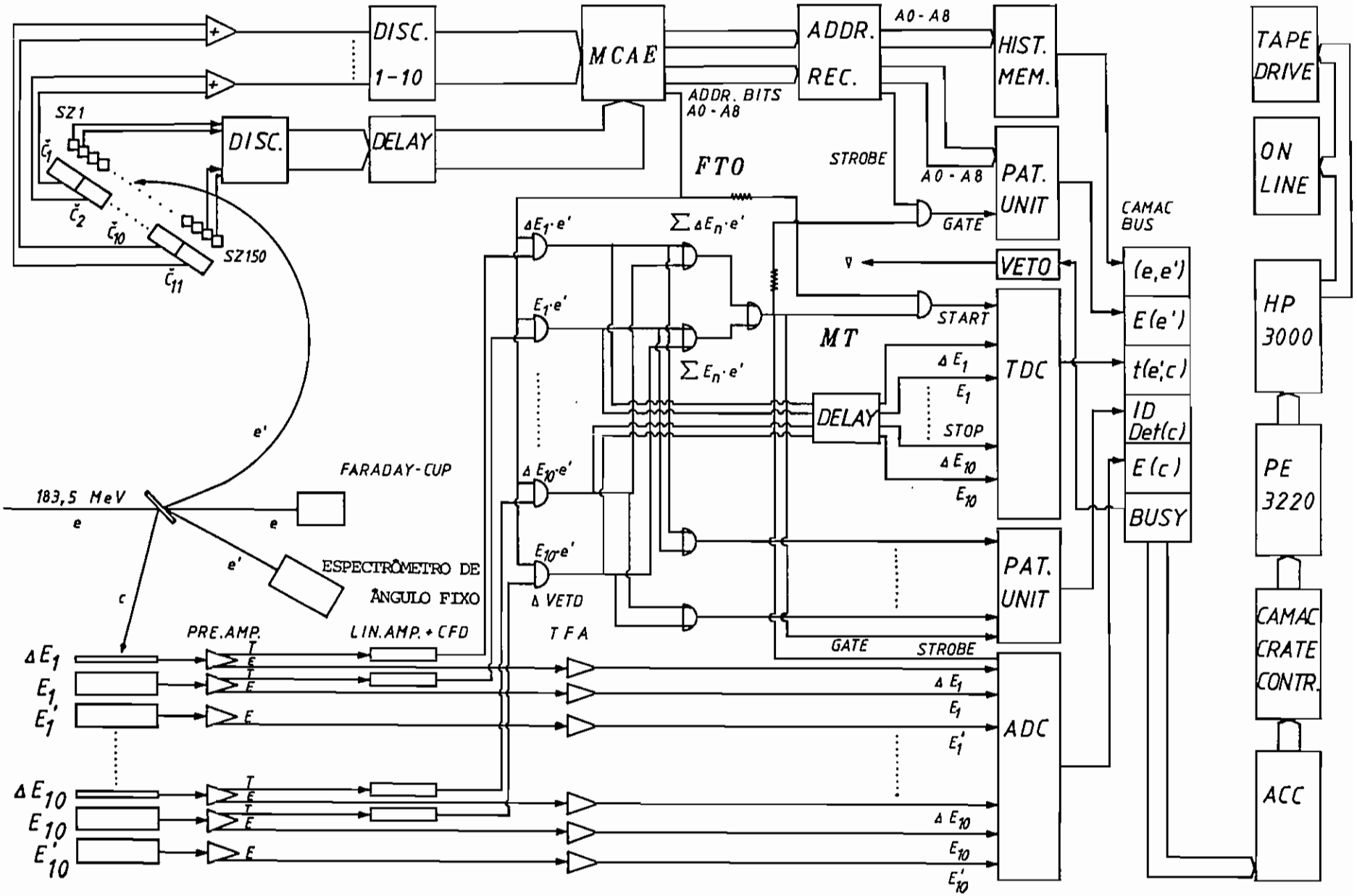


Figura 18 – Esquema mostrando a configuração da eletrônica de coincidência utilizada no experimento ^{26}Mg(e,e'c).

digitais (ADCs), sensíveis à altura do pulso e com uma resolução de 11 bits (=2048 canais).

Os sinais de tempo foram amplificados linearmente e depois discriminados de acordo com a amplitude nos discriminadores de fração constante (CFDs), sendo então convertidos em pulsos lógicos com aproximadamente 5ns de duração . A informação relativa ao tempo contida nestes pulsos lógicos era independente da amplitude em uma faixa bastante extensa. O sinal de cada um dos detectores ΔE e E - contidos em um mesmo telescópio - foram associados individualmente ao sinal FTO do ramo dos elétrons espalhados (com 180ns de duração), através de uma porta E.

Uma unidade lógica tipo OU produziu o sinal denominado disparador principal (MT), como resultado da soma de todas as coincidências particulares estabelecidas com detectores de semicondutor pertencentes a um mesmo telescópio. Esta soma lógica assegurou uma determinação completa e inequívoca da energia cinética de uma partícula detectada, pois tornou possível ao sistema de aquisição de dados registrar as informações sobre energia provenientes de todos os detectores de um telescópio específico, mesmo no caso do detector ΔE deste telescópio não emitir sinal lógico quando da travessia de um próton com energia cinética elevada.

O sinal para o início do funcionamento dos conversores cronológico-digitais (TDCs) foi fornecido por uma outra coincidência, formada entre o MT e o sinal de tempo proveniente do ramo dos elétrons espalhados, enquanto que o sinal para a parada dos mesmos foi estabelecido pelo sinal de tempo do ramo de partículas carregadas.

Para identificar o telescópio em que uma partícula emitida foi detectada e assim determinar o ângulo polar θ_c, o número do telescópio foi gravado adicionalmente por um registrador de sinais.

A interface entre a eletrônica de coincidência e a rede de computadores era constituida por um sistema CAMAC. Este sistema CAMAC, em conjunto com um microprocessador (Auxiliary-Crate-Controller, ACC), teve a função de selecionar os dados provenientes da eletrônica de coincidência e de transferí-los ao computador PE-3220. Para diminuir o tempo morto, foram selecionados pelo ACC apenas os endereços ADC/TDC de um registro de coincidência correspondentes a um mesmo telescópio. Foram também registradas as taxas de contagem da Faraday-cup e do espectrômetro de ângulo fixo através de um contador de normalização .

A totalidade dos dados obtidos foi então transferida através de uma rede

de computadores até o computador central do Instituto de Física Nuclear, um HP-3000/64, onde a mesma foi gravada em fitas magnéticas para posterior análise. A análise dos dados foi realizada mediante o uso de um computador VAX-8550, instalado no Instituto de Física Nuclear da Universidade de Mainz.

2.6 Medidas realizadas

Antes da realização das medidas ^{26}Mg(e,e'c), foi efetuada a calibração dos sistemas de detecção e da eletrônica de coincidência descritos anteriormente, segundo os métodos relatados a seguir.

Tanto nas medidas e testes preliminares quanto nas irradiações correspondentes diretamente ao experimento de coincidência, adotou-se previamente dois procedimentos básicos :

a) foi feito vácuo no sistema de condução do feixe de elétrons e na câmara de espalhamento

b) em todas as ocasiões em que foi necessária a utilização do feixe de elétrons, a posição do mesmo foi verificada por meio de uma retícula que continha um depósito de sulfeto de zinco (ZnS) na superfície e um orifício de 2 mm de diâmetro na parte central. Ao ser atravessado pelo feixe de elétrons, o sulfeto de zinco torna-se luminoso, o que permitiu a verificação citada.

Em razão da largura total da RGE1 no ^{26}Mg ser grande, foram escolhidas duas focalizações diferentes para o campo magnético do espectrômetro utilizado na detecção dos elétrons espalhados, com uma sobreposição de 2,5 MeV entre ambas. A primeira medida foi realizada tendo como menor valor para a energia de excitação o limiar de emissão de partícula alfa (10,6 MeV) e como maior valor a energia de 22,5 MeV. A segunda medida teve como limite inferior a energia de 20,0 MeV e como limite superior a energia de 31,8 MeV. Em conjunto, as medidas abrangeram um intervalo de energia de excitação igual a 21,2 MeV, compreendido entre 10,6 MeV e 31,8 MeV.

O experimento foi organizado de maneira a incluir dois conjuntos de medida (um para cada valor de q), constituidos por quatro sequências diferentes (uma para cada posicionamento dos telescópios).

Com a finalidade de ajustar as eficiências dos 150 cintiladores de plástico e dos 11 medidores tipo Cerenkov, a totalidade dos cintiladores foi deslocada oito vezes ao longo da escada do espectrômetro durante a realização de cada

uma das sequências dos dois conjuntos de medida.

Após o término das irradiações correspondentes a cada um dos dois conjuntos de medida, foram gravados espectros de espalhamento inelástico no ^{12}C para 55 configurações diferentes do sistema de detecção de elétrons. Estas medidas adicionais, abrangendo uma faixa de energia de excitação entre 30,0 MeV e 45,0 MeV no ^{12}C, foram utilizadas para determinar a eficiência de cada um dos cintiladores de plástico e a dependência do ângulo sólido do espectrômetro em relação ao momento do elétron espalhado (ver capítulo três, seção quatro).

Foram também efetuadas medidas de espalhamento elástico de elétrons com o mesmo alvo utilizado nas medidas de coincidência, tendo como finalidade a posterior normalização absoluta dos dados experimentais (ver capítulo três, seção seis).

Como um primeiro teste no sentido de ajustar o funcionamento da eletrônica de coincidência, foram feitas medidas da coincidência cinemática $^{1}H(e,e'p)$, através do uso de um alvo manufaturado a partir de uma folha delgada de cápton. Esta reação cinemática, com uma razão entre coincidências reais e coincidências casuais (TRUE/ACC) extremamente alta, forneceu uma frequência suficientemente elevada de sinais coincidentes para que correlações temporais fixas pudessem ser observadas direta e nitidamente em um osciloscópio. Por meio deste sinal coincidente, foi possível escolher o intervalo de tempo t(e',c) correspondente ao valor médio da faixa de conversão dos TDCs.

A calibração do sistema de detecção de partículas carregadas é fundamental , pois dela depende a informação sobre a energia de uma partícula por meio da soma das informações obtidas em cada um dos detectores contidos em um mesmo telescópio. Nestas circunstâncias, diferenças na amplificação produziriam instabilidades perceptíveis nas linhas cinemáticas dos resultados experimentais, o que dificultaria desnecessariamente a posterior análise dos dados.

A calibração do sistema de detecção de partículas carregadas foi feita com o uso de uma fonte alfa-emissora para os detectores ΔE e com um pulsador e um terminador de carga para os demais detectores. As características relevantes da fonte alfa-emissora utilizada na calibração são encontradas na tabela 2.

Durante a calibração dos detectores ΔE, a fonte alfa-emissora foi instalada na posição destinada ao alvo. Por meio desta calibração , a amplificação

Isótopo	ε (MeV)	I (%)
^{239}Pu	5,161	73,3
	5,149	15,1
	5,111	11,5
^{241}Am	5,486	84,2
	5,443	13,6
	5,389	1,4
^{244}Cm	5,806	76,7
	5,765	23,6

Tabela 2 – Isótopos presentes na fonte alfa-emissora utilizada na calibração dos detectores, energia cinética das partículas alfa emitidas e intensidade absoluta da emissão [20].

dos TFAs correspondentes aos detectores ΔE foi ajustada de maneira a permitir que o sinal de detecção para uma partícula alfa fosse direcionado para um único e bem definido canal dos ADCs(ΔE_i). Sendo a máxima energia cinética dos prótons coincidentes que puderam ser detectados igual a 18,8 MeV, ajustou-se a amplificação dos TFAs para que a detecção de uma partícula com esta energia cinética fosse efetuada no canal 2047 dos respectivos ADCs. Com a adoção deste procedimento, utilizou-se em relação aos ADCs a maior faixa de medida possível.

A calibração dos detectores E foi efetuada com o uso de um pulsador, por meio do qual as posições dos canais nos detectores ΔE, correspondentes às partículas alfa monoenergéticas emitidas pela fonte, puderam ser reproduzidas. A seguir, ajustou-se a amplificação dos TFAs correspondentes aos detectores E com o objetivo de obter o máximo de um determinado pulso sempre no mesmo canal dos ADC(E_i). Por sua vez, este canal foi escolhido de maneira a satisfazer a seguinte condição : canal dos ADC(E_i) = canal dos ADC(ΔE_i). Este mesmo procedimento foi adotado na calibração dos detectores E'.

Para reduzir o grande número de eventos que constituiam o fundo das medidas na região de baixa energia, o discriminador de limiar da eletrônica de coincidência foi fixado em um valor correspondente a prótons de 800 KeV. Através da utilização de todos os ajustes mencionados, obteve-se uma faixa de energia cinética para prótons, acessível ao método experimental empregado,

que se estendeu de 0,8 MeV até 18,5 MeV.

As irradiações destinadas a medir diretamente o efeito de coincidência foram realizadas abrangendo um total de dois conjuntos de medidas. Estes dois conjuntos de medidas, designados por N=1 e N=2, eram formados por quatro sequências diferentes cada um. Em todas estas irradiações , a reta normal à superfície do alvo foi posicionada sempre na direção do conjunto dos detectores de semicondutor, para assim diminuir a perda de energia das partículas carregadas dele provenientes. A tabela 3 fornece uma descrição completa de todas as medidas efetuadas e também dos parâmetros experimentais empregados nas mesmas.

Na tabela 3 observa-se que para o conjunto de medidas N=1 foram registrados, em cada sequência, apenas sete valores do ângulo polar da partícula carregada emitida (θ_c), enquanto que no conjunto de medidas N=2 há dez valores registrados. Esta diferença deve-se ao fato dos conjuntos terem sido medidos em épocas distintas. Por ocasião das irradiações correspondentes ao conjunto de medidas N=1, o sistema de detecção das partículas carregadas ainda não havia sido desenvolvido em sua plenitude, contando então com um total de apenas sete telescópios. Posteriormente, outros três telescópios foram acrescentados aos sete primeiros e o sistema de detecção pôde ser utilizado em sua forma final nos experimentos do conjunto de medidas N=2.

N	D	θ_e	q (fm^{-1})	θ_q	α	ϕ_c	θ_c
1	1	22°	0,35	$-62,2^o$	-55°	225°	0°, 20°, 40°, 160°, 180°, 200°, 220°
	2						10°, 30°, 50°, 170°, 190°, 210°, 230°
	3				18°		50°, 70°, 90°, 110°, 130°, 150°, 230°
	4						60°, 80°, 100°, 120°, 140°, 160°, 240°
2	1	35°	0,54	-62°	-60°	240°	0°, 20°, 40°, 60°, 140°, 160°, 180°, 200°, 220°, 240°
	2						-10°, 10°, 30°, 50°, 130°, 150°, 170°, 190°, 210°, 230°
	3				38°		40°, 60°, 80°, 100°, 120°, 140°, 220°, 240°, 260°, 280°
	4						30°, 50°, 70°, 90°, 110°, 130°, 210°, 230°, 250°, 270°

Tabela 3 – Número do conjunto de medidas (N), número da sequência (D) e valores dos parâmetros experimentais empregados : ângulo de espalhamento do elétron (θ_e), momento transferido (q), ângulo do momento transferido (θ_q), ângulo formado entre a reta normal à superfície do alvo e a direção de incidência do feixe de elétrons (α), ângulo azimutal da partícula carregada emitida (ϕ_c) e ângulo polar da partícula carregada emitida (θ_c). Para ambos os conjuntos de medidas, a faixa de energia de excitação do núcleo-alvo estava compreendida entre 10,6 MeV e 31,8 MeV, sendo a energia cinética dos elétrons incidentes E_0 = 183,5 MeV .

Capítulo 3

Redução dos Dados Experimentais

3.1 Introdução

A finalidade da redução dos dados do experimento ^{26}Mg(e,e'c) consiste em determinar as seções de choque de coincidência e as distribuições angulares para as reações nucleares estudadas, assim como obter posteriormente a separação das componentes multipolares do decaimento α_0. A obtenção da seção de choque de coincidência é feita a partir das grandezas que foram medidas no experimento e armazenadas em fitas magnéticas seguindo o método descrito no capítulo anterior.

Na determinação da seção de choque de coincidência, cada conjunto de medidas é classificado segundo as seguintes grandezas :

a) correlação temporal t(e',c) entre o elétron espalhado e' e a partícula carregada emitida c. Esta correlação permite distinguir os eventos coincidentes reais e casuais.

b) tipo de partícula carregada emitida c .

c) ângulo polar da partícula carregada emitida, θ_c .

d) energia cinética da partícula carregada emitida, E_c .

e) energia de excitação do núcleo-alvo, E .

O trabalho de classificação mencionado é subdividido em várias etapas e está representado no diagrama de blocos mostrado na figura 19. Nas etapas do trabalho compreendidas entre o início e a estruturação dos espectros

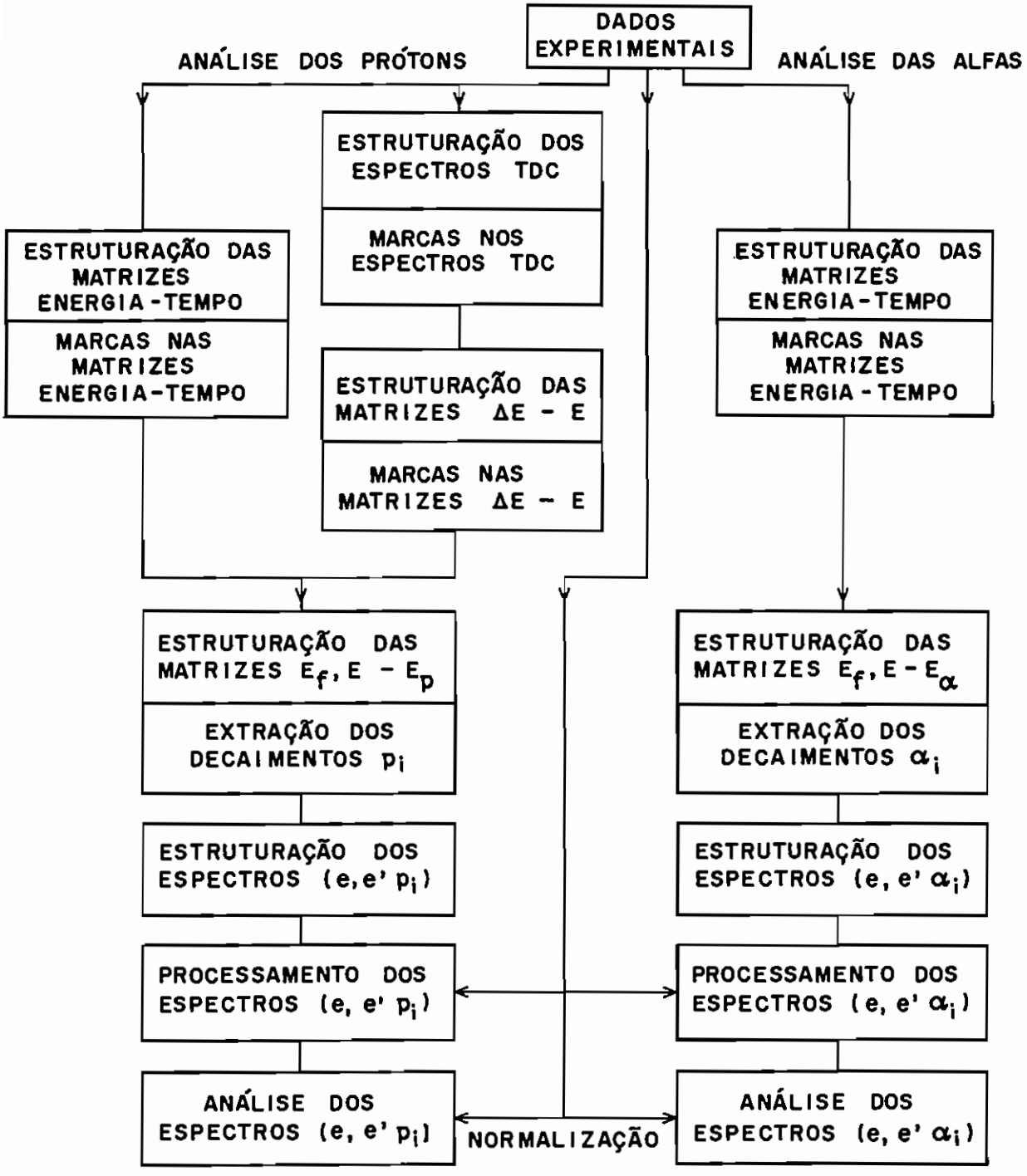


Figura 19 - Representação esquemática das etapas de redução dos dados experimentais ^{26}Mg(e,e'c), utilizadas para eventos coincidentes reais e casuais.

(e,e'p_i) e (e,e'α_i), é utilizado o programa EUMEL, especialmente concebido para a redução dos dados do experimento de coincidência[24], em conjunto com um programa auxiliar de calibração [25].

Os espectros (e,e'p_i) e (e,e'α_i) são então reunidos por meio da utilização do programa BIN, o qual também calcula a dependência do ângulo sólido do espectrômetro em relação ao momento do elétron espalhado e as eficiências dos cintiladores de plástico contidos no espectrômetro magnético de 180° bifocal[26]. Após esta etapa, é processada a normalização dos resultados e obtida a forma final da seção de choque de coincidência, tornando possível a posterior separação das componentes multipolares da mesma no caso da reação ^{26}Mg(e,e'α_0) ^{22}Ne. Cada uma destas etapas será descrita em detalhe no decorrer deste capítulo.

3.2 Redução dos espectros TDC

Na primeira etapa do trabalho de redução dos dados experimentais, são estruturados os espectros TDC e ADC para cada um dos detectores de partículas. A estruturação destes espectros é feita a partir dos dados experimentais gravados nas fitas magnéticas. Na figura 20 são mostradas configurações típicas de espectros TDC, obtidas no experimento de coincidência para um detector ΔE e um detector E.

A definição da amplitude da janela de tempo de coincidência em cerca de 180 ns permitiu a recepção simultânea de eventos de coincidência tanto reais quanto casuais. Enquanto os eventos casuais são caracterizados por uma distribuição isotrópica no espectro de tempo, os eventos reais estão localizados em um máximo bem determinado. A forma assimétrica do máximo, observada no espectro TDC correspondente ao detector ΔE, é consequência dos diferentes tempos de subida dos sinais provenientes da detecção de prótons e partículas alfa. Esta diferença constitui o fundamento do método utilizado em etapas subsequentes para a identificação das partículas detectadas.

Após a estruturação dos espectros TDC, são instaladas as marcas necessárias para a separação de eventos coincidentes reais e casuais, conforme mostra a figura 21. Uma vez que o máximo do espectro TDC correspondente ao detector E está localizado sobre a distribuição isotrópica dos eventos casuais, foram obtidos conjuntamente tanto eventos coincidentes reais quanto casuais por meio do uso das marcas que delimitam este máximo. Através da ins-

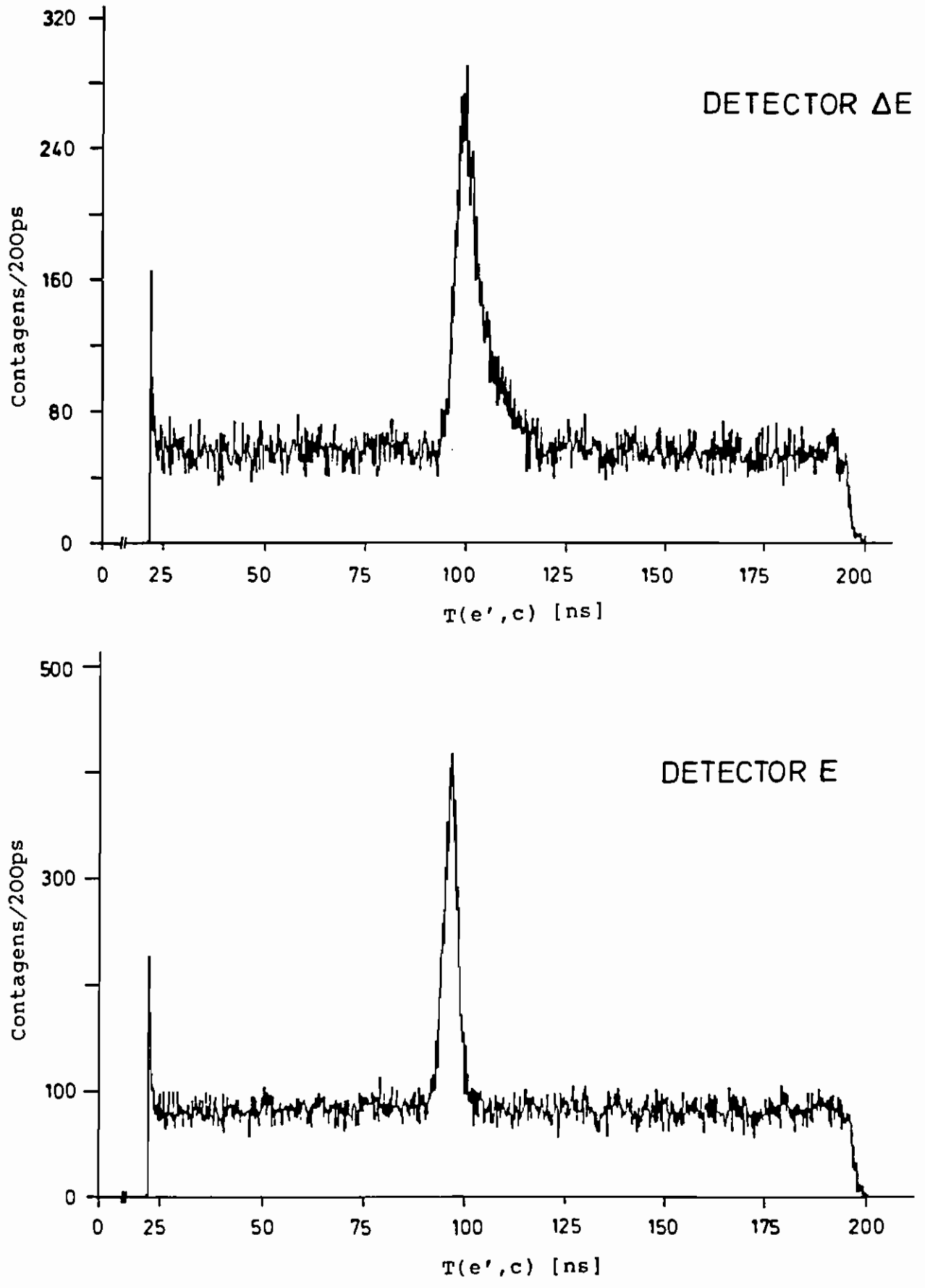


Figura 20 – Espectros TDC de um detector ΔE e de um detector E contidos em um mesmo telescópio durante o experimento ^{26}Mg(e,e'c). A amplitude da janela de tempo de coincidência foi fixada em cerca de 180 ns. Estes espectros foram obtidos para $\theta_e = 22^o$ e $\theta_c = 0^o$.

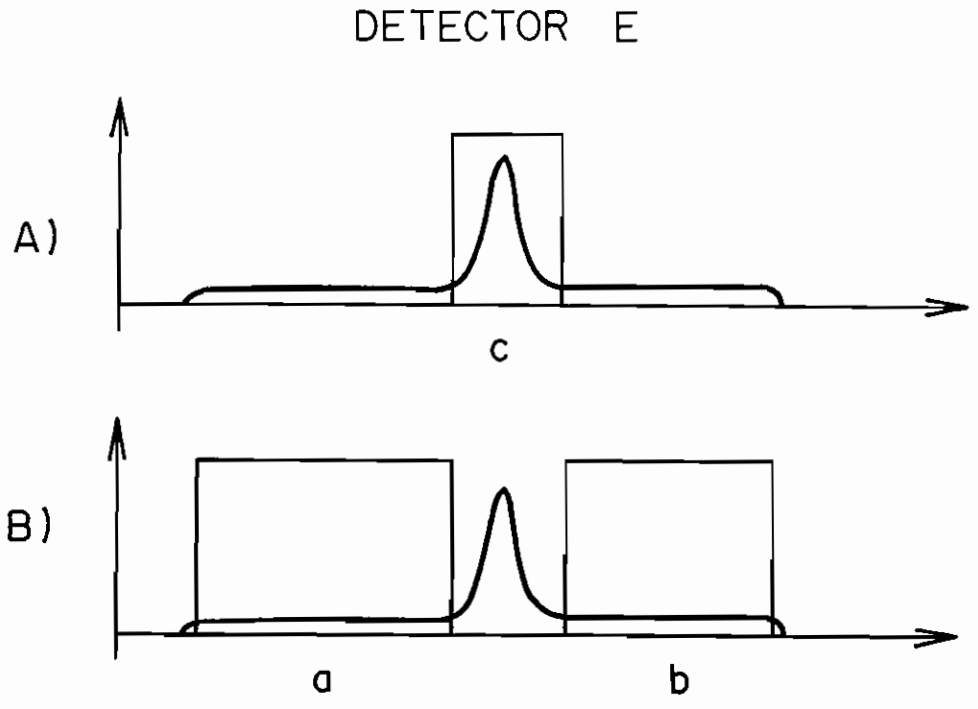


Figura 21 – Marcas instaladas nos espectros TDC dos detectores E para a determinação de eventos de coincidência gerados por partículas de decaimento com energia cinética elevada. A) marcas para eventos de coincidência reais; B) marcas para eventos de coincidência casuais.

talação de marcas na faixa de coincidências casuais, é possível subtrair a parte do máximo devida à estas coincidências na razão c/(a+b) das larguras das marcas instaladas.

O procedimento descrito no parágrafo anterior é utilizado na determinação de eventos coincidentes reais e casuais originados por partículas carregadas que possuiam energia cinética mais elevada, visto que para atingir o detector E a partícula deve atravessar primeiro toda a espessura do detector ΔE.

A determinação de eventos coincidentes originados por partículas com menor energia cinética é feita através de um método denominado discriminação da forma de pulso, o qual será descrito adiante.

3.3 Identificação das partículas de decaimento carregadas

A segunda etapa da redução dos dados do experimento de coincidência ^{26}Mg(e,e'c) consiste na identificação das partículas de decaimento carregadas. Para esta identificação foram utilizados dois métodos diferentes, que serão expostos a seguir.

3.3.1 Método ΔE-E

O método ΔE-E para identificação de partículas de decaimento carregadas baseia-se no princípio da realização simultânea das medidas da perda específica de energia cinética $d\varepsilon/dx$ de uma partícula com energia cinética inicial ε_0 que atravessa um determinado detector e também da própria energia ε_0. Com esta finalidade foram instalados telescópios compostos por um detector ΔE delgado, para a medida de $d\varepsilon/dx$, e dois detectores espessos, denominados E e E', para a medida da energia cinética restante E_{Rest}. A energia cinética inicial ε_0 da partícula detectada é obtida através da soma das energias cinéticas que foram perdidas em cada um dos três detectores.

A perda específica de energia cinética para uma partícula carregada que incide em um meio material é calculada através da expressão [23] :

$$\frac{d\varepsilon}{dx} = \frac{4\pi e^4 Z^2}{m_e v^2} NB \tag{3.1}$$

onde

$$B = Z_s \left[ln \left(\frac{2m_e v^2}{I} \right) - ln \left(1 - \frac{v^2}{c^2} \right) - \frac{v^2}{c^2} \right] \tag{3.2}$$

Nestas expressões , v e Ze são a velocidade e a carga elétrica da partícula incidente, N e Z_s são o número de átomos por unidade de volume e o número atômico do elemento que constitui o meio material, m_e é a massa de repouso do elétron, I representa o potencial médio de excitação e ionização do elemento que constitui o meio material e c é a velocidade da luz no vácuo.

As partículas de decaimento detectadas não são relativistas ($v \ll c$), de maneira que desprezando os termos logarítmicos e usando a relação

$$\varepsilon = \frac{M_c v^2}{2} \tag{3.3}$$

é obtida a expressão

$$\frac{d\varepsilon}{dx} \sim \frac{M_c Z^2}{\varepsilon_0} \tag{3.4}$$

resultado que torna possível determinar com este método o produto $M_c Z^2$ de uma partícula de decaimento. Esta determinação é suficiente para identificar o tipo de partícula detectada, pois para uma mesma energia cinética ε_0 são obtidos valores para $M_c Z^2$ proporcionais a 1, 2, 3, 12 e 16 que correspondem a prótons, dêuterons, trítons, ^{3}He e partículas alfa, respectivamente.

A hipótese inerente a este método é a de que a partícula detectada tenha atravessado totalmente pelo menos a espessura do detector ΔE. Assim pois, obtém-se um limite inferior de energia para o uso deste método, dado pela energia máxima de absorção do detector ΔE para um determinado tipo de partícula. Sendo 72,8 μm o valor médio da espessura dos detectores ΔE utilizados no experimento, este limite inferior assumiu os valores relacionados na tabela 4.

Para possibilitar o uso deste método na redução dos dados experimentais, os parâmetros energia cinética perdida no detector ΔE (denominada energia ΔE) e energia cinética restante E_{Rest}, para partículas detectadas em um mesmo telescópio, foram representadas através de uma matriz bidimensional

Partícula	Limite (MeV)
p	2,91
d	3,36
t	3,88
^{3}He	9,26
α	10,28

Tabela 4 – Energia máxima de absorção para diferentes partículas em um detector de silício com espessura igual a 72,8 μm[27].

de ordem 256·256 na forma energia ΔE em função da energia $\varepsilon = \Delta E + E_{Rest}$. Os eventos representados nesta matriz eram o resultado dos registros dos ADCs associados a cada um dos detectores contidos no telescópio. Na figura 22 é mostrada uma matriz ΔE-E obtida a partir da redução dos dados experimentais.

Partículas com energia cinética mais baixa, que foram detectadas apenas pelo detector ΔE, localizam-se ao longo da linha diagonal da matriz bidimensional, enquanto partículas que atravessaram o detector ΔE e foram detectadas em mais de um detector, apresentam um comportamento descrito pela expressão (3.4), e localizam-se à direita da linha diagonal, em curvas características. Na figura 22 é possível observar eventos coincidentes reais e casuais caracterizados não só por decaimento do núcleo-alvo através da emissão de prótons e partículas alfa, mas também por meio da emissão de dêuterons, trítons e ^{3}He. Assim pois, fazendo-se uma marca bidimensional em torno de uma das curvas características existentes em uma matriz ΔE-E, consegue-se extrair coincidências reais e casuais originadas por partículas de um determinado tipo.

No caso específico da redução dos dados do experimento de coincidência ^{26}Mg(e,e'c), esta marca é feita em torno da curva característica das coincidências reais e casuais originadas por prótons, segundo o mostrado na figura 23. As coincidências originadas por dêuterons, trítons e ^{3}He não são consideradas, uma vez que apresentam uma estatística insuficiente. A extração das coincidências originadas por partículas alfa não é possível através do uso deste método, pois em razão do limite inferior de energia as partículas de decaimento só podem ser identificadas de forma indubitável se elas estão lo-

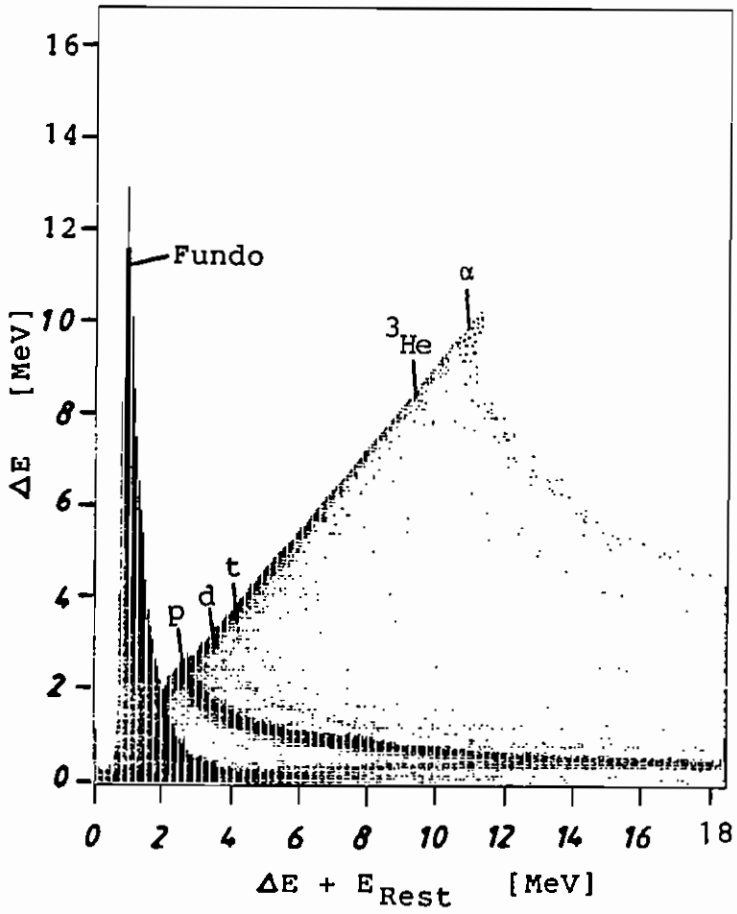


Figura 22 – Matriz ΔE-E obtida a partir dos dados experimentais ^{26}Mg(e,-e'c) para $\theta_e = 35^o$ e $\theta_c = 60^o$. Observa-se a existência de curvas características correspondentes às partículas de decaimento carregadas. As espessuras dos detectores do telescópio eram 72,2 μm (ΔE), 1012 μm (E) e 1040 μm (E').

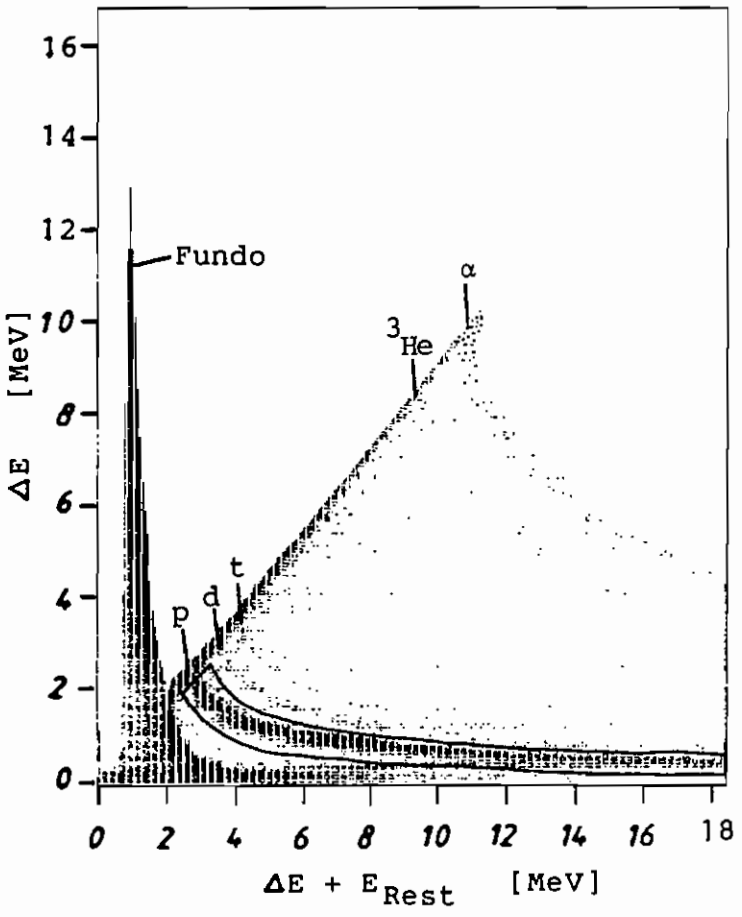


Figura 23 – Marca bidimensional instalada na matriz ΔE-E para a determinação de eventos de coincidência originados por prótons com energia cinética elevada.

calizadas em uma das curvas características da matriz ΔE-E, exatamente ao contrário do que ocorre para a grande maioria das partículas alfa, localizada ao longo da diagonal.

Na redução dos dados, a utilização conjunta das marcas mostradas nas figuras 21A) e 23 permite a determinação das coincidências reais originadas por prótons com energia cinética alta, enquanto que a utilização conjunta das marcas mostradas nas figuras 21B) e 23 permite a determinação das coincidências casuais originadas por este tipo de partícula, pois dentre todos os eventos coincidentes originados por partículas com energia cinética alta e selecionados pelas marcas nos espectros TDC, a marca feita na matriz ΔE-E retira somente aqueles originados por prótons.

No entanto, para que a redução seja completa, é necessário também determinar os eventos coincidentes originados por partículas alfa e por prótons com energia cinética baixa. Este é o objetivo do outro método desenvolvido para identificação de partículas detectadas.

3.3.2 Discriminação da forma de pulso

Além do método ΔE-E para identificação de partículas detectadas, foi utilizado nesta redução um outro método com a mesma finalidade, porém abrangendo uma faixa de energia cinética diferente. Este novo método é denominado discriminação da forma de pulso. No mesmo, a informação sobre o tipo de partícula de decaimento detectada é extraida diretamente do sinal definido de tempo proveniente dos pré-amplificadores associados aos detectores ΔE e da energia cinética perdida nestes detectores. Desta forma, torna-se possível determinar os eventos coincidentes tanto reais quanto casuais originados por partículas com energia cinética baixa. A identificação das partículas é feita com base na dependência do tempo de subida do pulso do sinal em relação ao alcance da partícula no detector ΔE, alcance este que, para uma mesma energia cinética, depende do tipo de partícula detectada.

Os detectores semicondutores de barreira de superfície utilizados no experimento ^{26}Mg(e,e'c) são feitos de silício tipo-n, assim denominado devido à adição de uma impureza que possui cinco elétrons de valência por átomo (fósforo, arsênio ou antimônio) ao silício, o qual possui um elétron de valência a menos por átomo. Ao atravessar o detector, uma partícula carregada produz pares elétron-buraco no silício tipo-n, os quais, devido ao campo elétrico externo aplicado, movimentam-se em direção aos respectivos

eletrodos. Atingindo os eletrodos do detector, estas cargas geram um pulso. O tempo de subida deste sinal depende do tempo de coleção de carga nos eletrodos e, consequentemente, da trajetória percorrida pelos elétrons e buracos no meio semicondutor. A partir deste fato, é possível obter uma dependência funcional entre a forma do sinal proveniente do detector e o alcance da partícula carregada e detectada. Assim pois, cada sinal de um detector de semicondutor contém, ao lado da informação sobre a energia cinética da partícula detectada, a informação sobre a grandeza M_cZ^2 da mesma.

Um detector de barreira de superfície do tipo utilizado no experimento possui um eletrodo frontal, feito de ouro e ligado ao potencial-terra e um eletrodo posterior, feito de alumínio e ligado a um potencial elétrico positivo. Sendo a forma do sinal emitido dependente do tempo de coleção de carga nos eletrodos do detector, para partículas carregadas que atingem o detector a partir do eletrodo frontal, a forma do sinal é determinada principalmente pelo tempo de coleção de carga dos elétrons. No entanto, caso as partículas carregadas entrem no detector a partir do eletrodo posterior, a forma do sinal é determinada principalmente pelo tempo de coleção de carga dos buracos[28].

A hipótese de prótons e partículas alfa atingirem o detector a partir do eletrodo frontal feito de ouro foi designada hipótese de implantação frontal, enquanto que a hipótese das mesmas partículas atingirem o detector a partir do eletrodo posterior feito de alumínio foi denominada hipótese de implantação posterior. Diversos testes experimentais realizados mostraram que a forma de pulso emitida pelo detector permite uma diferenciação muito mais nítida, em relação à detecção de prótons e partículas alfa, no caso de implantação posterior. Esta constatação levou à adaptação com implantação posterior em todos os detectores ΔE utilizados no experimento[20].

Como resultado da aplicação deste método, as informações registradas pelo ADC e pelo TDC correspondentes a um detector ΔE podem ser representadas em uma matriz bidimensional de ordem 256·256, na forma energia ΔE (registro do ADC)em função da correlação temporal t(e',c) entre o elétron espalhado e' e a partícula carregada detectada c (registro do TDC). Dada a estruturação destas matrizes, elas são denominadas matrizes energia-tempo.

Na figura 24 é mostrada uma matriz energia-tempo obtida a partir da redução dos dados do experimento ^{26}Mg(e,e'c), onde é possível perceber a existência de dois agrupamentos distintos : um agrupamento compacto correspondente a partículas de decaimento com $M_cZ^2 = 1$, 2 e 3, ou seja, prótons, dêuterons e trítons localizados em uma faixa de energia menor que

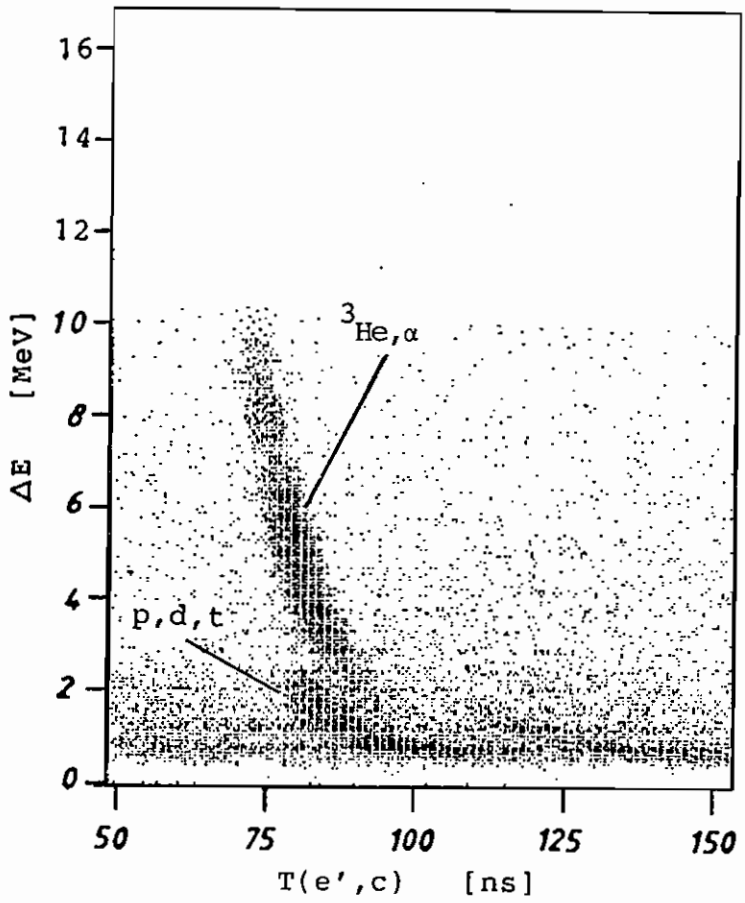


Figura 24 – Matriz energia-tempo obtida a partir dos dados experimentais ^{26}Mg(e,e'c) para $\theta_e = 35^o$ e $\theta_c = 60^o$. Observa-se a existência de dois agrupamentos correspondentes a diferentes tipos de partículas. A espessura do detector ΔE era 72,2 μm.

a energia máxima de absorção do detector ΔE para estas partículas e um agrupamento curvo correspondente a partículas de decaimento com $M_c Z^2 =$ 12 e 16, ou seja, ^{3}He e partículas alfa localizadas em uma faixa de energia que se prolonga até a energia máxima de absorção do detector ΔE para estas outras partículas. A existência destes dois agrupamentos é devida ao fato das partículas alfa apresentarem um alcance mais curto que os prótons no detector ΔE, o que as leva a terem tempos de coleção de carga mais longos que os prótons e, portanto, maiores valores de t(e',c). Fora destes dois agrupamentos, os pontos distribuidos de forma isotrópica ao longo da matriz energia-tempo correspondem a eventos coincidentes casuais.

Na redução dos dados experimentais são feitas marcas bidimensionais em torno de cada um dos agrupamentos exitentes na matriz energia-tempo, conforme mostra a figura 25. Estas marcas permitem determinar as coincidências reais originadas por prótons com energia cinética baixa e por partículas alfa.

Para determinar o fundo constituido por coincidências casuais nas matrizes energia-tempo, cada uma das marcas utilizadas na determinação das coincidências reais foi deslocada na direção do eixo temporal até ser posicionada em duas faixas distintas contendo apenas eventos casuais. No sentido de se conseguir maior acuidade estatística, estas duas marcas obtidas por deslocamento foram expandidas ao longo do eixo temporal. Este procedimento ampliou a área de cada marca nova por um fator F>1 em relação à marca original. Uma vez que o valor de F era conhecido para cada matriz energia-tempo, foi possível subtrair os eventos coincidentes casuais dos reais na razão 1/2F. O método descrito neste parágrafo é ilustrado esquematicamente na figura 26.

A redução dos espectros TDC, assim como das matrizes ΔE-E e energia-tempo, proporciona não só a identificação inequívoca dos prótons e partículas alfa detectados, mas também a determinação dos eventos coincidentes reais e casuais originados pelos mesmos.

3.4 Estruturação dos espectros de elétrons

A redução efetuada por meio dos métodos descritos nas seções anteriores deste capítulo determinou separadamente os eventos coincidentes originados por prótons e partículas alfa. Esta determinação tornou possível a identificação e isolamento dos decaimentos para os diferentes estados finais dos

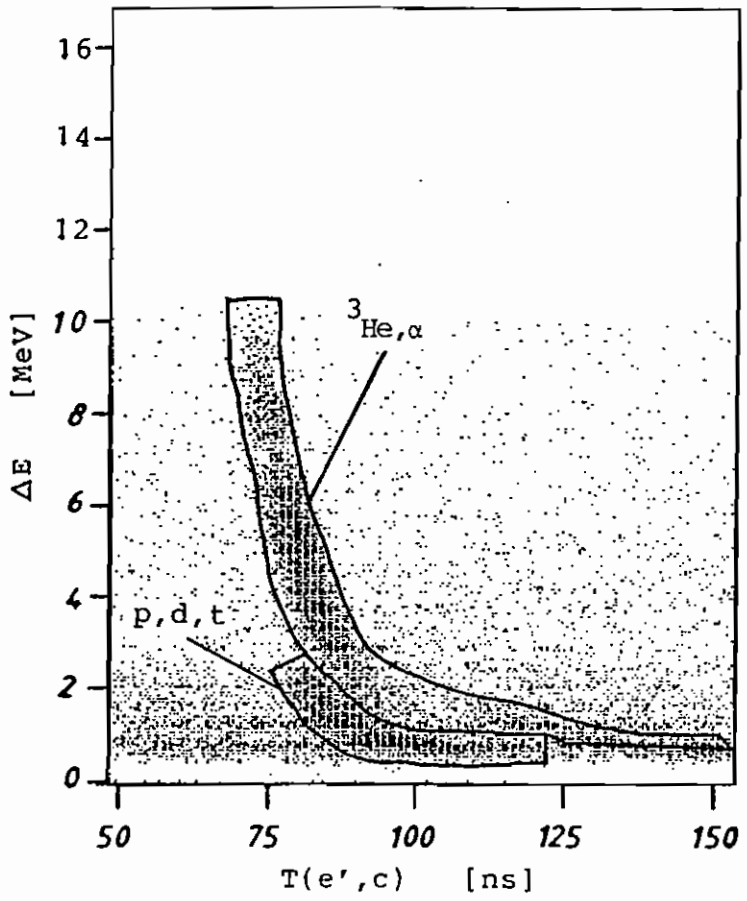


Figura 25 – Marcas bidimensionais instaladas na matriz energia-tempo para a determinação de eventos de coincidência originados por prótons com energia cinética baixa e por partículas alfa.

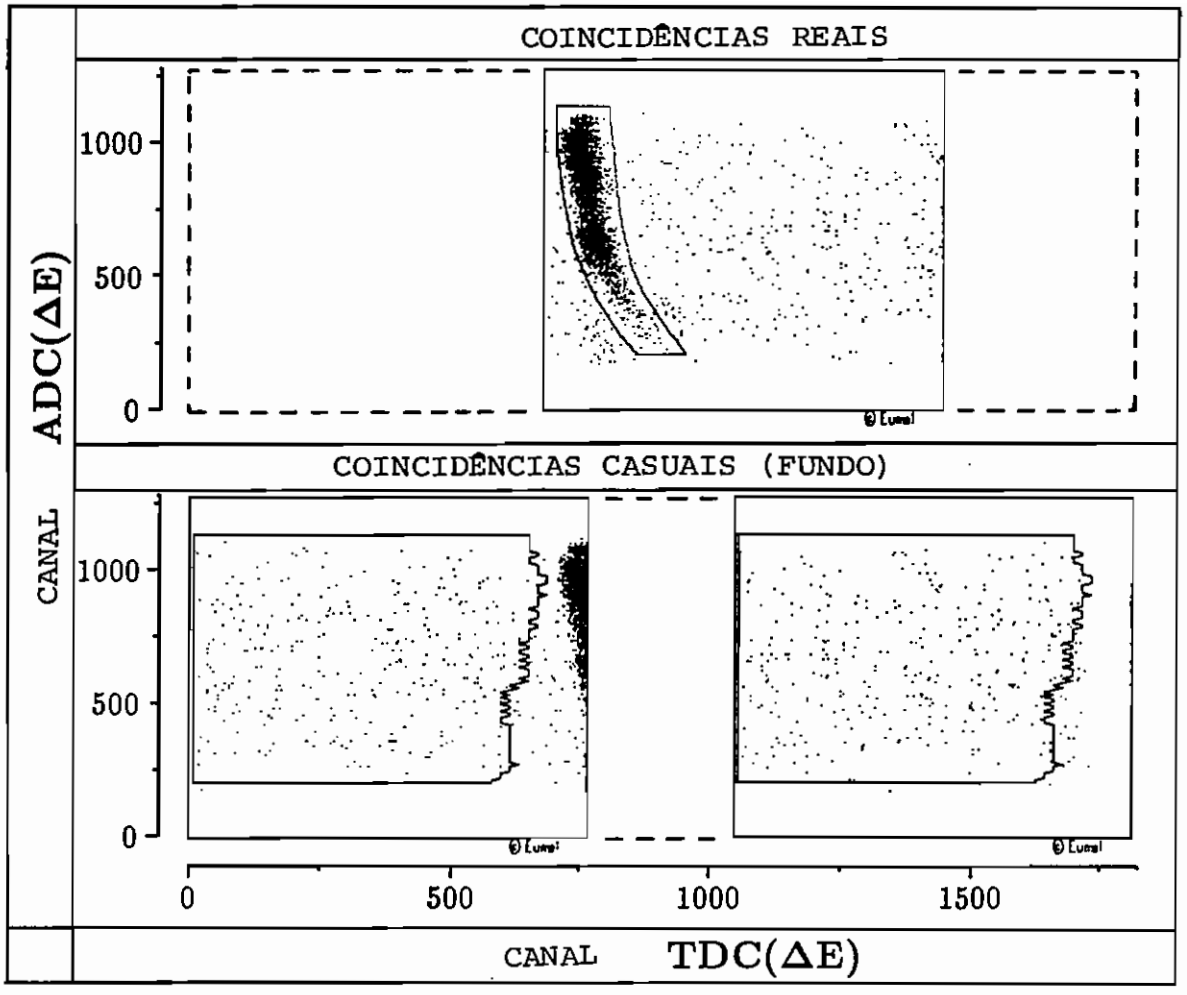


Figura 26 – Esquema representativo de uma matriz energia-tempo, incluindo marca para determinação de coincidências reais (e,e'α). No plano inferior estão representadas as duas marcas resultantes de deslocamento e expansão da marca original ao longo do eixo de tempo. Estas novas marcas, localizadas em faixas contendo apenas eventos casuais, foram utilizadas na determinação do fundo. No esquema desta figura, um canal TDC corresponde a 0,1 ns e um canal ADC corresponde a 0,01 MeV.

núcleos-produto.

Com a finalidade de identificar e isolar os diversos decaimentos, os eventos coincidentes foram organizados em matrizes bidimensionais de ordem 300·256 , na forma energia cinética E_f do elétron espalhado em função da energia cinética E_c da partícula de decaimento. A resolução correspondente ao eixo E_f foi fixada como sendo igual a 300 canais para coincidir com aquela fornecida pelo espectrômetro magnético. A energia cinética E_f dos elétrons espalhados, por sua vez, pode ser diretamente relacionada com a energia de excitação E do núcleo-alvo através da expressão :

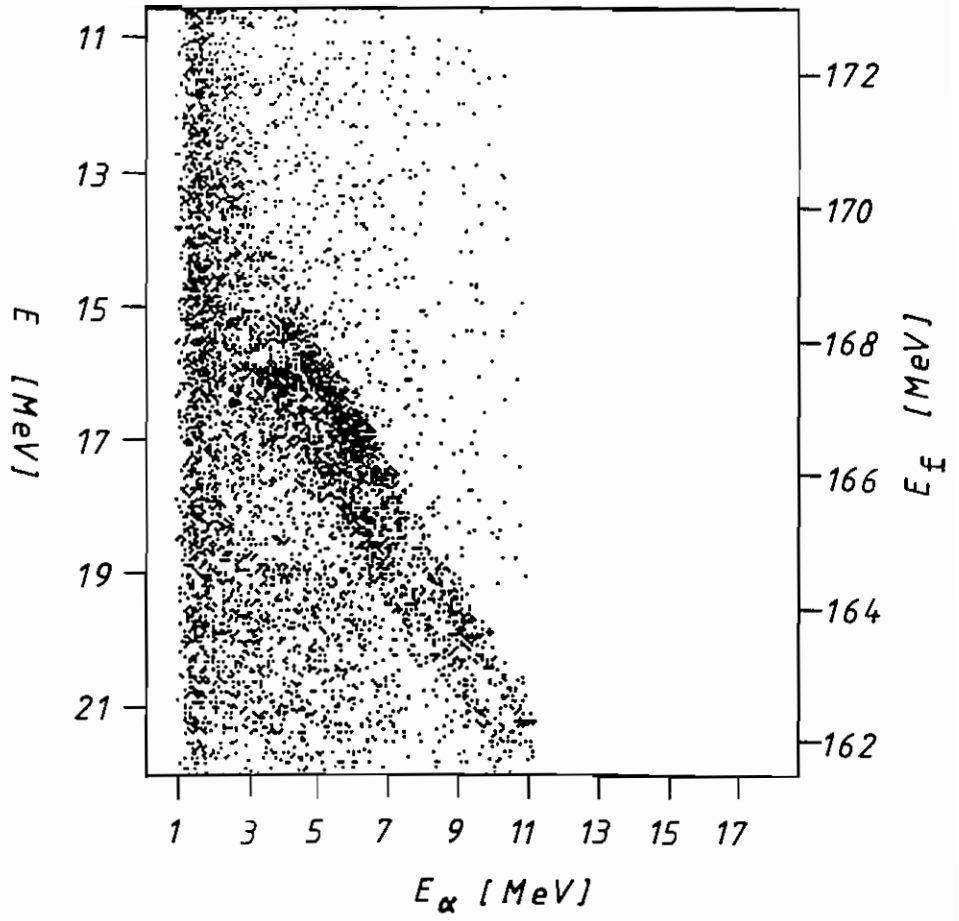
$$E = E_0 - E_f - \varepsilon_k \tag{3.5}$$

onde E_0 é a energia cinética dos elétrons incidentes e ε_k é a soma da energia cinética do núcleo-alvo devida ao recuo com a perda de energia cinética dos elétrons ao atravessarem o alvo. Assim pois, ao longo do eixo E_f da matriz bidimensional, também foi possível representar a energia de excitação E do núcleo-alvo. Estas matrizes bidimensionais são denominadas diagramas de Dalitz.

Nas figuras 27-30 são mostrados alguns resultados característicos para estas matrizes bidimensionais, obtidos a partir da redução dos eventos coincidentes originados por prótons e partículas alfa, abrangendo os dois conjuntos de medidas realizadas. Para cada tipo de partícula foram estruturadas duas matrizes correspondentes a faixas de energia de excitação distintas, em razão de terem sido utilizadas duas configurações diferentes do espectrômetro magnético durante as medidas, no sentido de cobrir a faixa de energia de excitação compreendida entre 10,6 MeV e 31,8 MeV. Estas matrizes foram estruturadas para eventos coincidentes reais com um fundo devido aos eventos coincidentes casuais. As matrizes respectivas contendo apenas eventos coincidentes casuais foram também estruturadas, visando subtrair posteriormente os eventos nelas incluidos dos seus análogos reais contendo um fundo.

Em todas as matrizes estruturadas, observa-se tanto para prótons quanto para partículas alfa a existência de várias linhas que assumem a forma de faixas cinemáticas, ao longo das quais estão localizados os eventos coincidentes reais.

Outra constatação é a de que para todas as matrizes estruturadas existem várias faixas cinemáticas com iguais energias cinéticas E_f dos elétrons



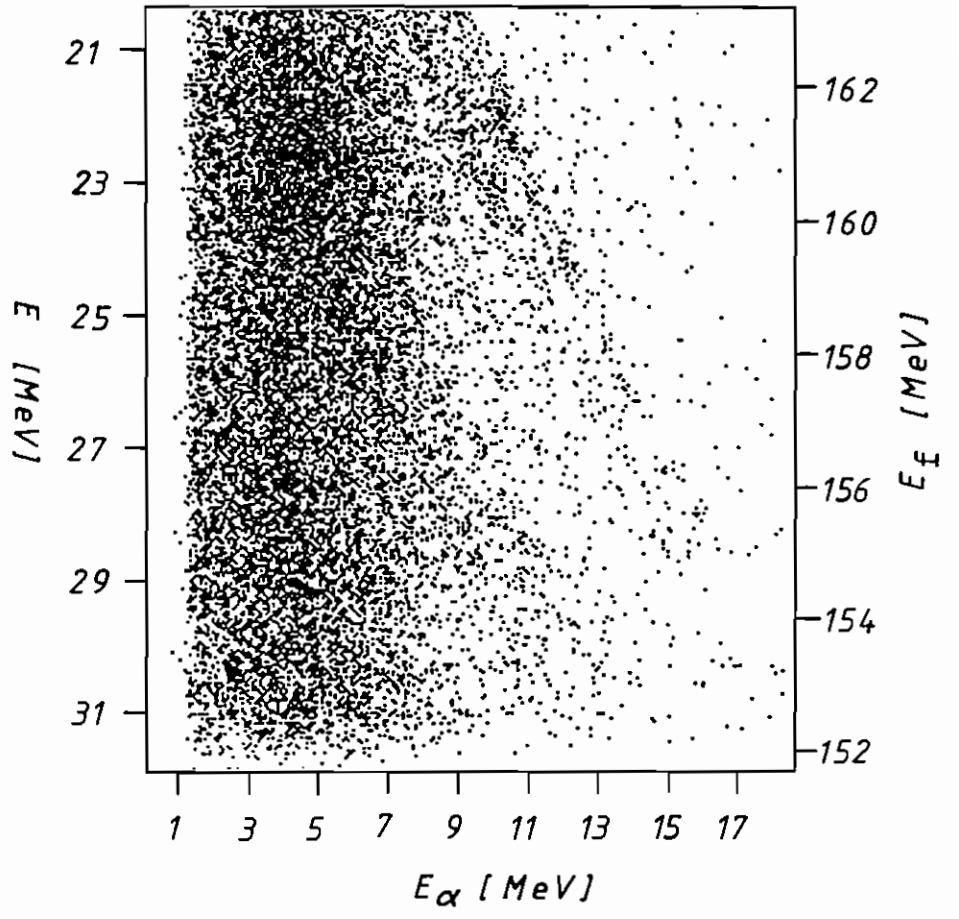


Figura 27 – Diagramas de Dalitz da reação nuclear ^{26}Mg(e,e'α) ^{22}Ne, obtidos para $\theta_e = 22^o$, $\theta_\alpha = 0^o$ e ambas as faixas de energia de excitação do núcleo-alvo. Os diagramas mostram eventos coincidentes reais com fundo.

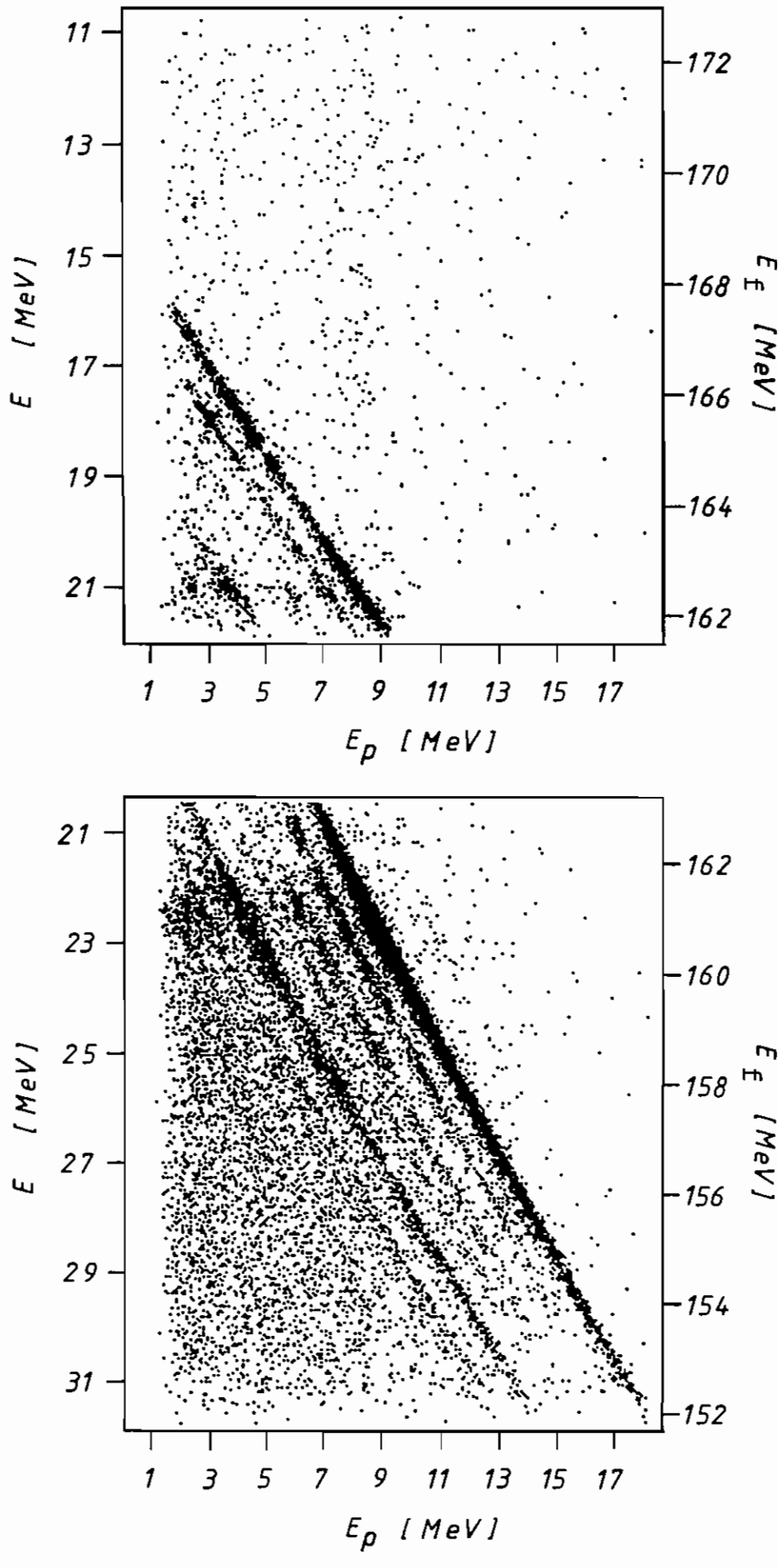
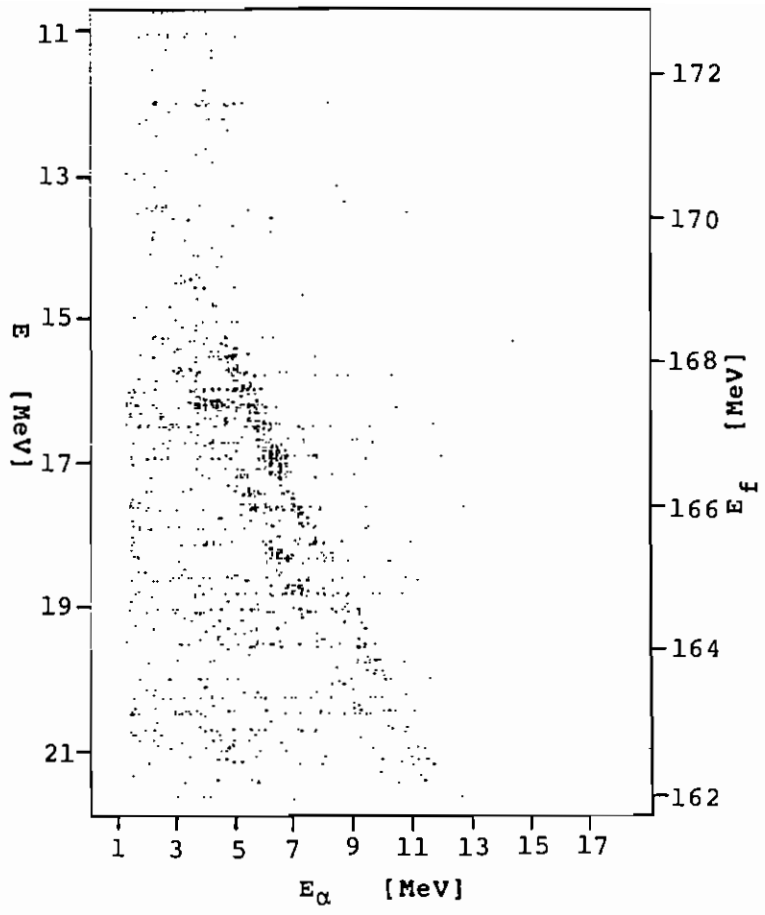


Figura 28 – Diagramas de Dalitz da reação nuclear ^{26}Mg(e,e'p) ^{25}Na, obtidos para $\theta_e = 22^o$, $\theta_p = 30^o$ e ambas as faixas de energia de excitação do núcleo-alvo. Os diagramas mostram eventos coincidentes reais com fundo.



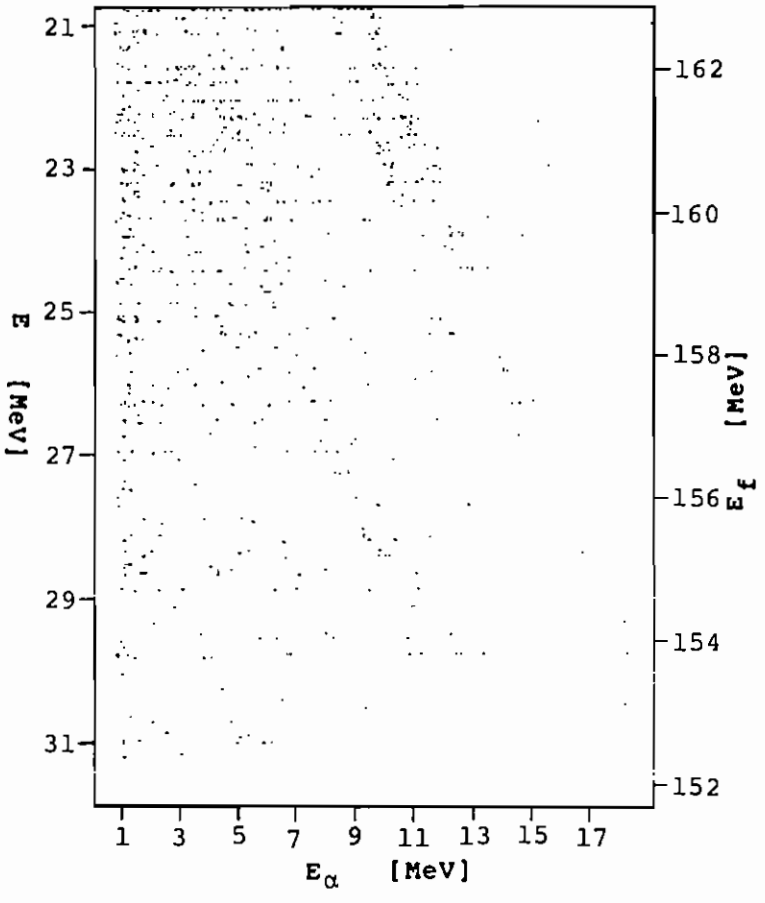
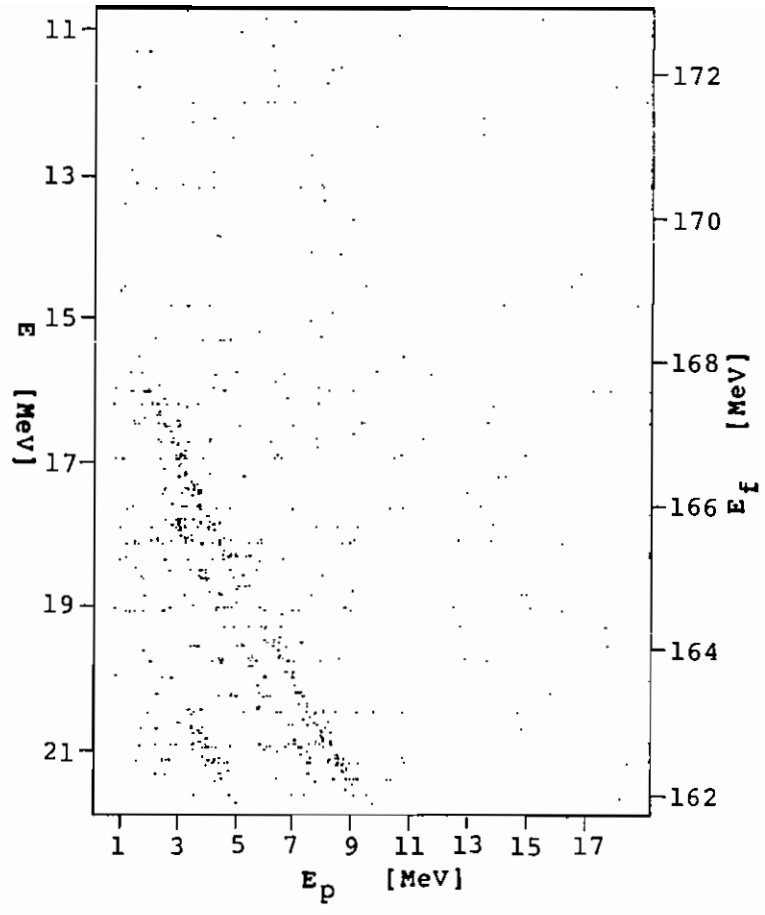


Figura 29 – Diagramas de Dalitz da reação nuclear ^{26}Mg(e,e'α) ^{22}Ne, obtidos para $\theta_e = 35°$, $\theta_\alpha = 20°$ e ambas as faixas de energia de excitação do núcleo-alvo. Os diagramas mostram eventos coincidentes reais com fundo.



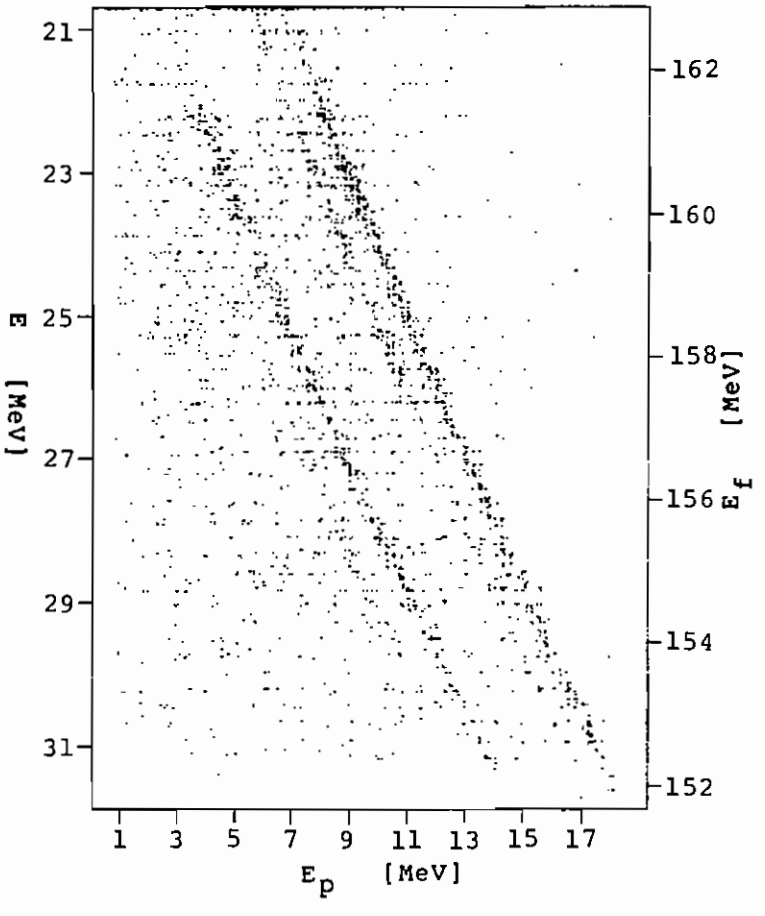


Figura 30 – Diagramas de Dalitz da reação nuclear ^{26}Mg(e,e'p) ^{25}Na, obtidos para $\theta_e = 35^o$, $\theta_p = 20^o$ e ambas as faixas de energia de excitação do núcleo-alvo. Os diagramas mostram eventos coincidentes reais com fundo.

espalhados. Tal fato é consequência das reações nucleares ^{26}Mg(e,e'p) ^{25}Na e ^{26}Mg(e,e'α) ^{22}Ne conduzirem não apenas ao estado fundamental, mas também a estados excitados dos núcleos-produto. Nestas circunstâncias, torna-se conveniente designar os decaimentos pela notação ^{26}Mg(e,e'p_i) ^{25}Na e ^{26}Mg(e,e'α_i) ^{22}Ne, na qual o índice i é numerado de acordo com o nível de energia do núcleo-produto a que o decaimento conduz (i = 0, 1, 2,...). O esquema mostrado na figura 31 indica os níveis de energia dos núcleos-produto com os decaimentos correspondentes.

Através de projeção ao longo das diversas faixas cinemáticas dos diagramas de Dalitz, obtém-se a intensidade relativa com que os níveis de energia são ocupados nos núcleos-produto ^{22}Ne e ^{25}Na, conforme o mostrado nas figuras 32 e 33. A partir destes resultados, constata-se experimentalmente que não é possível efetuar uma separação energética entre os decaimentos que conduzem ao estado fundamental e ao primeiro estado excitado do núcleo-produto ^{25}Na, pois a separação de energia entre ambos é de apenas 90 KeV. Devido a este fato, eles foram denotados conjuntamente por p_{01}. A mesma consideração é válida para os decaimentos p_{34} e p_{56}, sendo as diferenças de energia nestes casos iguais a 215 KeV e 126 KeV, respectivamente. Os decaimentos p_{R1} e p_{R2}, por sua vez, são uma mistura de decaimentos que conduzem a oito e a seis estados com energias de excitação elevadas, respectivamente.

Para utilização nas etapas subsequentes da análise, foi preciso extrair uma a uma as faixas cinemáticas existentes nas matrizes obtidas. Com este objetivo, tais faixas cinemáticas foram descritas isoladamente por meio de um programa de calibração que utiliza cálculos de cinemática relativista[25]. Nestes cálculos eram consideradas as espessuras exatas dos detectores de semicondutor contidos em cada telescópio, assim como a perda específica de energia cinética dos prótons e partículas alfa no silício. Os demais parâmetros incluidos nestes cálculos são o ângulo de espalhamento do elétron (θ_e), o momento transferido (q), o ângulo do momento transferido (θ_q), o ângulo formado entre a reta normal à superfície do alvo e a direção de incidência do feixe de elétrons (α), a faixa de energia de excitação do núcleo-alvo (E), a energia cinética dos elétrons incidentes (E_0) e os ângulos polar (θ_c) e azimutal (ϕ_c) da partícula carregada emitida. O resultado destes cálculos forneceu linhas cinemáticas localizadas ao longo do centro das faixas cinemáticas correspondentes. Para tanto, os cálculos eram realizados supondo ter sido a partícula de decaimento originada exatamente na metade da espessura do alvo, com o objetivo de diminuir o efeito de alargamento das linhas cinemáticas devido à

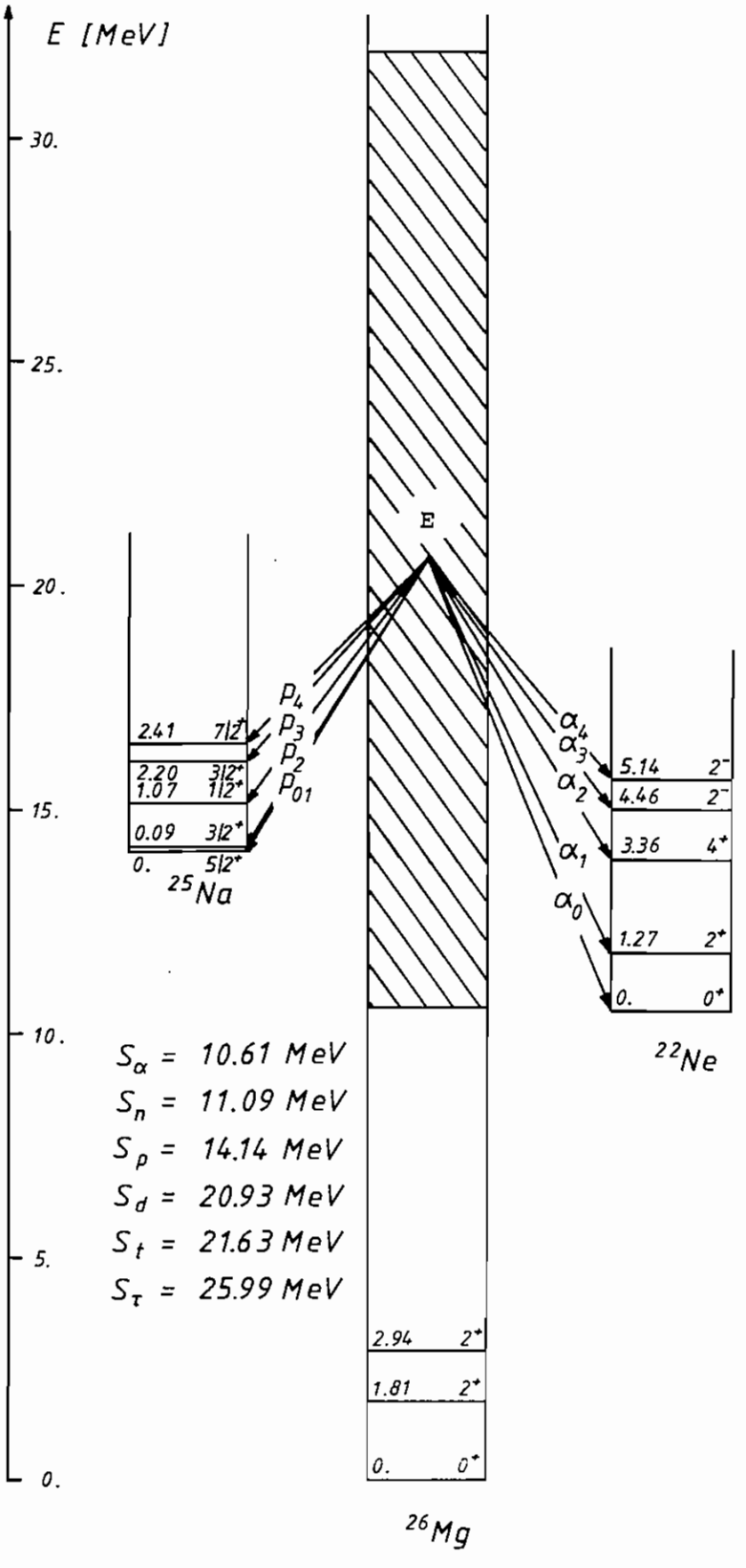


Figura 31 – Esquema de níveis do núcleo-alvo ^{26}Mg e dos núcleos-produto ^{22}Ne e ^{25}Na. O esquema mostra a energia de excitação , momento angular total e paridade correspondentes a cada estado, assim como a notação utilizada para designar os diferentes decaimentos α_i e p_i. As energias de limiar para a emissão de partículas pelo núcleo ^{26}Mg são também indicadas[17].

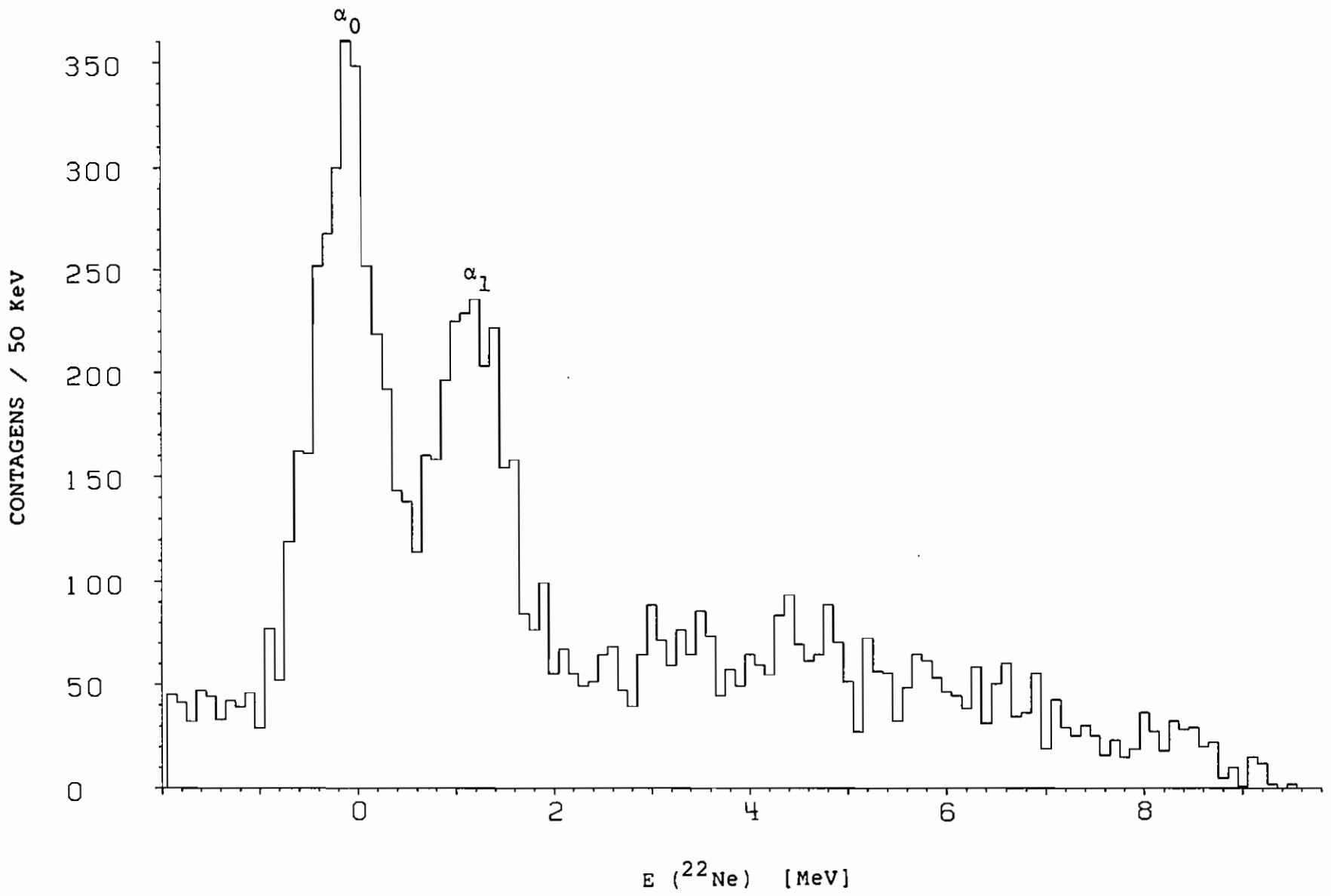


Figura 32 – Espectro de energia de excitação do núcleo-produto ^{22}Ne , mostrando a intensidade relativa de ocupação dos estados finais. O espectro foi obtido para a reação ^{26}Mg(e,e'α) ^{22}Ne com $\theta_e = 35^o$ e $\theta_\alpha = 20^o$.

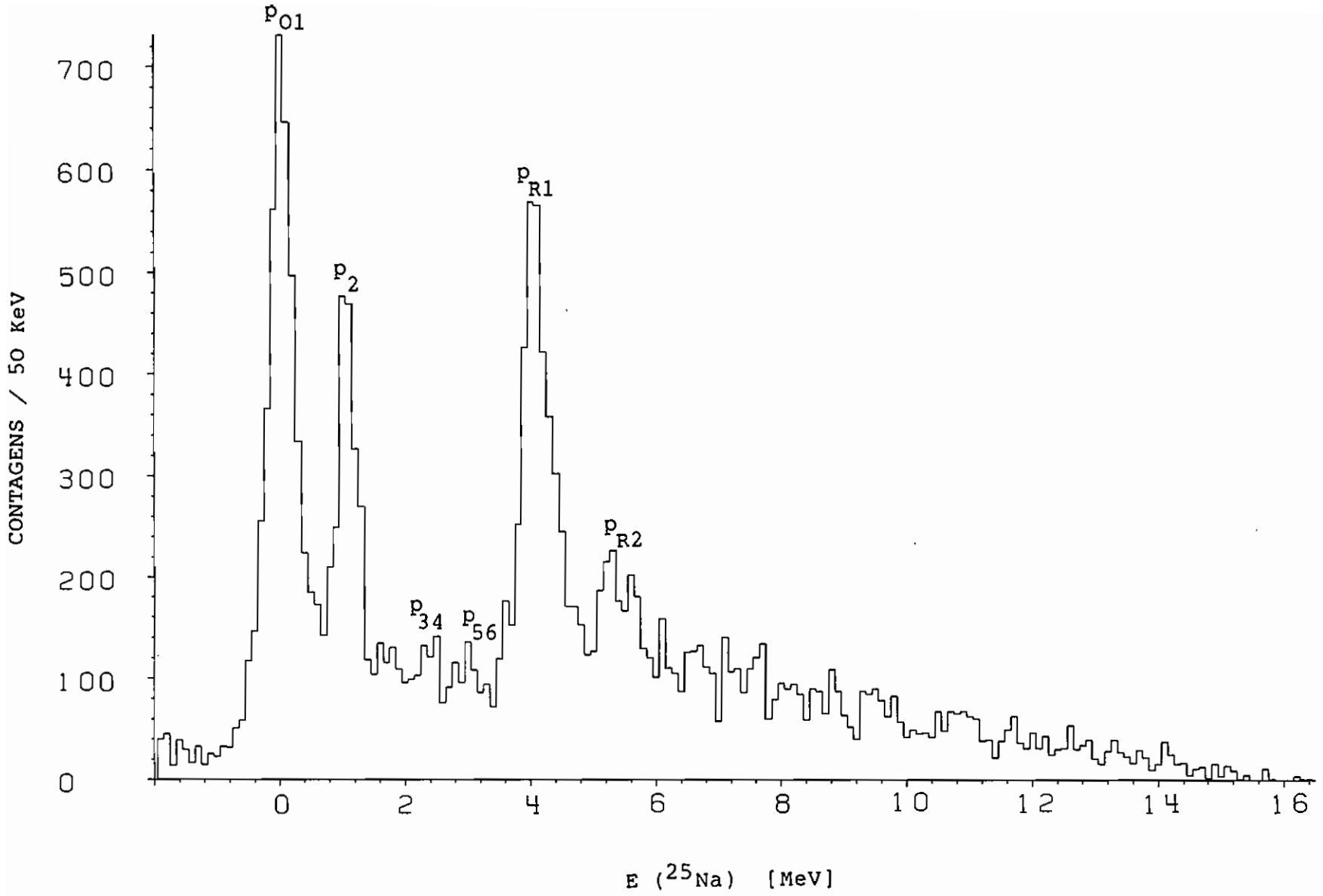


Figura 33 – Espectro de energia de excitação do núcleo-produto ^{25}Na , mostrando a intensidade relativa de ocupação dos estados finais. O espectro foi obtido para a reação ^{26}Mg(e,e'p) ^{25}Na com $\theta_e = 35^o$ e $\theta_p = 20^o$.

perda de energia cinética que a partícula de decaimento sofre ao atravessá-lo.

No sentido de extrair os eventos pertencentes a um determinado decaimento c_i, foram feitas marcas bidimensionais com $\pm 0,75$ MeV para decaimentos α_i e $\pm 0,65$ MeV para decaimentos p_i em relação às respectivas linhas cinemáticas calculadas. A análise dos dados foi realizada incluindo somente os decaimentos α_0, α_1, p_{01} e p_2. Em virtude da dificuldade de separação dos estados envolvidos e/ou da baixa intensidade relativa, os demais decaimentos não foram considerados. Para cada decaimento estudado, os espectros de elétrons foram estruturados a partir dos eventos contidos dentro dos limites energéticos definidos pelas marcas bidimensionais mencionadas.

A estruturação dos espectros de elétrons requer a determinação prévia das diferentes eficiências dos cintiladores componentes do sistema detector de elétrons espalhados. Com esta finalidade, foi adotado um procedimento cujos fundamentos serão explicados a seguir[22].

Através da técnica de superposição dos 150 cintiladores de plástico foram definidos 300 canais lógicos (ver capítulo dois, seção três). O número de eventos que um determinado canal lógico do sistema de detecção de elétrons tem a capacidade de registrar é limitado pela eficiência do cintilador v no qual o canal está situado, designada por ε_v e que assume valores $0 \leq \varepsilon_v \leq 1$.

Nestas circunstâncias, o número efetivo de eventos C_{2v-2} no canal de coincidência $2v-2$ do cintilador v (ver figura 34) é calculado por meio da expressão

$$C_{2v-2} = N_{2v-2}.\varepsilon_v.\varepsilon_{v+1} \tag{3.6}$$

onde N_{2v-2} é o número total de elétrons espalhados que incidem no canal considerado. De maneira análoga, no canal de anti-coincidência $2v-3$ o número efetivo de eventos será dado por $C_{0,v} = N_{2v-3}.\varepsilon_v$, mais os eventos $C_{1,v}$ e $C_{2,v}$ dos canais de coincidência adjacentes localizados no mesmo cintilador, os quais não são contados nos canais de origem (este fenômeno ocorre sempre que ε_{v-1} e ε_{v+1} assumem valores menores que um). Estas contribuições são calculadas a partir dos eventos da região de superposição entre os dois cintiladores, descontando-se os eventos de coincidência :

$$\begin{aligned} C_{2v-3} &= C_{0,v} + C_{1,v} + C_{2,v} \\ C_{0,v} &= N_{2v-3}.\varepsilon_v \end{aligned} \tag{3.7}$$

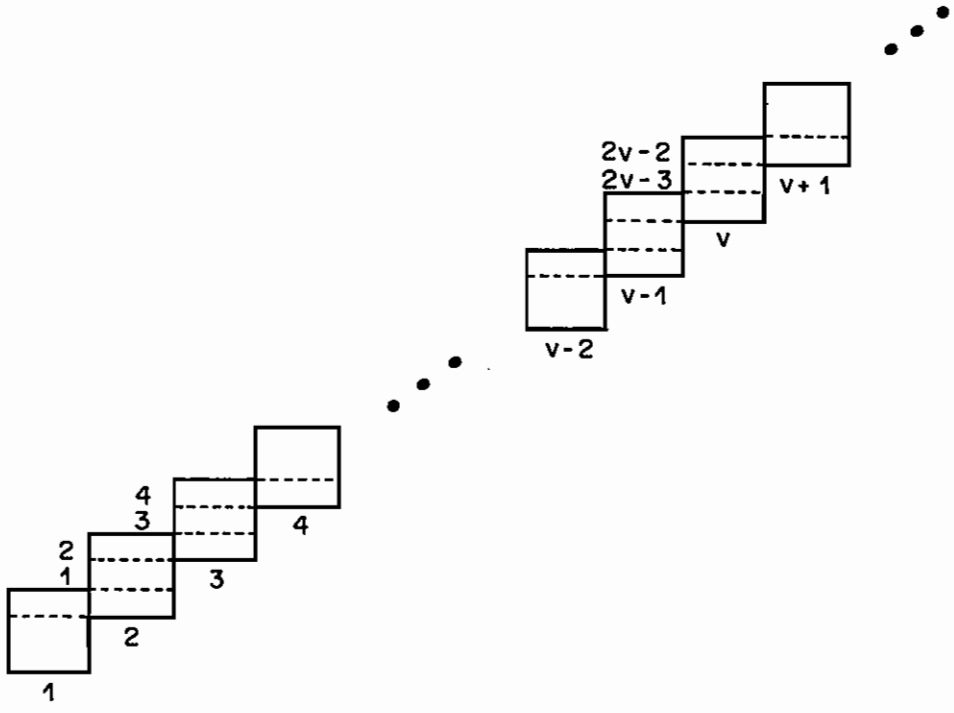


Figura 34 – Esquema mostrando a relação entre o número do cintilador (sequência inferior) e o número do canal (sequência superior).

$$C_{1,v} = N_{2v-4}.\varepsilon_v.(1-\varepsilon_{v-1})$$
$$C_{2,v} = N_{2v-2}.\varepsilon_v.(1-\varepsilon_{v+1})$$

As expressões (3.6) e (3.7) formam um sistema não linear de equações cujas incógnitas ε_i são determinadas mediante a utilização de um método iterativo[26]. Este método consiste em fixar inicialmente os valores das eficiências de todos os cintiladores como sendo iguais a um, calcular o número efetivo de eventos nos canais de coincidência C_{2v-2} e de anti-coincidência C_{2v-3}, comparar com as taxas de contagem registradas nestes mesmos canais como resultado de cada medida de espalhamento inelástico no ^{12}C e obter novos valores para as eficiências a partir dos dados experimentais. Uma vez que as medidas no ^{12}C foram efetuadas para 55 configurações diferentes do sistema de detecção de elétrons, a utilização deste método forneceu um total de 55 resultados distintos para a eficiência de cada cintilador, sendo o valor de ε_v dado pela média destes resultados. O valor obtido para a eficiência de cada cintilador é mostrado na figura 35.

O ângulo sólido do espectrômetro magnético varia em função dos canais lógicos. Este efeito resulta das características do campo magnético do espectrômetro, sendo reforçado pelo fato da geometria dos colimadores limitar as contagens em canais correspondentes aos cintiladores localizados nos extremos da sequência. A dependência do ângulo sólido Ω_f do espectrômetro com o canal lógico c foi determinada através da seguinte expressão

$$\Omega_f(c) = \Delta\Omega_1 \frac{[N_1(c)/N_0(c)]}{[N_1(c_0)/N_0(c_0)]} \tag{3.8}$$

onde $\Delta\Omega_1 = 4$ msr é a abertura da fenda do espectrômetro utilizada durante o experimento, $\Delta\Omega_0$ é a menor abertura possível da fenda do espectrômetro (condição na qual a fenda se constitui o fator limitante ao registro de contagens em todos os canais), $N_i(c)$ é a taxa de contagem registrada no canal c para medidas de espalhamento inelástico no ^{12}C e abertura da fenda igual a $\Delta\Omega_i$ e $c_0 = 149$ é o canal central. O resultado destas medidas é mostrado na figura 36.

Os espectros de elétrons para eventos coincidentes reais com fundo e para eventos coincidentes casuais foram estruturados isoladamente para todos os ângulos θ_c, em ambas as faixas de energia de excitação , para cada uma das oito posições dos cintiladores de plástico na escada do espectrômetro e

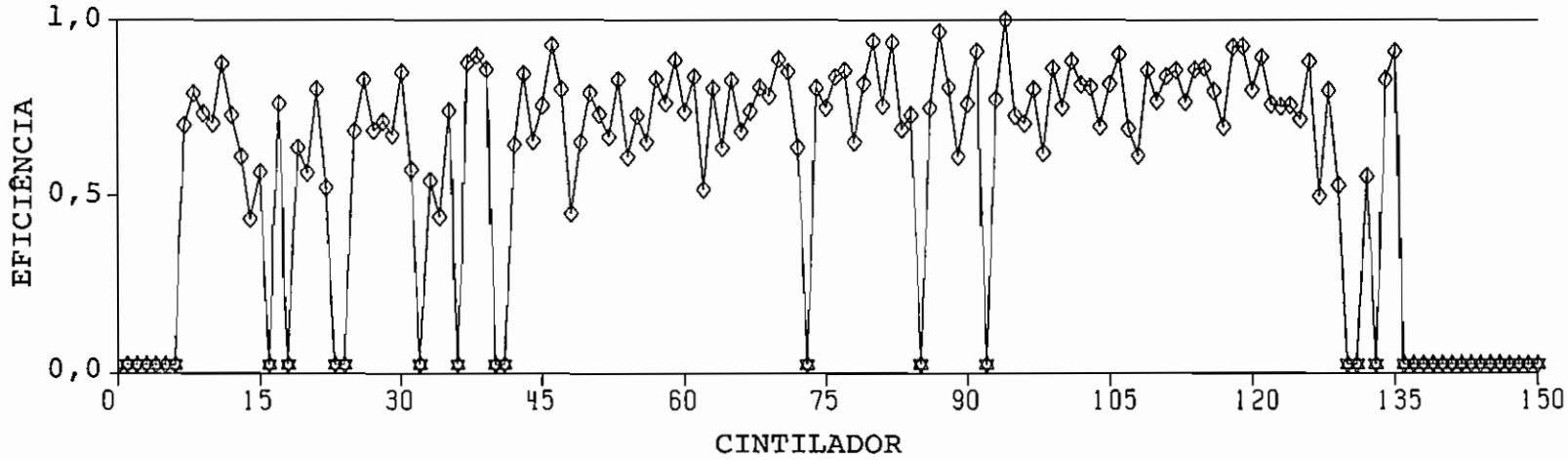


Figura 35 – Valores da eficiência para cada um dos 150 cintiladores de plástico existentes no espectrômetro de 180° bifocal.

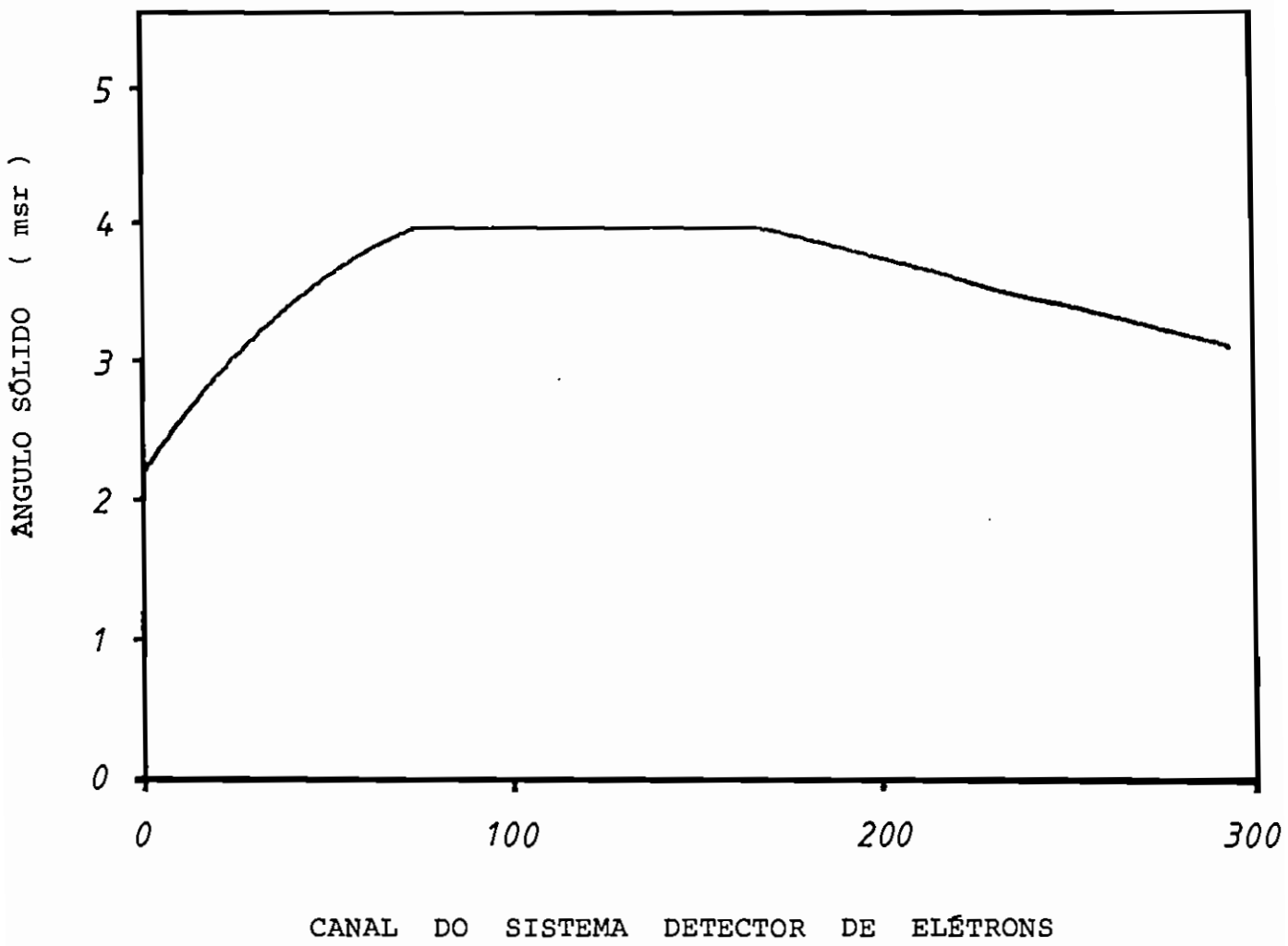


Figura 36 – Ângulo sólido do espectrômetro de 180° bifocal em função dos canais lógicos definidos para o sistema detector de elétrons. Aos canais lógicos foram associados valores bem determinados do momento do elétron espalhado.

para cada um dos decaimentos estudados, considerando nesta estruturação as eficiências dos cintiladores e a dependência do ângulo sólido do espectrômetro em relação ao momento do elétron espalhado. Para tanto, foi utilizado o programa BIN[26]. Como resultado, o processo de estruturação forneceu dois espectros de elétrons para cada decaimento estudado e para cada ângulo θ_c : um contendo eventos coincidentes reais com fundo e outro contendo eventos coincidentes casuais. A subtração destes dois espectros foi então efetuada, fornecendo como resultado final um único espectro de elétrons contendo apenas eventos coincidentes reais. A figura 37 ilustra este procedimento para o caso de um espectro ^{26}Mg(e,e'α_0) ^{22} Ne.

O processo de subtração das coincidências casuais assume maior complexidade no caso dos espectros de elétrons estruturados para os decaimentos p_i. Enquanto os eventos coincidentes reais e casuais originados por partículas alfa em ambas as faixas de energia de excitação puderam ser determinados exclusivamente através do método de discriminação da forma de pulso, seus análogos originados por prótons tiveram que ser obtidos também mediante a utilização do método ΔE-E. Como consequência, os espectros contendo apenas eventos coincidentes casuais correspondentes aos decaimentos p_i apresentam dois valores diferentes para os fatores de amplificação em cada uma das faixas de energia de excitação abrangidas. Esta característica tornou necessário dividir o espectro contendo apenas eventos coincidentes casuais em quatro partes diferentes - cada uma com um valor para o fator de ampliação - e efetuar a subtração por etapas. A figura 38 ilustra este procedimento para o caso de um espectro ^{26}Mg(e,e'p_{01}) ^{25}Na .

3.5 Análise dos espectros de elétrons

Ao ser efetuada até esta etapa, a redução dos dados experimentais forneceu para cada ângulo θ_c de emissão de partículas os espectros de elétrons (e,e'α_0), (e,e'α_1), (e,e'p_{01}) e (e,e'p_2) contendo apenas eventos coincidentes reais. A continuidade da redução dos dados experimentais a partir desta etapa requer tanto a integração dos espectros de elétrons em 4π quanto o cálculo das distribuições angulares, o que tornou necessário levar em conta algumas correções .

As correções consideradas são aquelas descritas em linhas gerais a seguir. O ângulo de emissão de partículas θ_c e o ângulo sólido de cada telescópio,

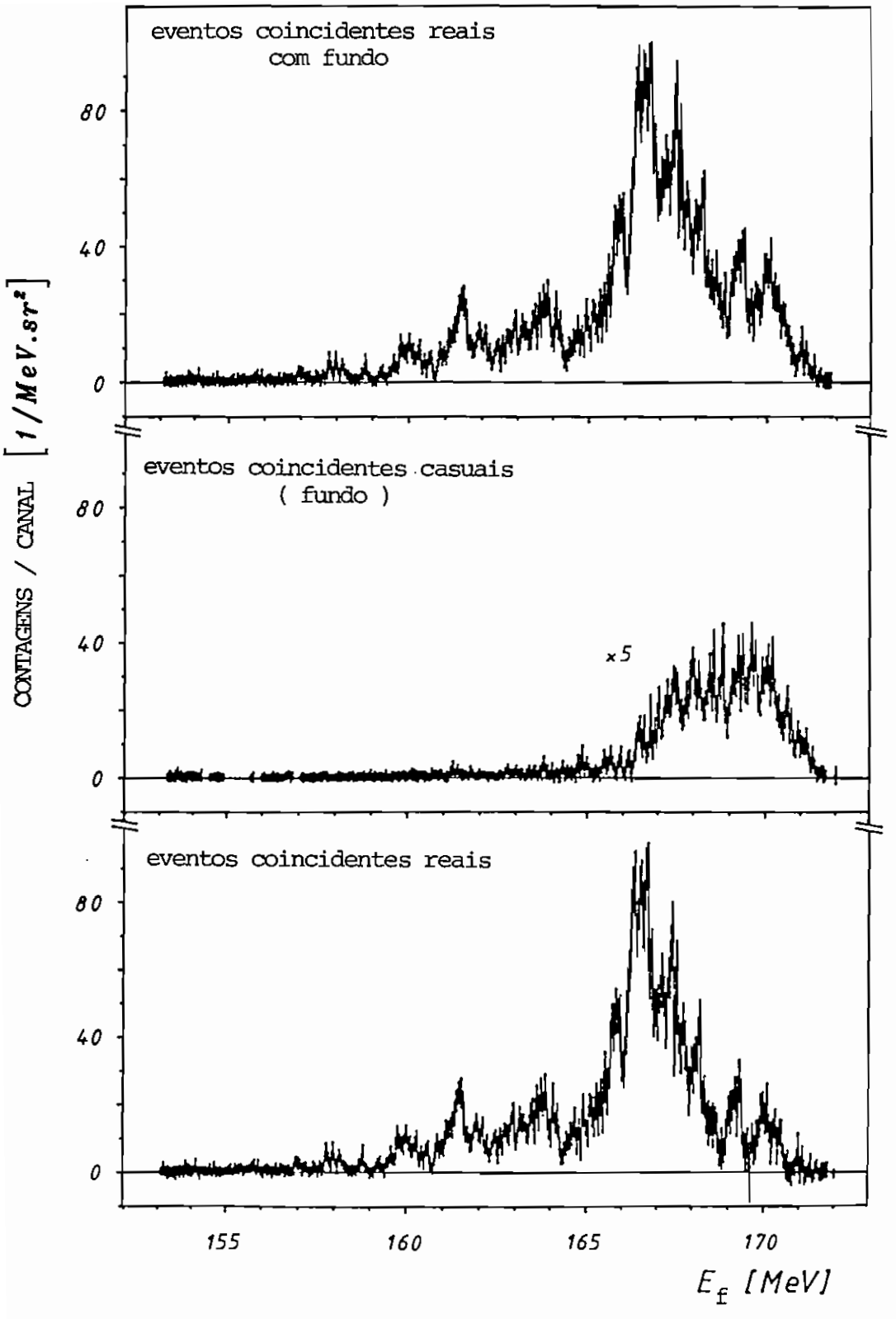


Figura 37 – Processo de obtenção do espectro de elétrons para eventos coincidentes reais. O fator de ampliação utilizado para o espectro contendo apenas eventos coincidentes casuais é igual a 5, o que implicou em uma subtração na razão 1/5. Os espectros apresentados correspondem à reação ^{26}Mg(e,e'α_0) ^{22}Ne para $\theta_e = 22^o$ e $\theta_\alpha = 0^o$.

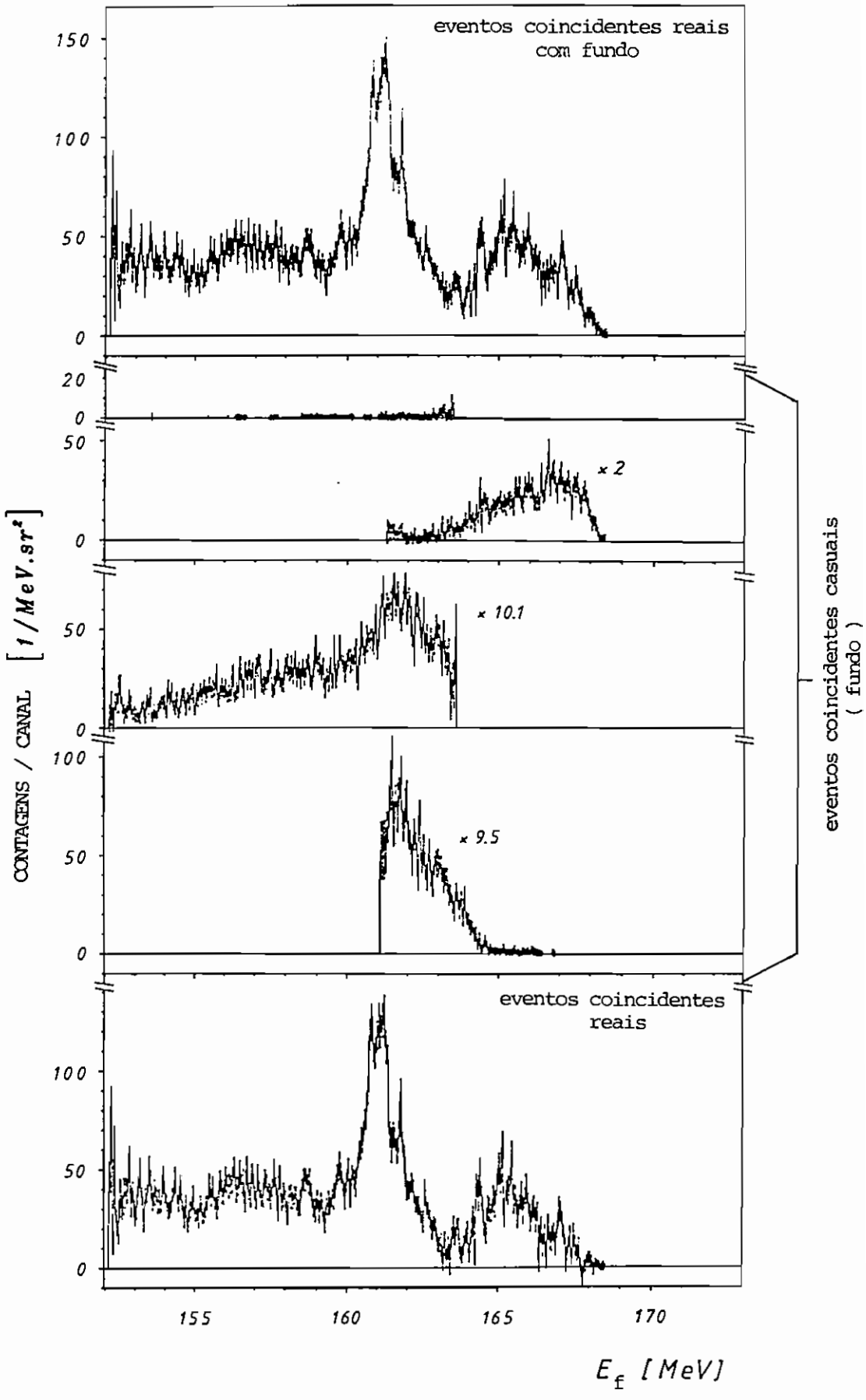


Figura 38 - Processo de obtenção do espectro de elétrons para eventos coincidentes reais. O espectro contendo apenas eventos coincidentes casuais foi dividido em quatro partes com fatores de ampliação diferentes. A subtração foi efetuada por etapas e na razão inversa dos fatores de ampliação indicados. Os espectros apresentados correspondem à reação ^{26}Mg(e,e'p_{01}) ^{25}Na para $\theta_e = 22^o$ e $\theta_p = 30^o$.

medidos no sistema de referência do laboratório, devem ser calculados no sistema de referência do centro de massa do núcleo-alvo. O ângulo de abertura para cada telescópio também precisa ser recalculado de maneira a incluir esta mudança de sistema referencial[29]. O ângulo θ_q, sendo uma função da energia de excitação do núcleo, precisa ser recalculado para a energia de excitação escolhida, o mesmo ocorrendo com os ângulos θ_c e ϕ_c, os quais foram definidos em relação ao ângulo fixo θ_q durante o experimento.

No sentido de obter as seções de choque de coincidência das reações ^{26}Mg(e,e'α_0) ^{22}Ne, ^{26}Mg(e,e'α_1) ^{22}Ne, ^{26}Mg(e,e'p_{01}) ^{25}Na e ^{26}Mg(e,e'p_2)-^{25}Na, os espectros de elétrons contendo apenas eventos coincidentes reais foram integrados sobre todo o ângulo sólido da partícula emitida. Para tanto, aproximou-se a integral por uma soma e a contribuição de cada espectro foi ponderada com o fator $\text{sen}\theta_c^* \cdot \Delta\theta_c^*$. Estes cálculos foram efetuados supondo simetria dos espectros de elétrons em relação ao ângulo azimutal ϕ_c, uma vez que o mesmo permaneceu constante durante a realização completa de cada conjunto de medidas. A suposição de simetria azimutal constitui uma boa aproximação em decorrência das características da expressão geral obtida para a seção de choque de coincidência. O termo de interferência transversal-transversal (TT), proporcional a $\cos 2\phi_c$, anula-se quando $\phi_c = 225^o$ (caso do conjunto de medidas N = 1), enquanto que o termo de interferência longitudinal-transversal (LT), proporcional a $\text{sen}\phi_c$, é muito pequeno e perfaz no máximo cerca de 5% da seção de choque[38]. No presente experimento, não foi possível determinar a dependência da seção de choque de coincidência em relação ao ângulo azimutal[17].

No cálculo das distribuições angulares, os espectros de elétrons contendo apenas eventos coincidentes reais foram integrados em uma determinada faixa de energia de excitação . Desta forma, tornou-se possível a obtenção de distribuições angulares para faixas de energia de excitação com diferentes localizações e larguras, de acordo com o interesse físico.

Após concluida a integração dos espectros de elétrons em relação à energia de excitação , foram efetuados cálculos com a finalidade de ajustar funções de correlação angular teóricas às distribuições angulares obtidas experimentalmente para o decaimento α_0. Estes cálculos foram utilizados em uma determinação independente de modelos da composição multipolar para a seção de choque de coincidência ^{26}Mg(e,e'α_0) ^{22}Ne. A descrição detalhada destes cálculos é apresentada no próximo capítulo.

Para encerrar a análise dos espectros de elétrons foi feita a normalização

absoluta dos resultados obtidos, tomando como base a comparação entre as medidas ^{26}Mg(e,e') realizadas adicionalmente e a determinação teórica da seção de choque de espalhamento elástico de elétrons para o núcleo ^{26}Mg.

3.6 Normalização absoluta

A normalização absoluta dos resultados da análise foi efetuada separadamente e de maneira análoga para cada conjunto de medidas, através do cálculo do fator de normalização . Este fator resultou da razão entre a área do pico elástico observado no espectro ^{26}Mg(e,e') e o valor do cálculo teórico da seção de choque de espalhamento elástico de elétrons para o núcleo ^{26}Mg, levando-se em conta também correções radiativas. Ao longo desta seção , o procedimento adotado para obter o fator de normalização será descrito em detalhe.

O espectro ^{26}Mg(e,e'), obtido para o conjunto de medidas N=2, é mostrado na figura 39. Neste espectro, destaca-se o pico de maior intensidade, cujo máximo está situado na energia de 183,20 MeV.

No fenômeno de espalhamento elástico, o elétron incidente não provoca excitação no núcleo-alvo. Entretanto, uma pequena parte de sua energia cinética é transferida sob a forma de energia de recuo ao núcleo-alvo, apesar deste último permanecer no estado fundamental. Como consequência, a energia cinética do elétron espalhado elasticamente é calculada segundo a expressão [30]

$$E_f = E_0 \left[1 + \left(\frac{2k_0}{M_A} \right) sen^2 \frac{\theta_e}{2} \right]^{-1} \tag{3.9}$$

onde a notação e o sistema de unidades são os mesmos definidos no capítulo um, seção dois.

A posição ocupada no espectro pelo pico correspondente ao espalhamento elástico (E_{el} = 183,2 MeV) é compatível com o valor calculado através da expressão (3.9). Os demais picos observados no espectro correspondem à energia cinética dos elétrons espalhados inelasticamente que ativam o primeiro estado excitado do núcleo ^{26}Mg (E_{inel} = 181,35 MeV) e ao espalhamento elástico de elétrons pelos núcleos de ^{12}C (E_{elC} = 182,60 MeV) e ^{16}O (E_{elO} = 182,85 MeV).

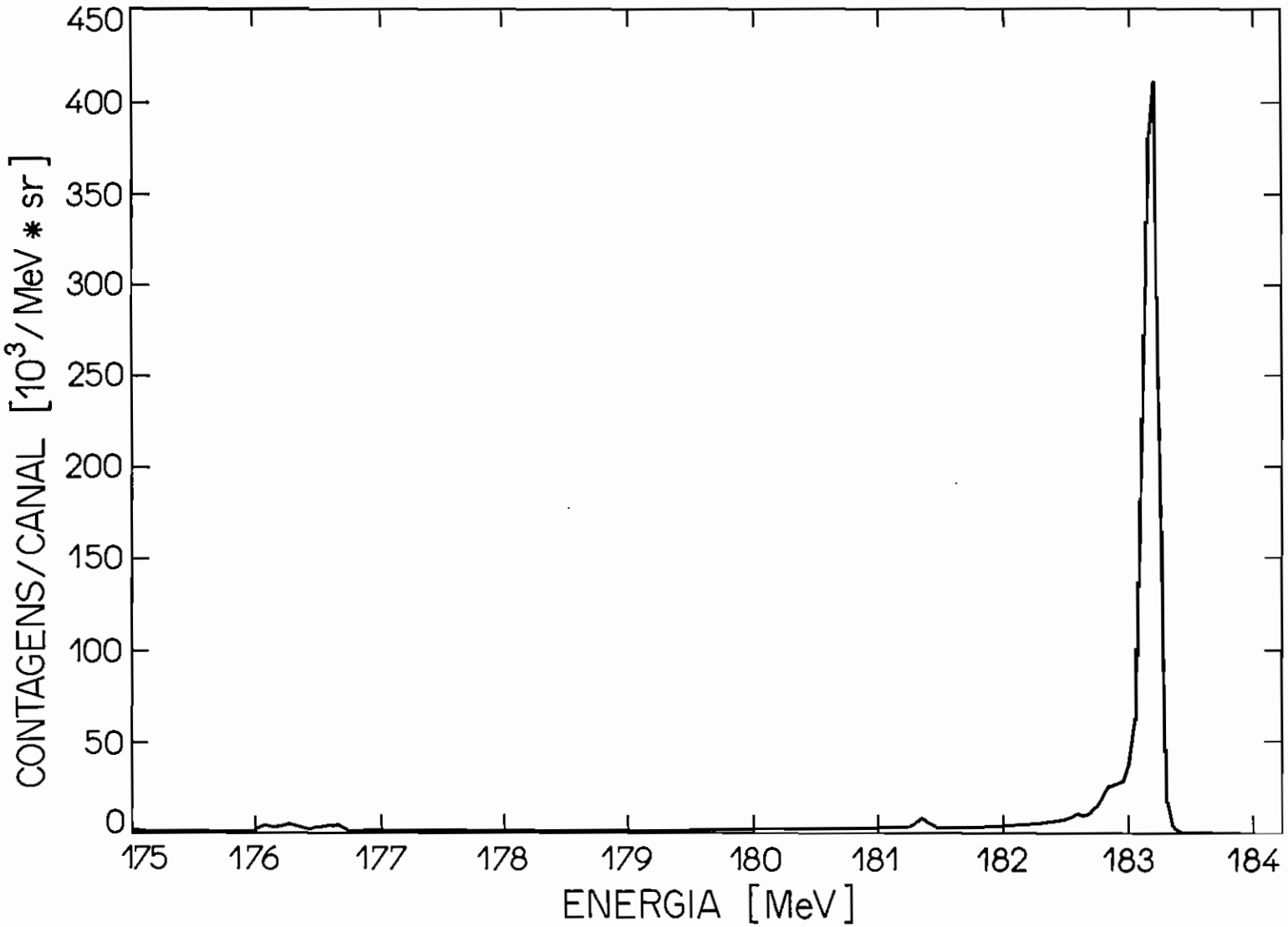


Figura 39 – Espectro obtido a partir das medidas ^{26}Mg(e,e') para E_0 = 183,5 MeV e $\theta_e = 35^o$. O pico de maior intensidade corresponde ao espalhamento elástico de elétrons pelo núcleo (pico elástico).

A área sob o pico elástico do ^{26}Mg foi calculada de maneira a levar em conta a cauda radiativa do mesmo, tomando-se para tanto a faixa de energia compreendida entre 181,5 MeV e 183,5 MeV no espectro. O limite inferior da cauda radiativa foi fixado em 181,5 MeV porque abaixo do mesmo o número de contagens era desprezível. O cálculo da área implicou também na subtração das contagens provenientes dos picos elásticos do ^{12}C e ^{16}O, as quais perfaziam 1,35% do total.

Para o cálculo teórico da seção de choque de espalhamento elástico, utiliza-se a expressão geral[30]

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{el} = \sigma_M \sum_{L=0,par}^{\leq 2J} \left(\frac{\chi_L}{Z}\right)^2 \cdot q^{2L} \cdot [F_L^c(q)]^2 \cdot \frac{2L+1}{[(2L+1)!!]^2} \cdot \frac{(2J-L)!(2J+L+1)!}{(2J)!(2J+1)!} \tag{3.10}$$

onde χ_L são os momentos multipolares elétricos, $F_L^c(q)$ é o fator de forma coulombiano elástico para o estado fundamental do núcleo, J é o momento angular total do núcleo e σ_M é a seção de choque de Mott.

A expressão geral (3.10) assume uma forma bastante simplificada caso o núcleo-alvo apresente $J < 1$. O núcleo ^{26}Mg tem o estado fundamental caracterizado por J_0=0^+ e assim o cálculo fica reduzido a[30]

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{el} = \sigma_M \, [F_0^c(q)]^2 \tag{3.11}$$

com o fator de forma sendo dado por[30]

$$F_0^c(q) = \frac{4\pi}{Zq} \int r\rho(r) senqr dr \tag{3.12}$$

onde $\rho(r)$ é a densidade volumétrica de carga elétrica nuclear.

A determinação teórica do valor da seção de choque de espalhamento elástico foi efetuada por meio do programa HADES[31], o qual empregou no cálculo a expressão (3.11). Como dados de entrada para este programa, foram fornecidas as seguintes grandezas : energia cinética E_0 dos elétrons incidentes, número atômico Z e número de massa A do núcleo-alvo, ângulo de espalhamento θ_e, momento transferido q, momento angular total J_0 para o estado fundamental do núcleo-alvo e tipo de função $\rho(r)$ escolhida.

Para o núcleo ^{26}Mg, a densidade volumétrica de carga elétrica nuclear $\rho(r)$ é bem descrita por uma função de Fermi com dois parâmetros[32]

$$\rho(r) = \rho_0 \left[1 + exp((r-c)/z)\right]^{-1} \tag{3.13}$$

cujos valores são c = 3,055 fm e z = 0,52432 fm. Medidas da densidade volumétrica de carga elétrica nuclear efetuadas por meio de espalhamento elástico de elétrons em energias elevadas[33] forneceram $\rho_0 = 8{,}80.10^{-2}$ e.fm^{-3}.

Após obtido o valor teórico para a seção de choque de espalhamento elástico, foram efetuados cálculos no sentido de determinar as correções radiativas necessárias, conforme será explicado a seguir.

Quando um elétron é espalhado por um determinado núcleo, ele interage com um campo de radiação , podendo emitir e reabsorver fótons virtuais ou emitir fótons reais com baixa energia, conforme ilustram os diagramas de Feynman na figura 40. Para levar em conta o efeito destes fenômenos no cálculo da seção de choque de espalhamento é utilizada a correção de Schwinger[34] . Esta correção consiste na multiplicação da seção de choque de espalhamento elástico $(d\sigma/d\Omega)_{el}$, calculada teoricamente, por um fator de correção [35] exp(-δ_s) no qual $\delta_s > 0$.

Para o caso em que $E_0 \gg m_e$, o valor de δ_s é calculado através da expressão [35]

$$\begin{aligned} \delta_s &= \left(\frac{2\alpha}{\pi}\right)\left\{\left[ln\left(\frac{E_0}{\Delta E}\right) - \left(\frac{13}{12}\right)\right]\left[ln\left(\frac{q^2}{m_e^2}\right) - 1\right]\right. \\ &\left. + \frac{17}{36} + \frac{1}{2}\left[\frac{\pi^2}{6} - L_2(\cos^2\frac{\theta_e}{2})\right]\right\} \end{aligned} \tag{3.14}$$

onde $\Delta E \cong 0,6$ MeV é a resolução experimental utilizada (largura do pico elástico E_{el} medida à meia-altura), m_e é a massa de repouso do elétron e o termo L_2(x) é denominado função de Spence[35]

$$L_2(x) = -\int_0^x \left\{\left[ln(1-y)\right]/y\right\} dy \tag{3.15}$$

que apresenta comportamento monotonicamente crescente para $0 \leq x \leq 1$

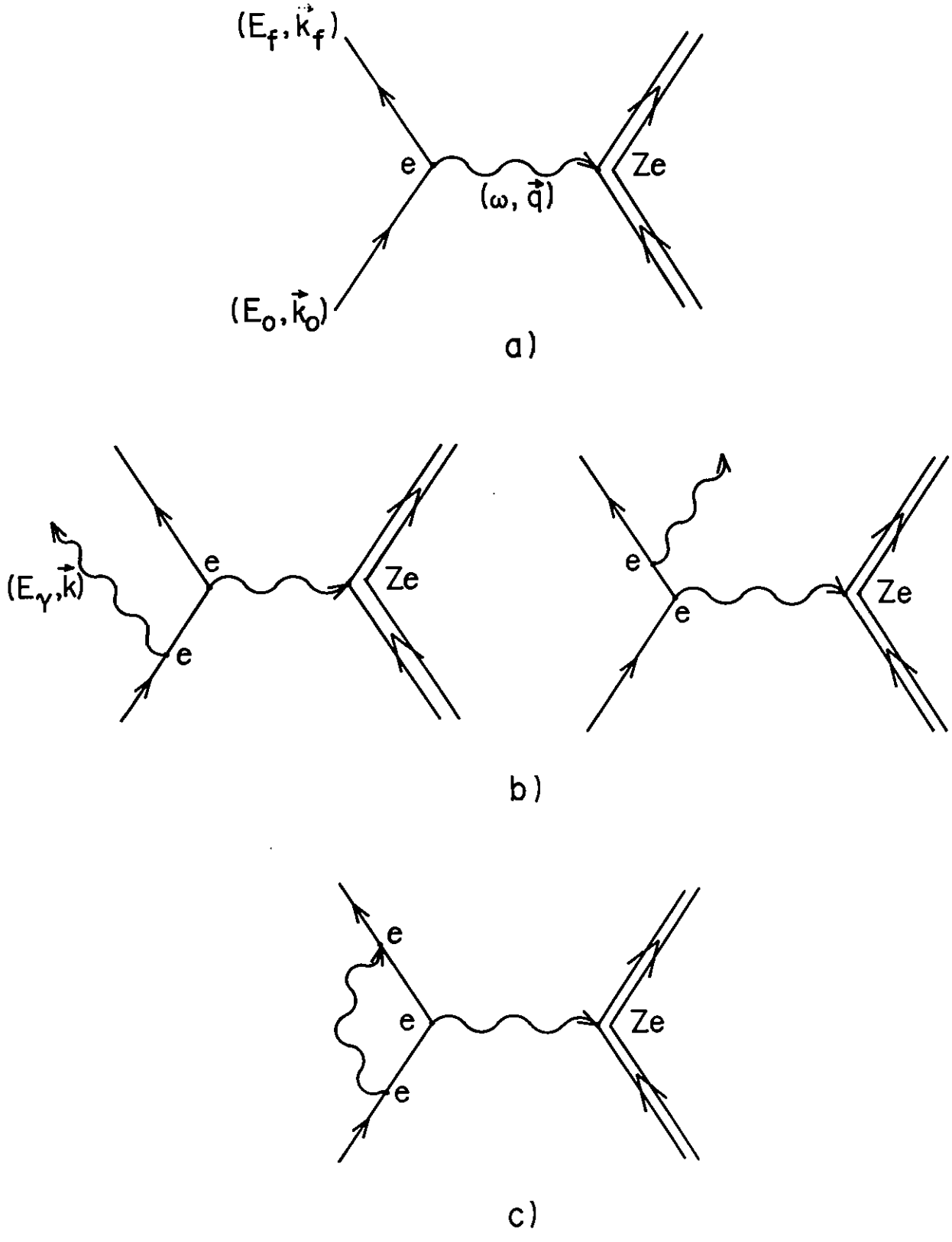


Figura 40 – Diagramas de Feynman para o espalhamento de um elétron pelo núcleo : a) troca de um fóton virtual; b) troca de um fóton virtual acompanhada de emissão de fóton real de baixa energia pelo elétron; c) troca de um fóton virtual acompanhada de emissão e reabsorção de fóton virtual pelo elétron. Para levar em conta o efeito dos fenômenos b) e c) na seção de choque de espalhamento, utiliza-se a correção de Schwinger[35].

com $L_2(0)$=0 e $L_2(1)=\pi^2/6$. Os resultados obtidos nos cálculos correspondentes aos dois conjuntos de medidas forneceram $\delta_s \cong 0,20$.

O fator de normalização absoluta f_N foi determinado através da seguinte expressão [35]

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{obs} = f_N \cdot \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{el} \cdot exp(-\delta_s) \tag{3.16}$$

onde $(d\sigma/d\Omega)_{obs}$ é a área sob o pico elástico do espectro ^{26}Mg(e,e').

Por sua vez, o número de eventos registrados nas medidas de coincidência (e,e'c), por intervalo de energia cinética do elétron espalhado, é dado pela expressão :

$$\xi_{(c,e'c)} = N'_e N_A \Omega_f \Omega_c \varepsilon_f f_N \frac{d^5\sigma}{dE_f d\Omega_f d\Omega_c} \tag{3.17}$$

sendo N'_e o número de elétrons incidentes, N_A o número de núcleos por unidade de área do alvo utilizado, Ω_f e ε_f o ângulo sólido e a eficiência global do espectrômetro magnético, Ω_c o ângulo sólido do telescópio em que a partícula c foi detectada, f_N o fator de normalização absoluta e $\frac{d^5\sigma}{dE_f d\Omega_f d\Omega_c}$ a seção de choque diferencial quíntupla de coincidência para uma determinada reação .

Analogamente, o número de eventos registrados nas medidas (e,e'), por intervalo de energia cinética do elétron espalhado, é dado pela expressão :

$$\xi_{(e,e')} = N_e N_A \Omega_f \varepsilon_f \frac{d^3\sigma_{el}}{dE_f d\Omega_f} \tag{3.18}$$

sendo $\frac{d^3\sigma_{el}}{dE_f d\Omega_f}$ a seção de choque diferencial de espalhamento elástico, cuja integração na energia cinética do elétron espalhado fornece como resultado $(d\sigma/d\Omega)_{obs}$. Portanto, após integração em E_f e uso da expressão (3.16), a equação (3.18) pode ser escrita como

$$\xi^i_{(e,e')} = N_e N_A \Omega_f \varepsilon_f f_N \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{el} exp(-\delta_s) \tag{3.19}$$

de onde é possível obter a seguinte expressão para o fator de normalização

absoluta

$$f_N = \frac{\xi^i_{(e,e')}}{N_e N_A \Omega_f \varepsilon_f \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{el} exp(-\delta_s)} \tag{3.20}$$

sendo $\xi^i_{(e,e')}$ o número de eventos que correspondem ao espalhamento elástico nas medidas (e,e').

Substituindo a expressão (3.20) para f_N na equação (3.17), obtém-se :

$$\frac{d^5\sigma}{dE_f d\Omega_f d\Omega_c} = \frac{\xi_{(e,e'c)}}{\xi^i_{(e,e')}} \frac{N_e}{N'_e} \frac{1}{\Omega_c} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{el} exp(-\delta_s) \tag{3.21}$$

Para calcular o termo N_e/N'_e, utilizam-se as medidas realizadas através do espectrômetro de ângulo fixo :

$$\begin{aligned} \xi^{(e,e')}_{eaf} &= N_e N_A \Omega_{eaf} \varepsilon_{eaf} \frac{d\sigma}{d\Omega} \\ \xi^{(e,e'c)}_{eaf} &= N'_e N_A \Omega_{eaf} \varepsilon_{eaf} \frac{d\sigma}{d\Omega} \end{aligned} \tag{3.22}$$

onde $\xi^{(e,e')}_{eaf}$ e $\xi^{(e,e'c)}_{eaf}$ são as taxas de contagem registradas no espectrômetro de ângulo fixo que correspondem às medidas (e,e') e (e,e'c), Ω_{eaf} e ε_{eaf} são o ângulo sólido e a eficiência global do espectrômetro e $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ é a seção de choque de espalhamento a $\theta_e = 28^o$ (ângulo de posicionamento do espectrômetro em relação à direção de incidência dos elétrons).

Por fim, sendo a razão entre as taxas de contagem no espectrômetro de ângulo fixo igual ao termo procurado, a expressão da seção de choque diferencial quíntupla de coincidência resulta :

$$\frac{d^5\sigma}{dE_f d\Omega_f d\Omega_c} = \frac{\xi_{(e,e'c)} \xi^{(e,e')}_{eaf}}{\xi^i_{(e,e')} \xi^{(e,e'c)}_{eaf} \Omega_c} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{el} exp(-\delta_s) \tag{3.23}$$

Este resultado mostra que o número de eventos registrados nas medidas (e,e'c) e (e,e') é normalizado pela respectiva taxa de contagem do espectrômetro de ângulo fixo.

Capítulo 4

Apresentação e Análise dos Resultados

4.1 Sumário

Neste capítulo serão apresentados e analisados os resultados do experimento de coincidência ^{26}Mg(e,e'c), abrangendo os dois conjuntos de medidas, com q = 0,35 fm^{-1} e q = 0,54 fm^{-1}.

A apresentação dos resultados consistirá inicialmente na exposição dos espectros de elétrons obtidos para os decaimentos α_0, α_1, p_{01} e p_2, de maneira a considerar diferentes valores para o ângulo polar θ_c da partícula emitida. Em seguida, serão apresentadas as seções de choque para as reações ^{26}Mg(e,e'α_0) ^{22}Ne, ^{26}Mg(e,e'α_1) ^{22}Ne, ^{26}Mg(e,e'p_{01}) ^{25}Na e ^{26}Mg(e,e'p_2)-^{25}Na, calculadas através da integração em 4π dos respectivos espectros de elétrons.

As distribuições angulares experimentais, obtidas para os decaimentos α_0, α_1, p_{01} e p_2, serão mostradas para diferentes faixas de energia de excitação do núcleo-alvo ^{26}Mg. No caso específico do decaimento α_0, será descrito adicionalmente o método utilizado no sentido de obter, a partir das distribuições angulares experimentais, a composição multipolar para a seção de choque ^{26}Mg(e,e'α_0) ^{22}Ne. A variação da intensidade de cada uma das componentes multipolares será então apresentada como função da energia de excitação do ^{26}Mg.

A análise dos resultados experimentais terá ainda como objetivo adicional

estudar a influência de efeitos decorrentes da deformação nuclear e isospin na RGE1. Ainda no âmbito deste capítulo, serão feitas comparações entre resultados deste trabalho e de outros experimentos realizados na faixa de energia de excitação compreendida entre 10 MeV e 40 MeV.

4.2 Espectros de elétrons

O método de redução dos dados experimentais descrito no capítulo anterior possibilitou obter espectros de elétrons contendo apenas eventos coincidentes reais. Após efetuada a normalização absoluta, estes espectros representam a dependência da seção de choque diferencial quíntupla de coincidência em relação à energia cinética E_f dos elétrons espalhados, para cada reação estudada, valor do momento transferido q medido e ângulo polar θ_c da partícula emitida detectada.

As seções de choque diferenciais quíntuplas de coincidência das reações ^{26}Mg(e,e'α_0) ^{22}Ne, ^{26}Mg(e,e'α_1) ^{22}Ne, ^{26}Mg(e,e'p_{01}) ^{25}Na e ^{26}Mg(e,e'p_2)-^{25}Na, obtidas para q = 0,54 fm^{-1} e θ_c = 10°, 40° , 90°, 120°, 180° e 250°, são mostradas nas figuras 41-48.

Observa-se nestas seções de choque uma completa eliminação do fundo radiativo, em razão das medidas do elétron espalhado e' e da partícula emitida c terem sido efetuadas em coincidência.

Outra característica relevante é o fato das seções de choque das reações que ocorrem por emissão de uma partícula alfa apresentarem uma única região de maior intensidade, enquanto que para reações com emissão de um próton há duas regiões de maior intensidade. Esta característica está associada à influência de efeitos decorrentes de isospin e deformação nuclear no comportamento das ressonâncias gigantes no núcleo ^{26}Mg, conforme será explicado ao final deste capítulo.

Verifica-se também uma intensidade absoluta maior para as seções de choque medidas em ângulos polares situados no sentido do momento transferido $\vec{q}$ (θ_c = 10°) do que para as medidas em ângulos polares situados no sentido oposto (θ_c = 180°). Esta característica, comum a todas as reações estudadas, indica a ocorrência de superposição envolvendo ressonâncias gigantes com diferentes multipolaridades (ver capítulo um, seção dois).

Uma comparação entre seções de choque medidas para um mesmo ângulo polar mas para valores diferentes do momento transferido, é estabelecida

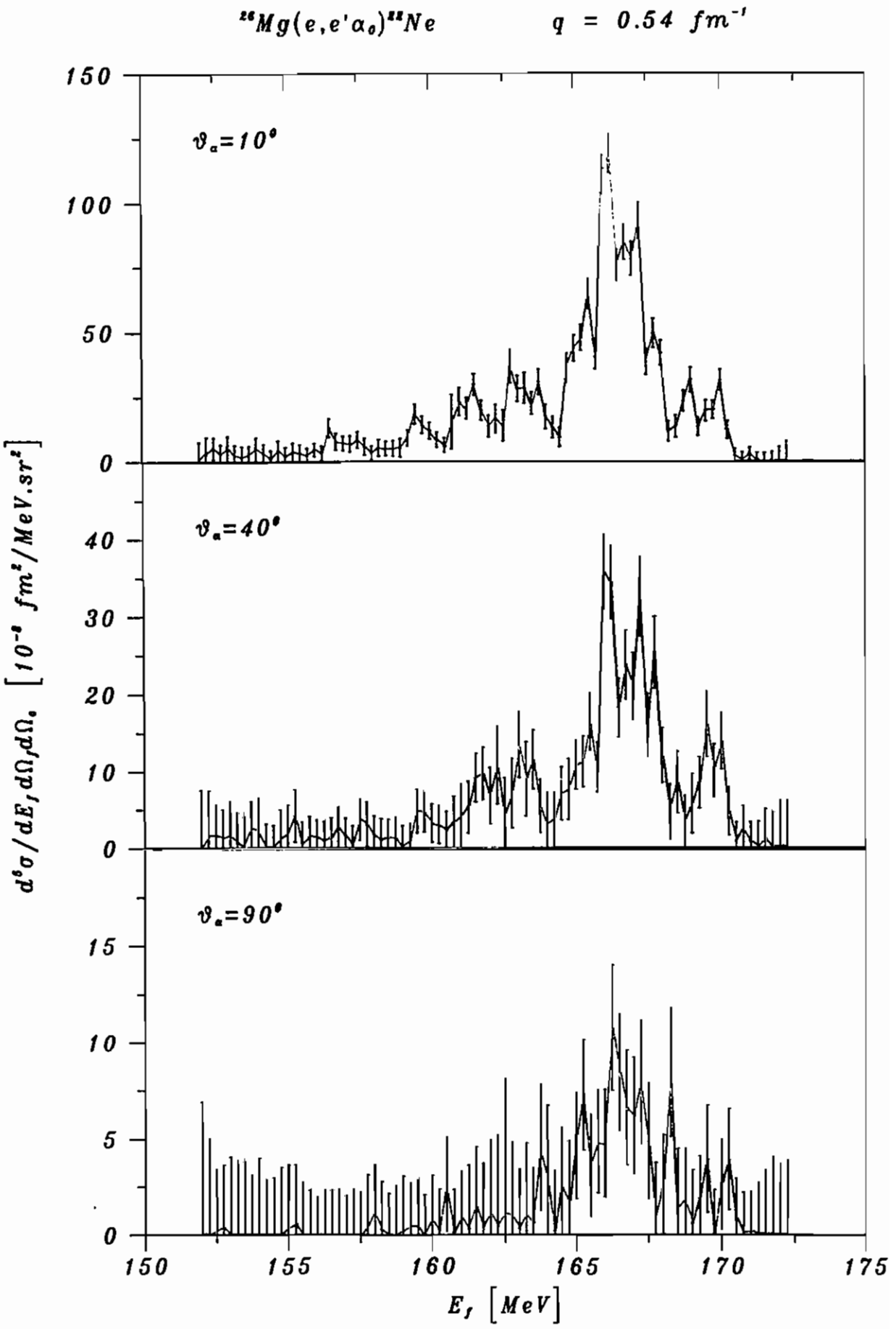


Figura 41 – Seções de choque diferenciais quíntuplas de coincidência da reação ^{26}Mg(e,e'α_0) ^{22}Ne, medidas para momento transferido q = 0,54 fm^{-1} e ângulos polares θ_α = 10°, 40° e 90°.

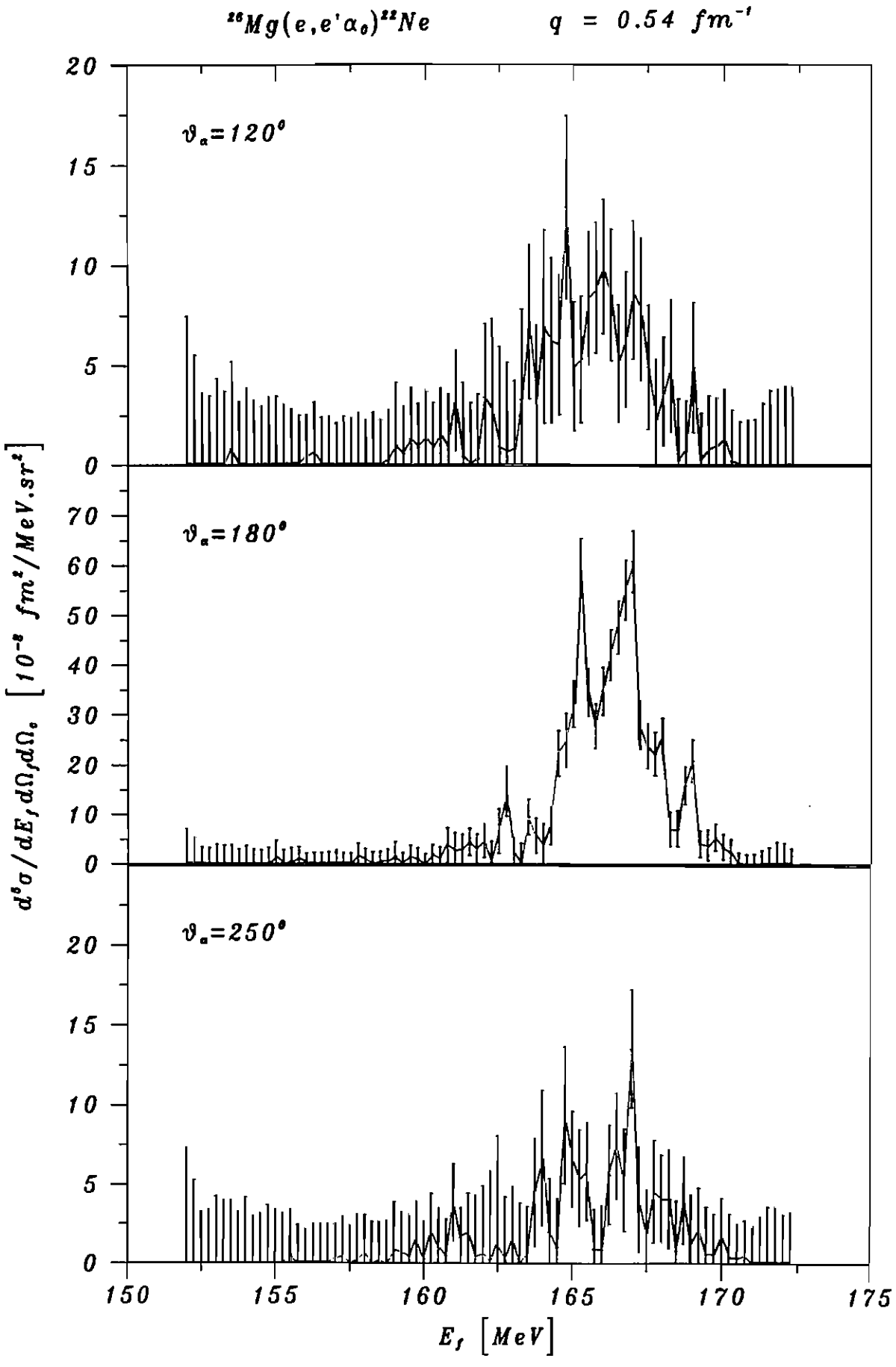


Figura 42 – Seções de choque diferenciais quíntuplas de coincidência da reação ^{26}Mg(e,e'α_0) ^{22}Ne, medidas para momento transferido q = 0,54 fm^{-1} e ângulos polares θ_α = 120° , 180° e 250°.

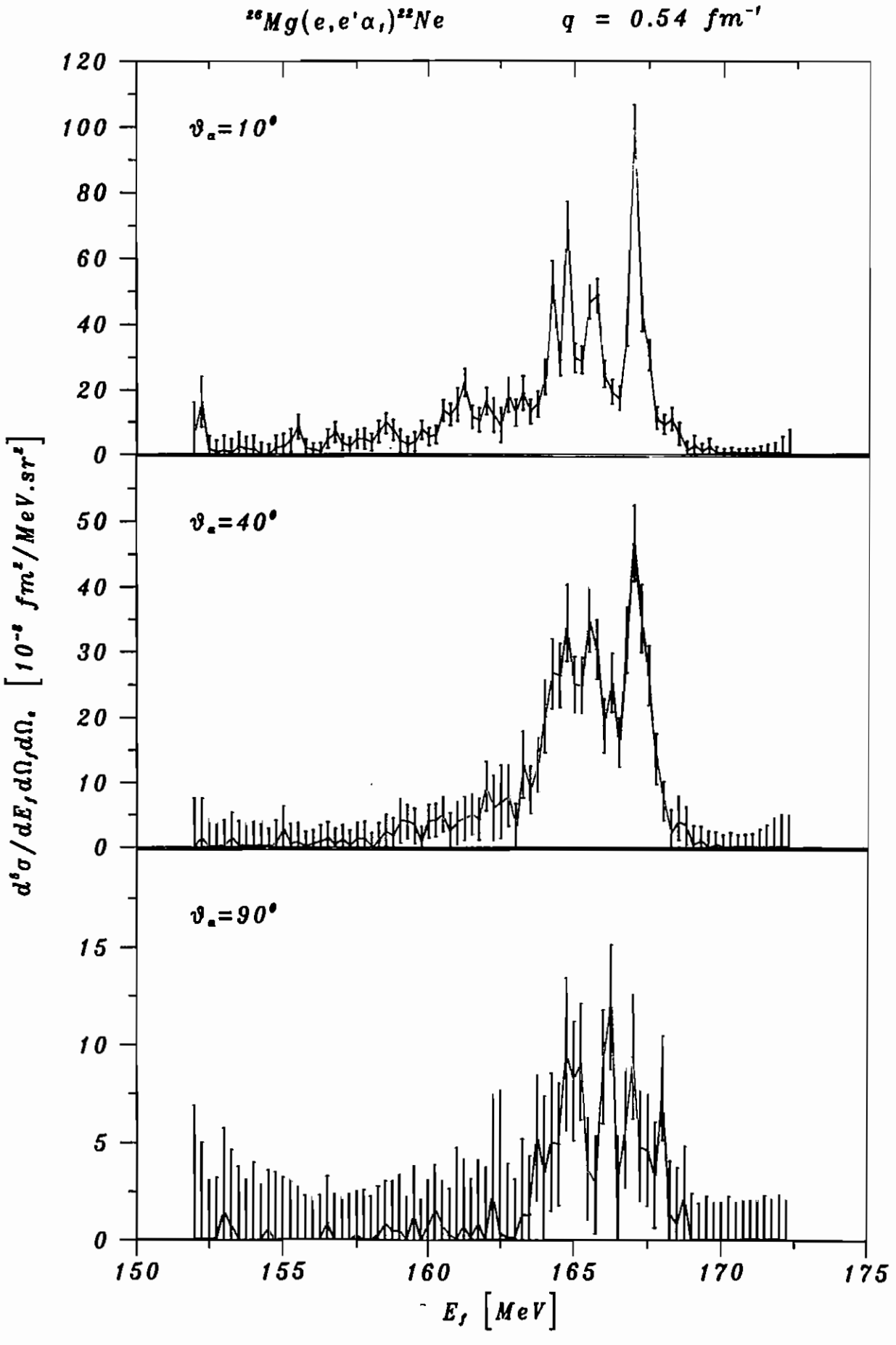


Figura 43 – Seções de choque diferenciais quíntuplas de coincidência da reação ^{26}Mg(e,e'α_1) ^{22}Ne, medidas para momento transferido q = 0,54 fm^{-1} e ângulos polares θ_α = 10°, 40° e 90°.

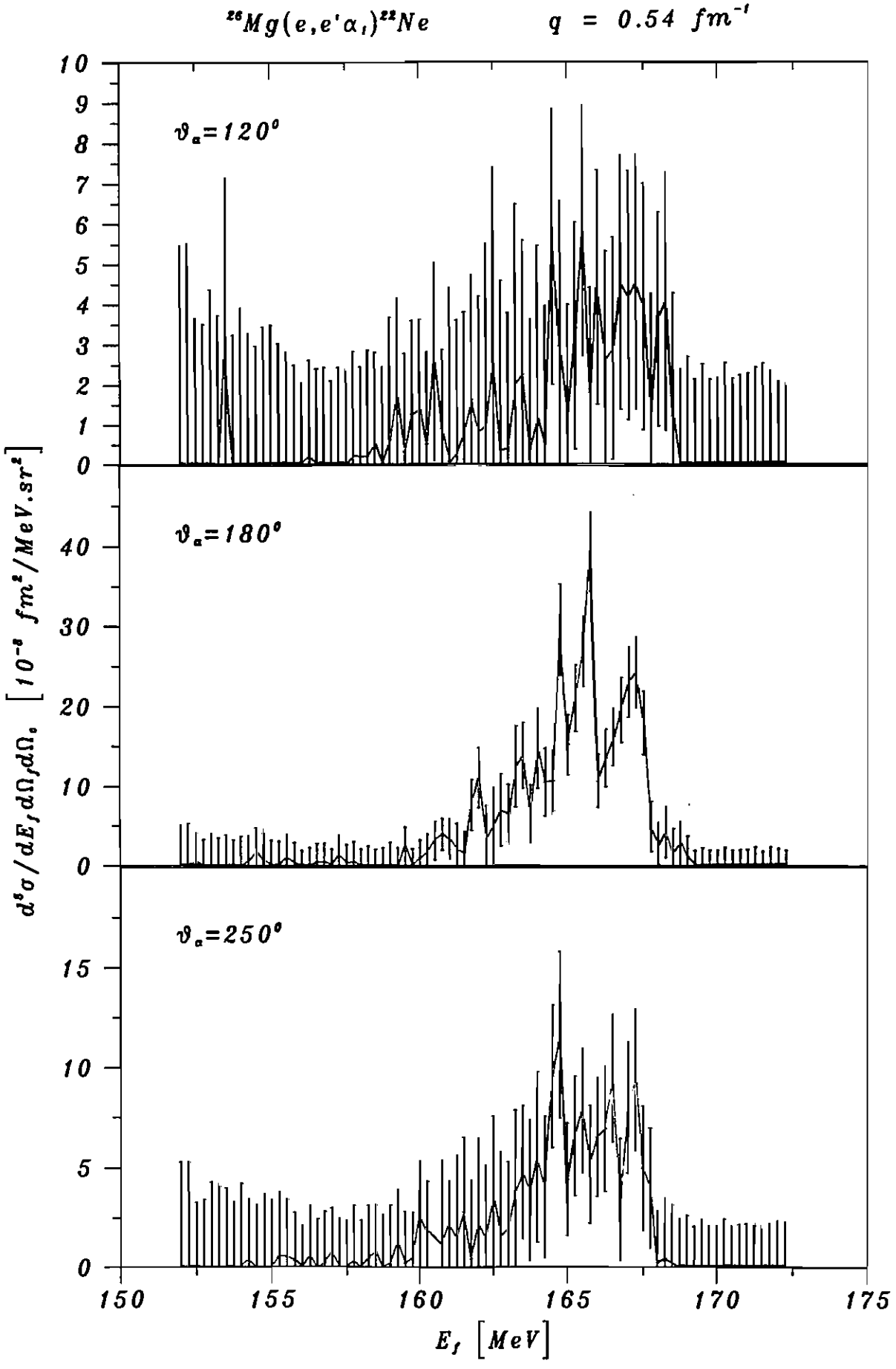


Figura 44 – Seções de choque diferenciais quíntuplas de coincidência da reação ^{26}Mg(e,e'α_1) ^{22}Ne, medidas para momento transferido q = 0,54 fm^{-1} e ângulos polares θ_α = 120° , 180° e 250°.

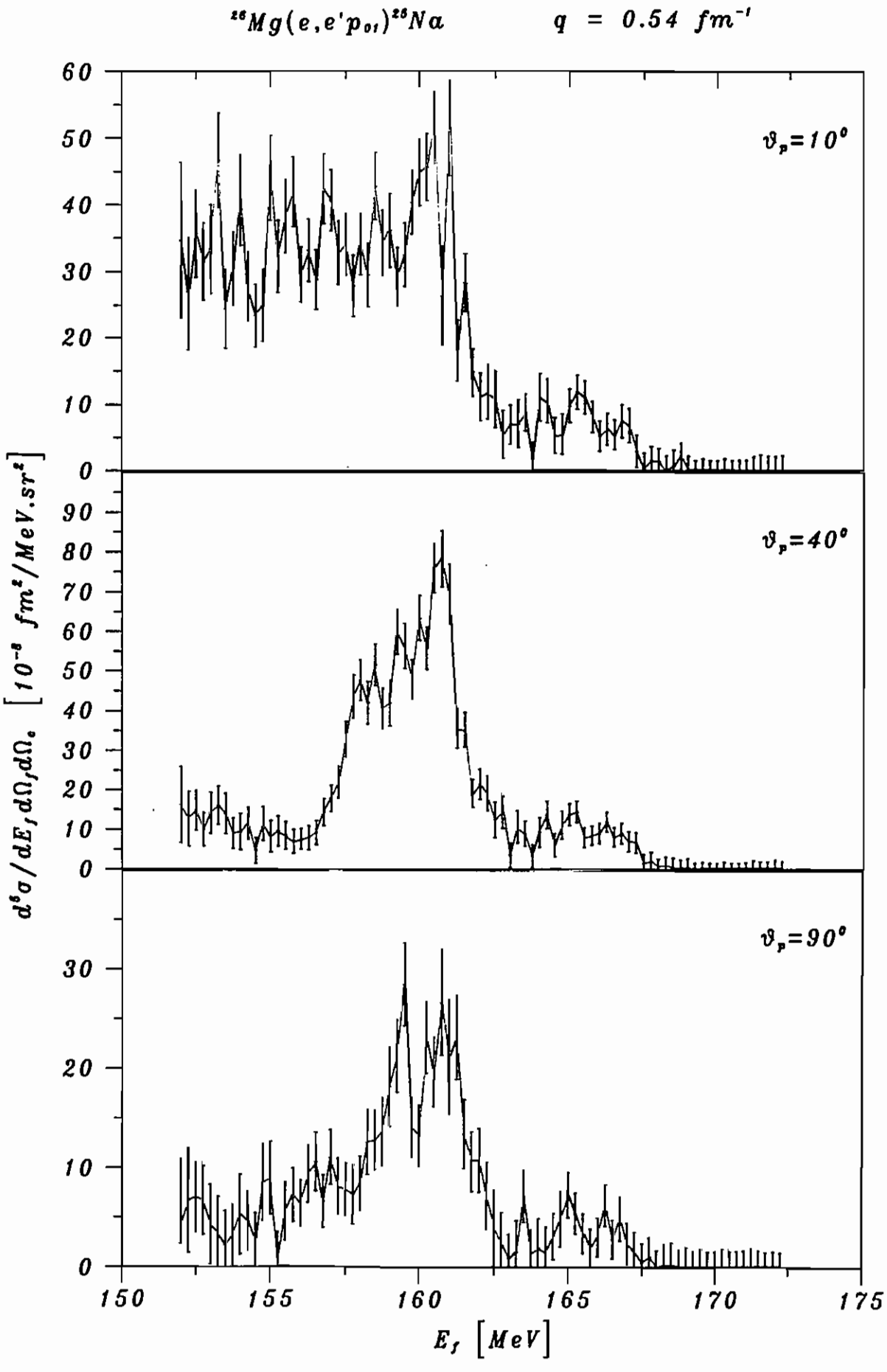


Figura 45 – Seções de choque diferenciais quíntuplas de coincidência da reação ^{26}Mg(e,e'p_{01}) ^{25}Na, medidas para momento transferido q = 0,54 fm^{-1} e ângulos polares $\theta_p = 10^o$, 40° e 90°.

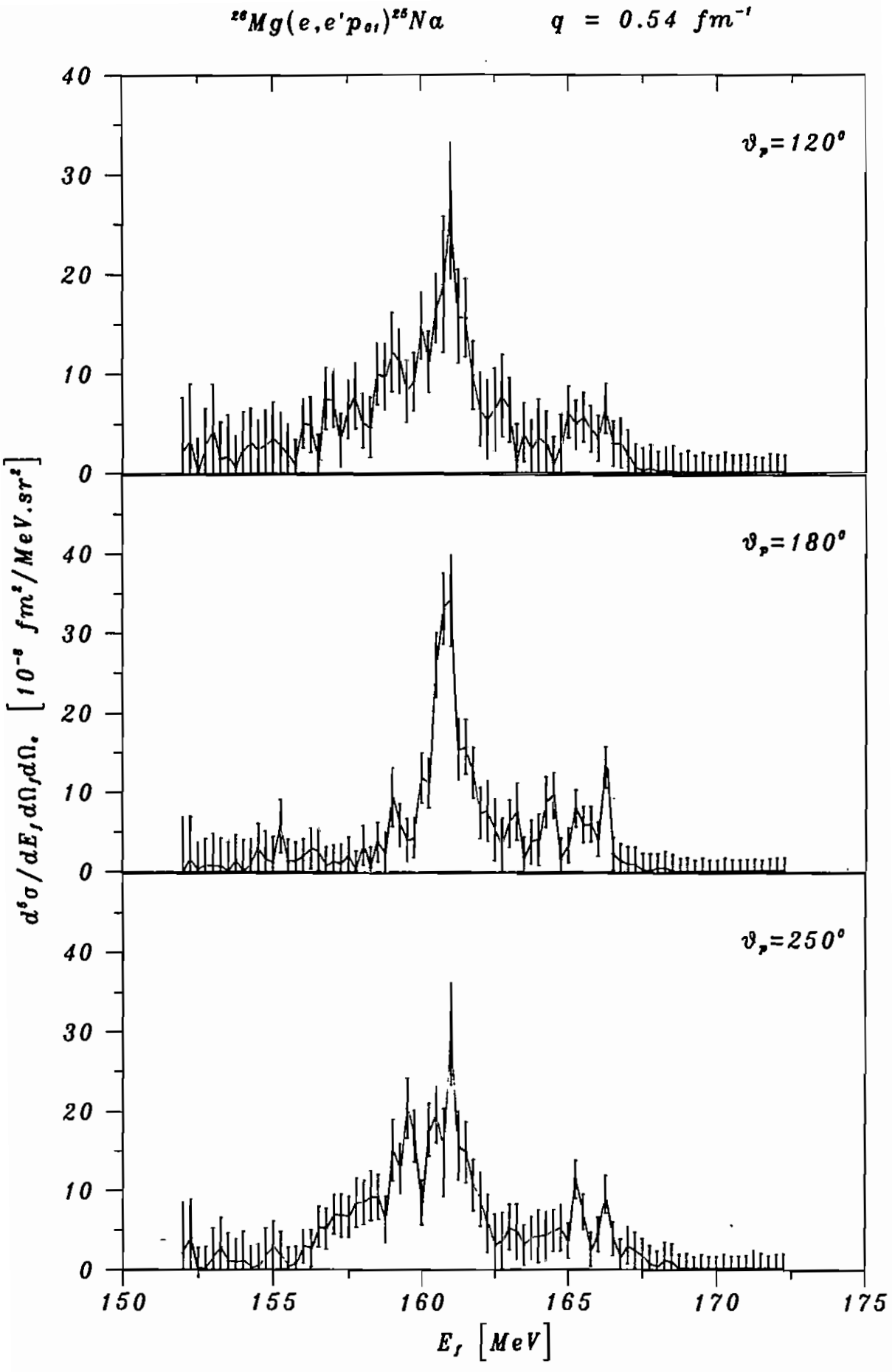


Figura 46 – Seções de choque diferenciais quíntuplas de coincidência da reação ^{26}Mg(e,e'p_{01}) ^{25}Na, medidas para momento transferido q = 0,54 fm^{-1} e ângulos polares θ_p = 120°, 180° e 250°.

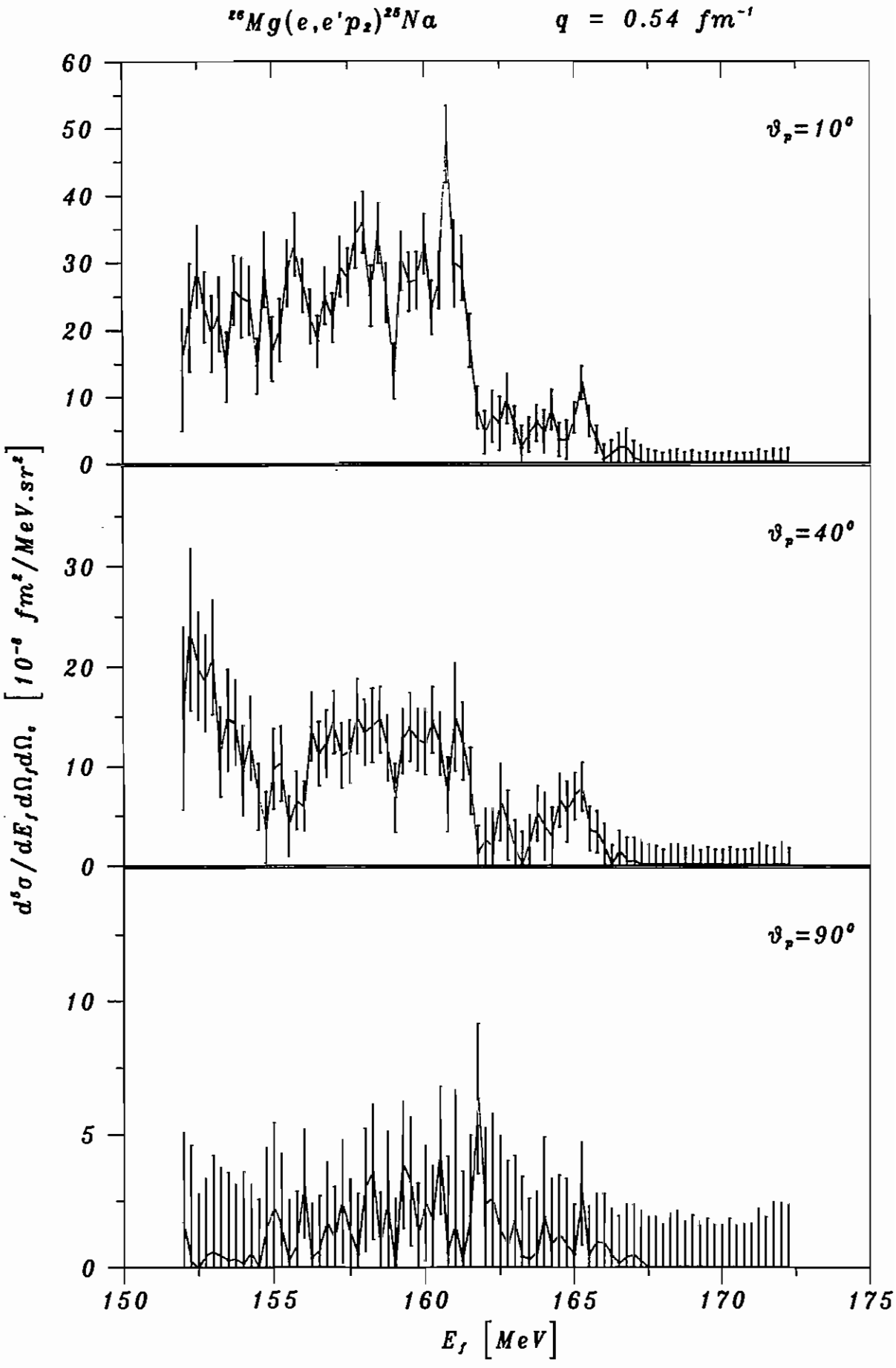


Figura 47 – Seções de choque diferenciais quíntuplas de coincidência da reação ^{26}Mg(e,e'p_2) ^{25}Na, medidas para momento transferido q = 0,54 fm^{-1} e ângulos polares $\theta_p = 10^o$, 40° e 90°.

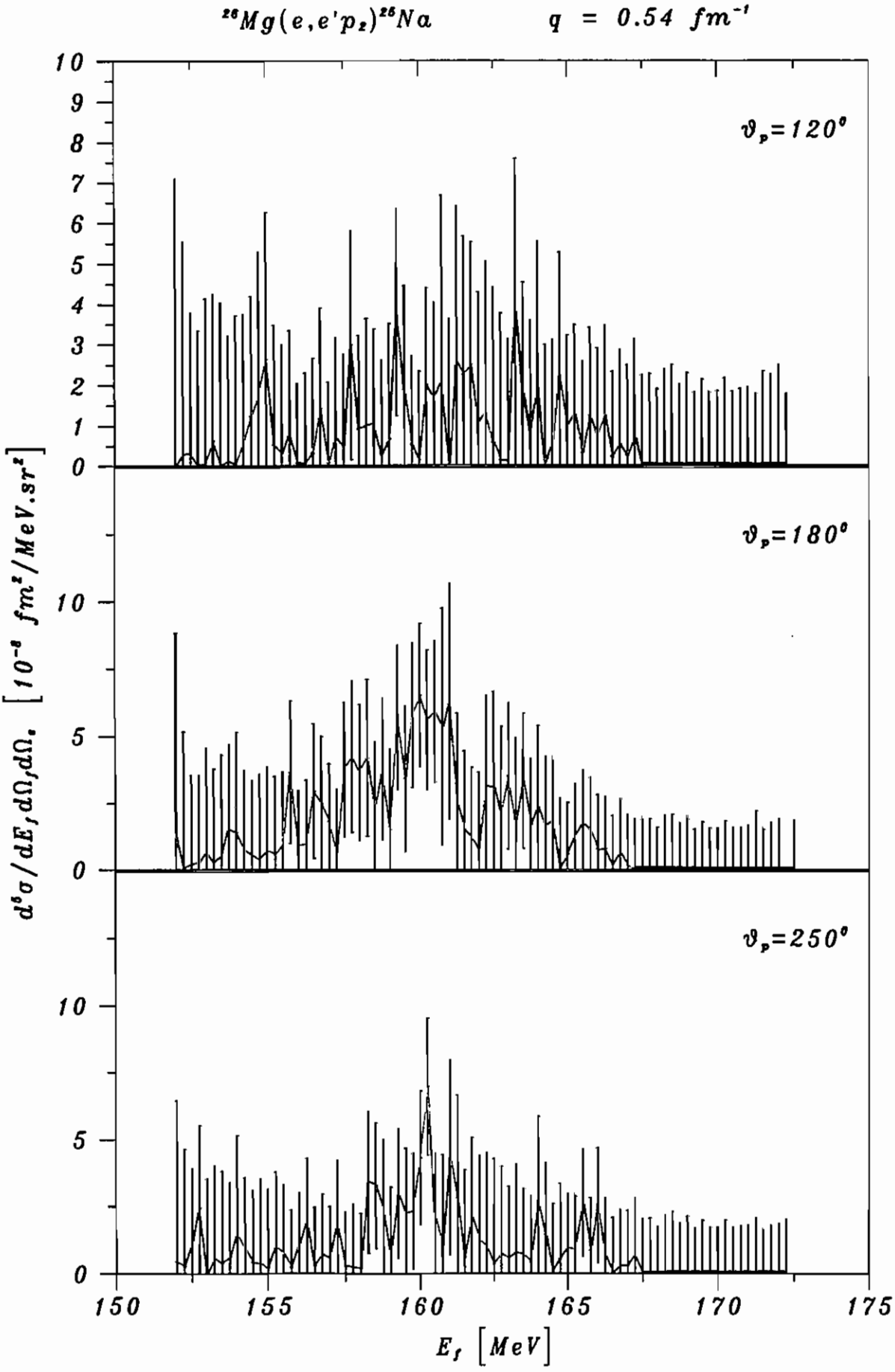


Figura 48 – Seções de choque diferenciais quíntuplas de coincidência da reação ^{26}Mg(e,e'p_2) ^{25}Na, medidas para momento transferido q = 0,54 fm^{-1} e ângulos polares θ_p = 120°, 180° e 250°.

através da figura 49. Nesta figura, as seções de choque da reação ^{26}Mg(e,e'p_{01})-^{25}Na, medidas para $\theta_p = 90^o$, são apresentadas como função da energia de excitação do núcleo-alvo. As intensidades absolutas das medidas efetuadas com o valor do momento transferido sendo q = 0,35 fm^{-1} e q = 0,54 fm^{-1} perfazem $(3,78 \pm 0,14).10^{-5} fm^2/sr^2$ e $(1,29 \pm 0,15).10^{-6} fm^2/sr^2$, respectivamente, sendo portanto a razão entre ambas igual a $(29,2 \pm 3,6)$. A diferença observada nas intensidades absolutas indica que os fatores de forma variam consideravelmente com o aumento do momento transferido, pois a razão entre os valores médios das seções de choque de Mott na faixa de energia de excitação em que as medidas foram efetuadas é igual a 6,75. Porém, devido ao fato do experimento de coincidência abranger apenas dois valores do momento transferido, torna-se impossível determinar com precisão a dependência dos fatores de forma $\mid CL \mid^2$ em relação a q.

A figura 49 mostra ainda o resultado de um experimento[36] em que a reação ^{26}Mg$(\gamma, p_0 + p_1)$ ^{25}Na foi medida para um ângulo polar $\theta_p = 90^o$, abrangendo a faixa de energia de excitação do núcleo-alvo entre 19 MeV e 28 MeV. Ao comparar este resultado com os obtidos a partir do experimento de coincidência, nota-se uma concordância em relação à forma das seções de choque e à variação das mesmas em função da energia de excitação . No entanto, esta comparação não pode ser estendida aos valores da amplitude e intensidade absoluta. Esta restrição é consequência da seção de choque da reação fotonuclear ser composta essencialmente por excitações de dipolo elétrico, enquanto as seções de choque diferenciais quíntuplas de coincidência resultam da superposição de ressonâncias gigantes com diferentes multipolaridades e cuja composição não se consegue determinar por meio de métodos independentes de modelo (ver capítulo um, seção dois).

4.3 Seções de choque de coincidência

O prosseguimento da análise dos resultados experimentais requer primeiramente o cálculo das seções de choque de coincidência para as reações nucleares ^{26}Mg(e,e'α_0) ^{22}Ne, ^{26}Mg(e,e'α_1) ^{22}Ne, ^{26}Mg(e,e'p_{01}) ^{25}Na e ^{26}Mg(e,e'p_2)-^{25}Na, assim como a determinação de suas intensidades absolutas.

O cálculo das seções de choque de coincidência foi efetuado a partir da integração dos respectivos espectros de elétrons no ângulo sólido das partículas emitidas, levando em conta as transformações do sistema de referência do

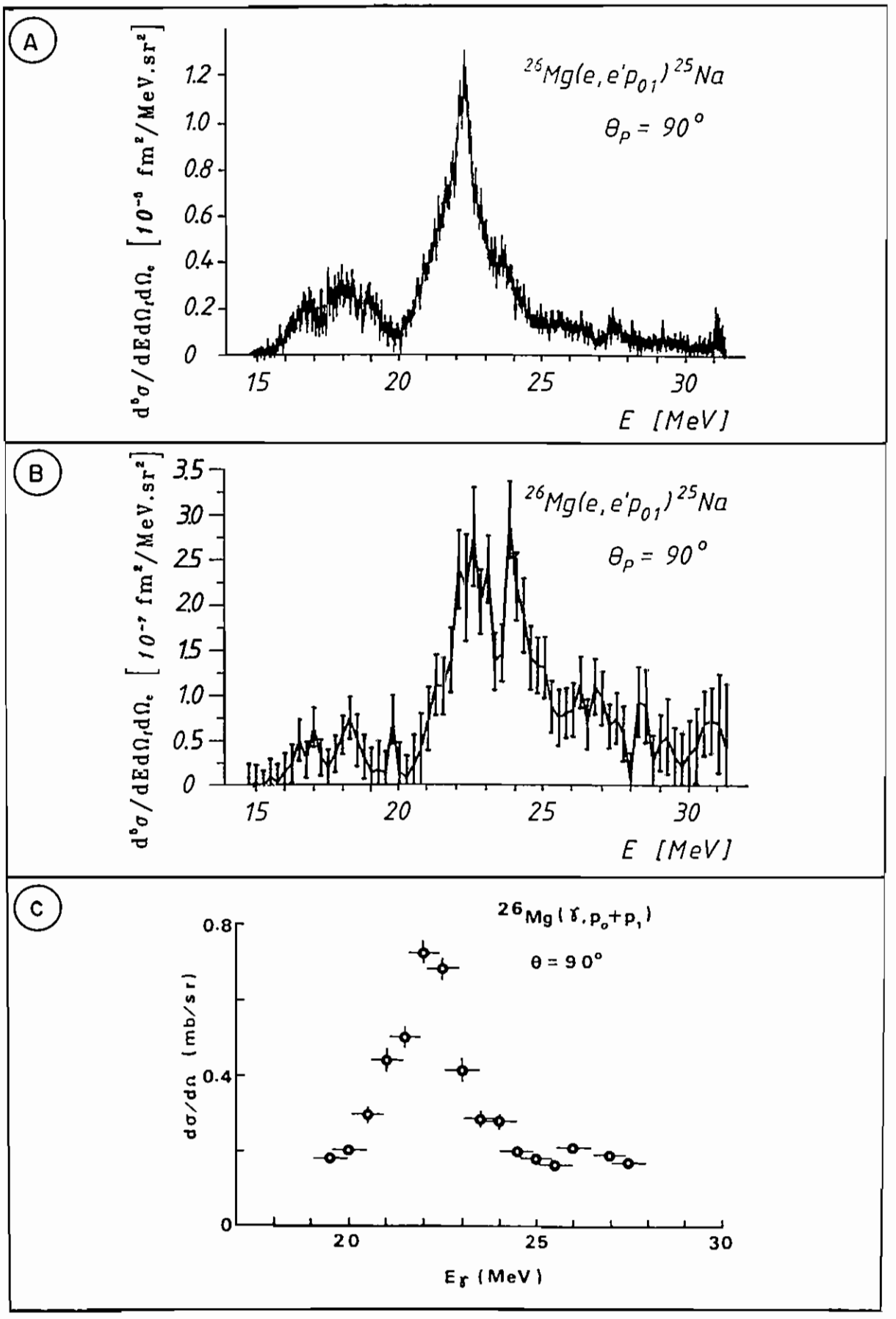


Figura 49 – Comparação entre resultados experimentais apresentados em função da energia de excitação do núcleo-alvo e medidos para $\theta_p = 90°$. A) Seção de choque diferencial quíntupla de coincidência da reação ^{26}Mg(e,e'p_{01}) ^{25}Na para q = 0,35 fm^{-1}. B) Seção de choque diferencial quíntupla de coincidência da reação ^{26}Mg(e,e'p_{01}) ^{25}Na para q = 0,54 fm^{-1}. C) Seção de choque[36] da reação fotonuclear ^{26}Mg($\gamma, p_0 + p_1$) ^{25}Na.

laboratório para o sistema de referência do centro de massa do núcleo-alvo e supondo simetria azimutal[17].

Muito embora nenhum experimento (e,e'c) realizado tenha conseguido medir a dependência das seções de choque de coincidência em relação ao ângulo ϕ_c, supor simetria azimutal na integração dos espectros de elétrons pode ser considerada uma boa aproximação . Para justificá-la, basta lembrar que a seção de choque de coincidência apresenta dois termos que dependem do ângulo ϕ_c, os quais são no entanto muito pequenos se comparados aos outros dois termos da mesma que independem do ângulo azimutal. Esta constatação é válida para toda a faixa de energia de excitação abrangida pelo experimento.

Em condições de simetria azimutal, a integral assume a forma de uma soma em que cada contribuição é ponderada com o fator $sen\theta_c^*.\Delta\theta_c^*$, conforme a expressão :

$$\frac{d^3\sigma}{dE_f d\Omega_f} = \int \frac{d^5\sigma}{dE_f d\Omega_f d\Omega_c^*} d\Omega_c^* \cong 2\pi \sum_i \frac{d^5\sigma(\theta_{c,i}^*)}{dE_f d\Omega_f d\Omega_c^*} sen\theta_{c,i}^*.\Delta\theta_{c,i}^* \qquad (4.1)$$

Estes cálculos foram realizados por intermédio do programa FKOIN[37], elaborado para a análise de resultados dos experimentos de coincidência.

As seções de choque de coincidência das reações nucleares estudadas, obtidas para q = 0,35 fm^{-1} e q = 0,54 fm^{-1}, são mostradas respectivamente nas figuras 50 e 51-52.

Uma vez obtidas as seções de choque de coincidência, foram calculadas as intensidades absolutas das mesmas, através da integração na faixa de energia de excitação abrangida pelo experimento (entre 10 MeV e 32 MeV) para os dois valores de q medidos. Os resultados são mostrados na tabela 5. A exemplo do que havia indicado a comparação entre resultados experimentais efetuada anteriormente neste capítulo, a intensidade absoluta de cada uma das seções de choque diminuiu com o aumento de q.

A razão entre as intensidades absolutas das seções de choque de coincidência para cada reação , relacionada na tabela 5, mostra que houve variação dos fatores de forma $\mid CL \mid^2$ com o aumento de q, pois a razão entre os valores médios das seções de choque de Mott na faixa de energia de excitação em que as medidas foram efetuadas é igual a 6,75. Porém, devido ao fato do experimento abranger apenas dois valores do momento transferido, torna-se impossível determinar com precisão a dependência dos fatores de

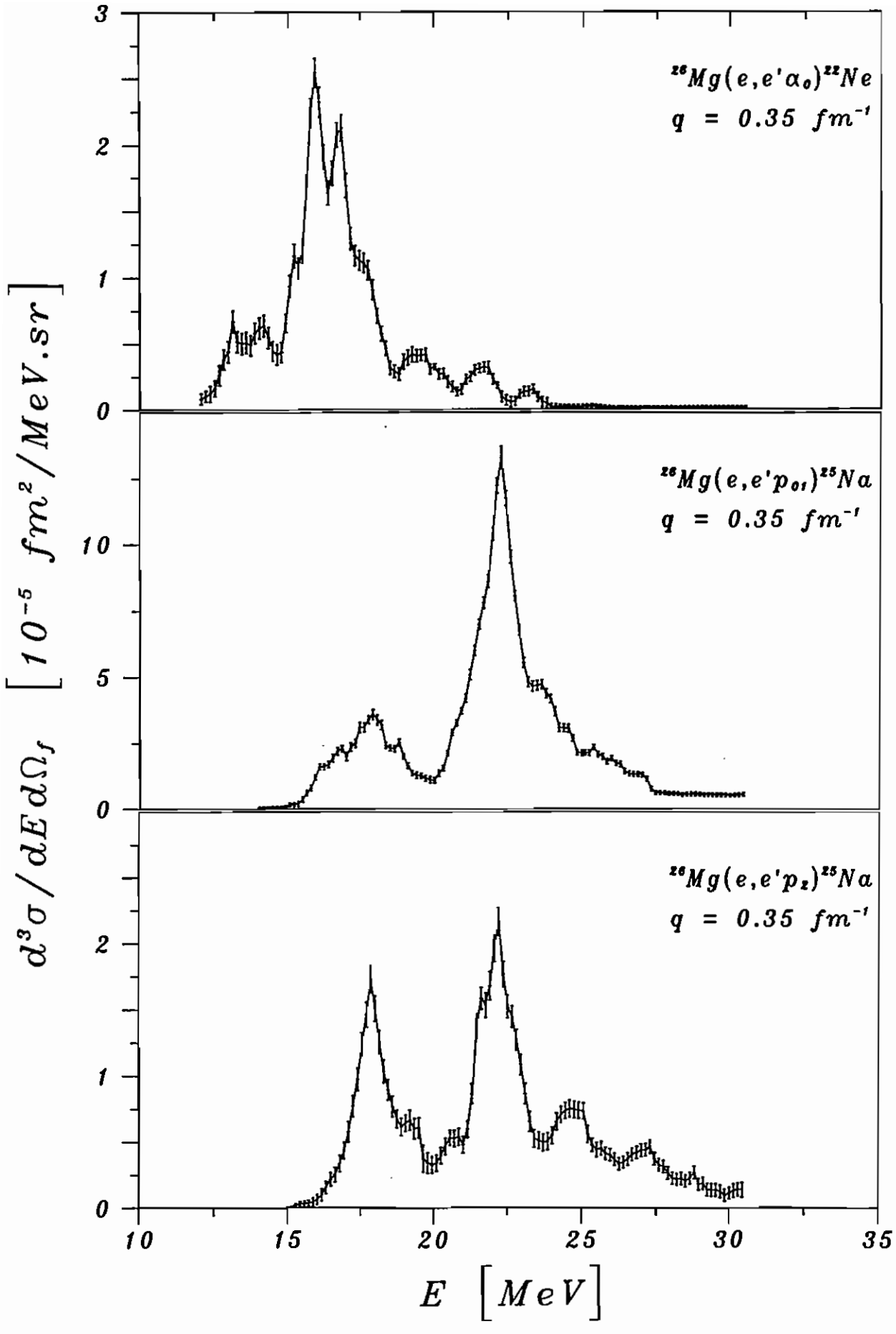


Figura 50 – Seções de choque de coincidência das reações nucleares ^{26}Mg(e,-e'α_0) ^{22}Ne, ^{26}Mg(e,e'p_{01}) ^{25}Na e ^{26}Mg(e,e'p_2) ^{25}Na, obtidas para momento transferido q = 0,35 fm^{-1} e apresentadas em função da energia de excitação E do núcleo-alvo.

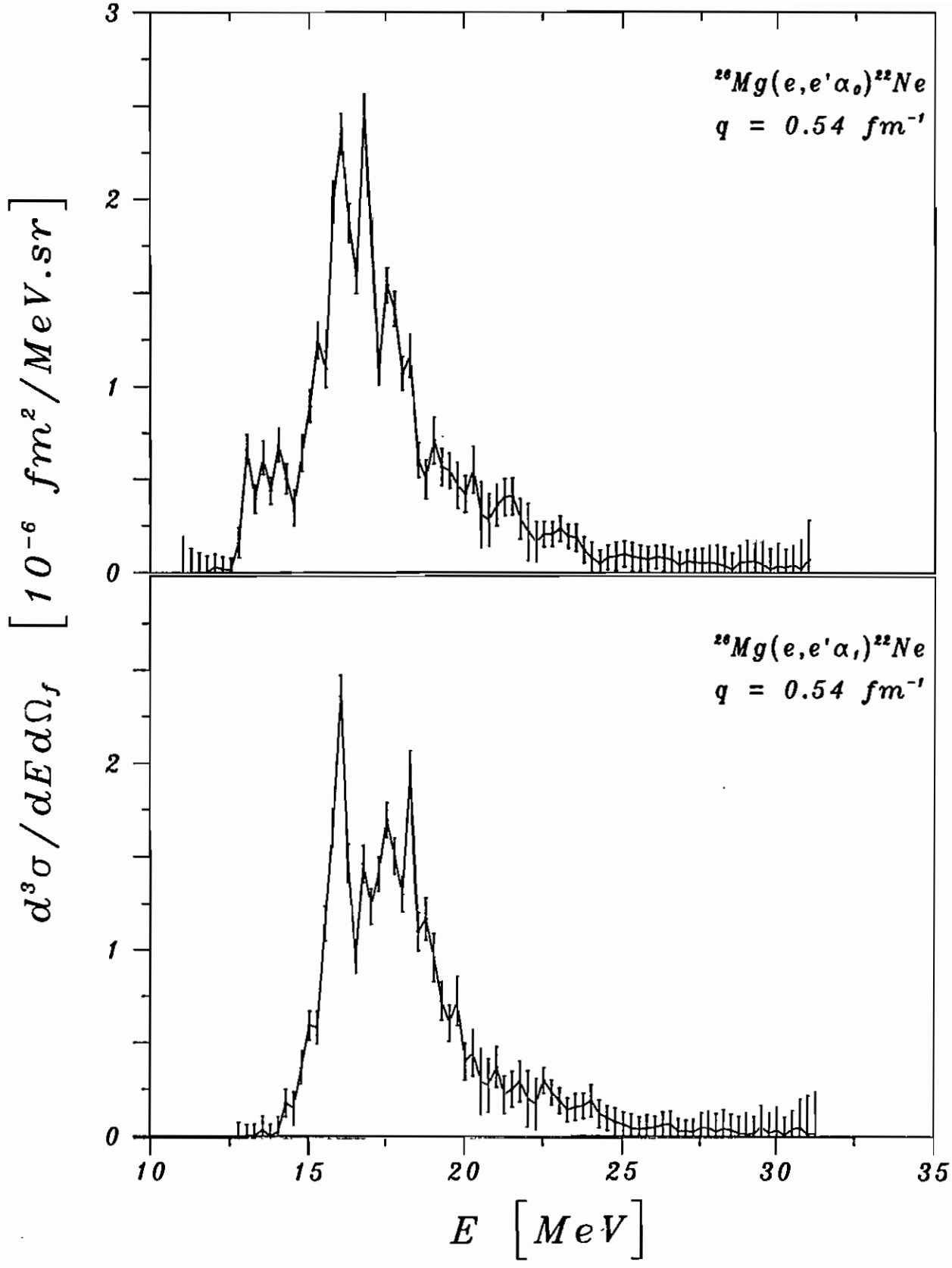


Figura 51 – Seções de choque de coincidência das reações nucleares ^{26}Mg(e,-e'α_0) ^{22}Ne e ^{26}Mg(e,e'α_1) ^{22}Ne, obtidas para momento transferido q = 0,54 fm^{-1} e apresentadas em função da energia de excitação E do núcleo-alvo.

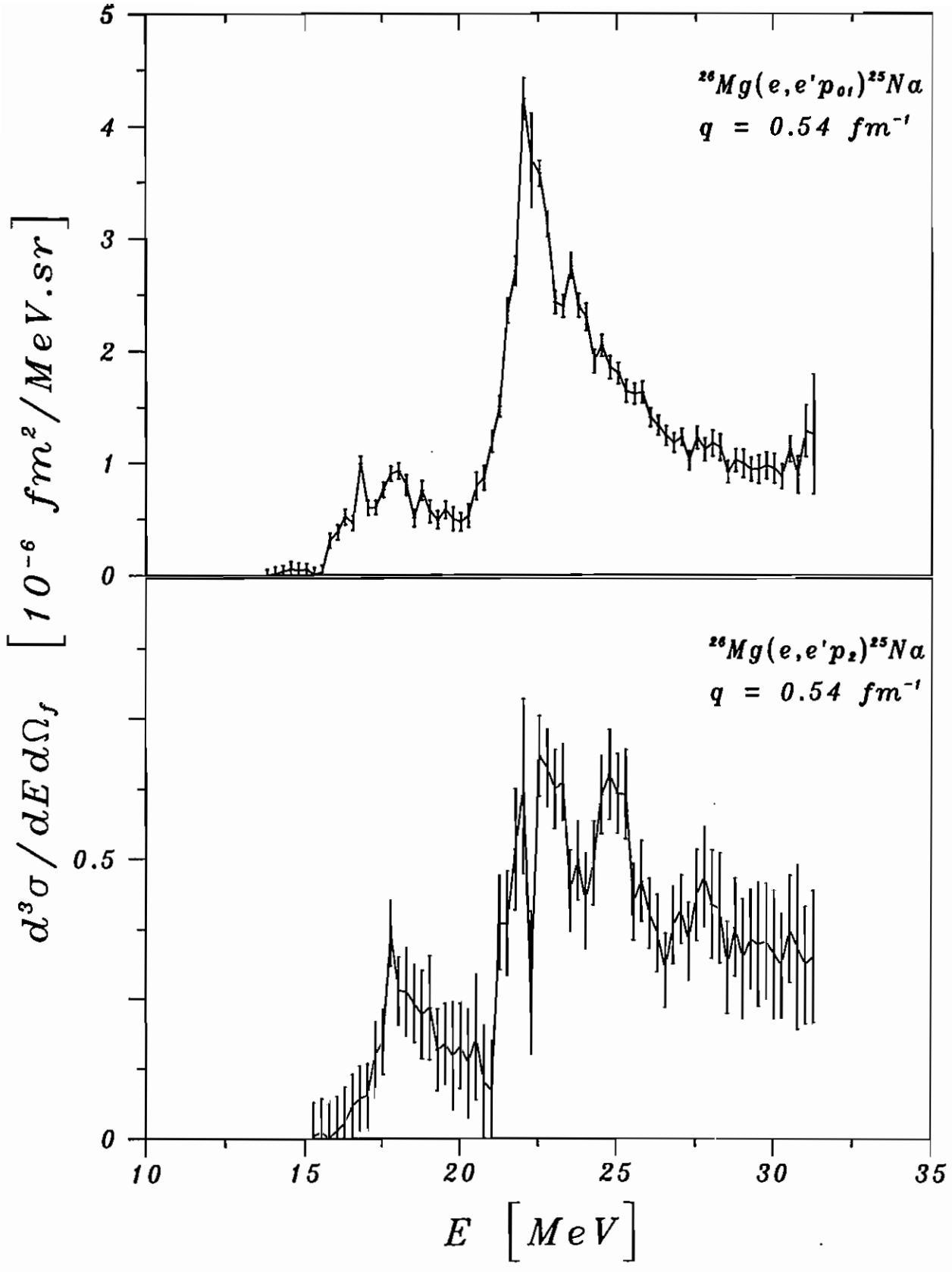


Figura 52 – Seções de choque de coincidência das reações nucleares ^{26}Mg(e,-e'p_{01}) ^{25}Na e ^{26}Mg(e,e'p_2) ^{25}Na, obtidas para momento transferido q = 0,54 fm^{-1} e apresentadas em função da energia de excitação E do núcleo-alvo.

Reação	Intensidade Absoluta $[fm^2/sr]$		Razão
	q=0,35fm^{-1}	q=0,54fm^{-1}	
^{26}Mg(e,e'α_0) ^{22}Ne	$(7,83 \pm 0,80).10^{-5}$	$(8,90 \pm 0,89).10^{-6}$	$8,8 \pm 1,3$
^{26}Mg(e,e'α_1) ^{22}Ne	dados não disponíveis	$(7,70 \pm 0,87).10^{-6}$	———
^{26}Mg(e,e'p_{01}) ^{25}Na	$(45,48 \pm 1,70).10^{-5}$	$(21,22 \pm 1,08).10^{-6}$	$21,4 \pm 1,3$
^{26}Mg(e,e'p_2) ^{25}Na	$(9,71 \pm 0,97).10^{-5}$	$(5,34 \pm 0,69).10^{-6}$	$18,2 \pm 2,9$

Tabela 5 – Intensidade absoluta das seções de choque de coincidência para os dois valores do momento transferido q medidos, abrangendo a faixa de energia de excitação do núcleo-alvo compreendida entre 10 MeV e 32 MeV.

forma em relação a q.

A observação atenta do conjunto das seções de choque de coincidência, para ambos os valores do momento transferido medidos, permite delinear duas faixas de energia de excitação distintas. A primeira, compreendida entre 15 MeV e 20 MeV, é caracterizada por um valor da razão entre as intensidades absolutas dos decaimentos por emissão de prótons e de partículas alfa menor que o valor desta mesma razão calculada para toda a faixa de energia de excitação abrangida pelo experimento (entre 10 MeV e 32 MeV). A segunda, compreendida entre 20 MeV e 32 MeV, é caracterizada pela ocorrência da situação inversa. As diferenças existentes entre estas duas faixas de energia de excitação estão relacionadas na tabela 6.

O comportamento distinto observado nas duas faixas de energia de excitação mencionadas é um indício da influência exercida por efeitos decorrentes de isospin e deformação nuclear sobre as ressonâncias gigantes do núcleo ^{26}Mg, conforme será discutido ao final deste capítulo.

4.4 Distribuições angulares

Conforme explicado na seção dois do capítulo um, a forma das distribuições angulares é determinada pelas amplitudes e fases das ressonâncias gigantes de diferentes multipolaridades originadas através da excitação do núcleo-alvo. Assim pois, no sentido de obter informações sobre estas ressonâncias, tornou-se necessário calcular as distribuições angulares para cada um dos decaimentos investigados.

As distribuições angulares para os decaimentos α_0, α_1, p_{01} e p_2 foram obtidas pela integração das respectivas seções de choque diferenciais quíntuplas de coincidência em intervalos de energia de excitação do núcleo-alvo (ou de energia cinética do elétron espalhado). A localização e a largura destes intervalos foram escolhidas de maneira a abranger valores contidos em uma das duas faixas de energia de excitação mostradas na tabela 6. Obedecido este critério, foram selecionados valores para os quais a seção de choque de coincidência apresenta intensidade elevada , visando assim proporcionar boa estatística ao cálculo das distribuições angulares. Estes cálculos foram realizados por intermédio do programa FKOIN[37].

q (fm^{-1})	E (MeV)	Razão entre intensidades absolutas				
		p_{01}/α_0	p_2/α_0	p_{01}/α_1	p_2/α_1	$(p_{01}+p_2)/(\alpha_0+\alpha_1)$
0,35	10 - 32	$5,81 \pm 0,81$	$1,24 \pm 0,25$	—	—	$7,05 \pm 0,85$
	15 - 20	$1,65 \pm 0,20$	$0,50 \pm 0,09$	—	—	$2,15 \pm 0,22$
	20 - 32	$41,90 \pm 11,39$	$8,05 \pm 2,27$	—	—	$49,95 \pm 11,61$
0,54	10 - 32	$2,38 \pm 0,27$	$0,60 \pm 0,10$	$2,76 \pm 0,34$	$0,69 \pm 0,12$	$1,60 \pm 0,14$
	15 - 20	$0,44 \pm 0,06$	$0,11 \pm 0,05$	$0,45 \pm 0,06$	$0,11 \pm 0,05$	$0,28 \pm 0,04$
	20 - 32	$11,94 \pm 5,12$	$3,02 \pm 1,35$	$13,60 \pm 7,14$	$3,44 \pm 1,85$	$7,97 \pm 2,69$

Tabela 6 – Valores da razão entre intensidades absolutas dos decaimentos estudados no experimento, calculados para os dois momentos transferidos medidos e diferentes faixas de energia de excitação do núcleo-alvo. A sistemática dos valores calculados mostra que na primeira faixa de energia de excitação (localizada entre 15 MeV e 20 MeV) os decaimentos por emissão de partículas alfa são favorecidos, enquanto que na faixa subsequente (localizada entre 20 MeV e 32 MeV) predominam os decaimentos por emissão de prótons.

4.4.1 Distribuições angulares dos decaimentos p_{01}, p_2 e α_1

Para cada ressonância gigante envolvida nos decaimentos p_{01}, p_2 e α_1 há quase sempre mais de uma onda parcial, como resultado das regras de acoplamento LS para o momento angular. Esta multiplicidade impossibilita a determinação teórica dos coeficientes de desenvolvimento (ver capítulo um, seção dois), pois não se consegue avaliar a contribuição isolada de cada onda parcial. Como consequência, torna-se inviável o ajuste de funções de correlação angular calculadas teoricamente às distribuições angulares experimentais obtidas. Portanto, as distribuições angulares correspondentes aos decaimentos p_{01}, p_2 e α_1 são analisadas levando em consideração apenas as suas características gerais, sem empregar cálculos de ajuste teóricos. As ondas parciais que contribuem para cada ressonância gigante envolvida nos decaimentos estudados estão relacionadas na tabela 7 (decaimentos p_{01} e p_2) e na tabela 8 (decaimentos α_0 e α_1).

As figuras 53 e 54 mostram distribuições angulares para a reação ^{26}Mg(e,e'-p_{01}) ^{25}Na, abrangendo valores do momento transferido iguais respectivamente a q = 0,35 fm^{-1} e q = 0,54 fm^{-1}. Estas distribuições angulares foram calculadas mediante integração das seções de choque diferenciais quíntuplas de coincidência em intervalos de energia de excitação do núcleo-alvo com largura de 400 KeV.

A forma das distribuições angulares obtidas para o decaimento p_{01} está relacionada com algumas peculiaridades do mesmo. O experimento de coincidência não possui resolução suficiente para distinguir entre os decaimentos para o estado fundamental e os decaimentos para o primeiro estado excitado do núcleo-produto ^{25}Na, pois a diferença que separa estes dois níveis de energia perfaz somente 90 KeV. A impossibilidade de separação dos decaimentos para estes dois níveis de energia, que apresentam momento angular total diferente, resulta na superposição incoerente de várias ondas parciais para cada ressonância gigante envolvida no decaimento conjunto p_{01} (conforme explicado na tabela 7). Em termos matemáticos, a superposição mencionada consiste na soma de polinômios de Legendre das mais diferentes ordens, fornecendo como resultado um comportamento aproximadamente isotrópico para a distribuição angular observada.

Uma situação diversa da anteriormente descrita é verificada em relação ao decaimento por emissão de prótons para o segundo estado excitado do núcleo-

^{26}Mg	^{25}Na				
RG	J_B^η	Decaimento	L_c	J_c	Ondas Parciais
E0	$5^+/2$	p_{01}	2	5/2	$d_{5/2}$
	$3^+/2$		2	3/2	$d_{3/2}$
	$1^+/2$	p_2	0	1/2	$s_{1/2}$
E1	$5^+/2$	p_{01}	1 ; 3	3/2 ; 5/2 ; 7/2	$p_{3/2}$; $f_{5/2}$; $f_{7/2}$
	$3^+/2$		1 ; 3	1/2 ; 3/2 ; 5/2	$p_{1/2}$; $p_{3/2}$; $f_{5/2}$
	$1^+/2$	p_2	1	1/2 ; 3/2	$p_{1/2}$; $p_{3/2}$
E2	$5^+/2$	p_{01}	0 ; 2 ; 4	1/2 ; 3/2 ; 5/2 ; 7/2 ; 9/2	$s_{1/2}$; $d_{3/2}$; $d_{5/2}$; $g_{7/2}$; $g_{9/2}$
	$3^+/2$		0 ; 2 ; 4	1/2 ; 3/2 ; 5/2 ; 7/2	$s_{1/2}$; $d_{3/2}$; $d_{5/2}$; $g_{7/2}$
	$1^+/2$	p_2	2	3/2 ; 5/2	$d_{3/2}$; $d_{5/2}$

Tabela 7 – Ressonâncias gigantes elétricas (RGEL) originadas por excitação do núcleo-alvo ^{26}Mg e decaimentos das mesmas para o núcleo-produto ^{25}Na. A tabela mostra os valores do momento angular total e paridade dos primeiros níveis de energia dos núcleo-produto (J_B^η), do momento angular (L_c) e do momento angular total (J_c) do próton emitido. Sendo spin e paridade do próton igual a $S_c = 1^+/2$ e o momento angular total do estado fundamental no núcleo ^{26}Mg tal que $J_0 = 0^+$, as ondas parciais designadas por $(L_c)_{J_c}$ são formadas segundo as regras de acoplamento LS para o momento angular $[\mid L - J_B \mid \leq J_c \leq L + J_B; \mid J_c - S_c \mid \leq L_c \leq J_c + S_c]$ e conservação da paridade $\left[\eta_B \eta_c = (-1)^{L_c} \eta_{RG}\right]$.

^{26}Mg	^{22}Ne				
RG	J_B^η	Decaimento	L_c	J_c	Ondas Parciais
E0	0^+	α_0	0	0	s_0
	2^+	α_1	2	2	d_2
E1	0^+	α_0	1	1	p_1
	2^+	α_1	1 ; 3	1 ; 2 ; 3	p_1 ; f_3
E2	0^+	α_0	2	2	d_2
	2^+	α_1	0 ; 2 ; 4	0 ; 1 ; 2 ; 3 ; 4	s_0 ; d_2 ; g_4

Tabela 8 – Ressonâncias gigantes elétricas (RGEL) originadas por excitação do núcleo-alvo ^{26}Mg e decaimentos das mesmas para o núcleo-produto ^{22}Ne. A tabela mostra os valores do momento angular total e paridade dos primeiros níveis de energia do núcleo-produto (J_B^η), do momento angular (L_c) e do momento angular total (J_c) da partícula alfa emitida. Sendo spin e paridade da partícula alfa igual a $S_c = 0^+$ e o momento angular total do estado fundamental no núcleo ^{26}Mg tal que $J_0 = 0^+$, as ondas parciais designadas por $(L_c)_{J_c}$ são formadas segundo as regras de acoplamento LS para o momento angular $[\mid L - J_B \mid \leq J_c \leq L + J_B; \mid J_c - S_c \mid \leq L_c \leq J_c + S_c]$ e conservação da paridade $\left[\eta_B \eta_c = (-1)^{L_c} \eta_{RG}\right]$.

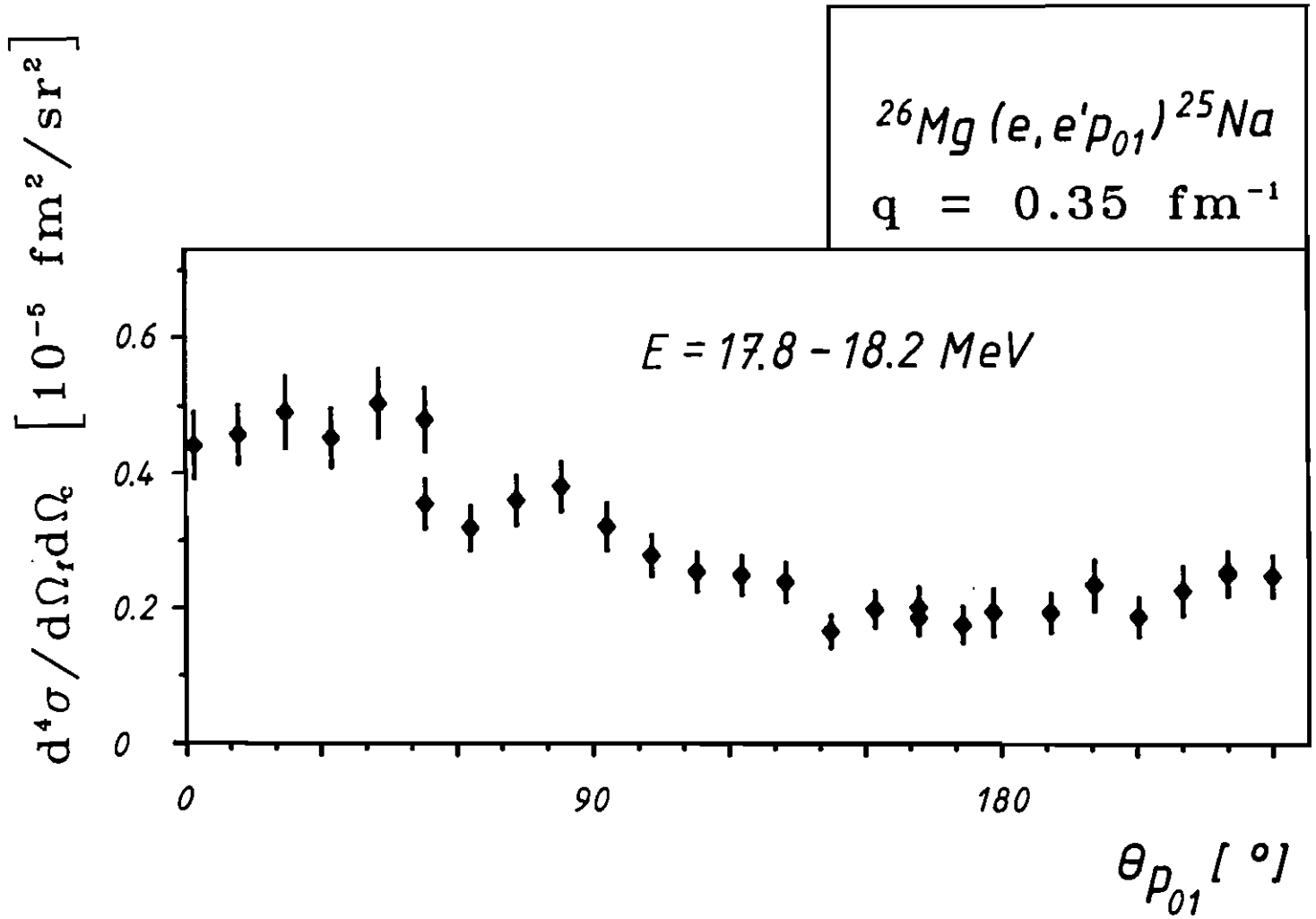


Figura 53 – Distribuição angular para a reação ^{26}Mg(e,e'p_{01}) ^{25}Na, obtida para momento transferido q = 0,35 fm^{-1} de maneira a abranger o intervalo de energia de excitação compreendido entre 17,8 MeV e 18,2 MeV. O intervalo de energia de excitação escolhido corresponde a valores situados na faixa 15 MeV - 20 MeV para os quais a seção de choque de coincidência da reação apresenta maior intensidade.

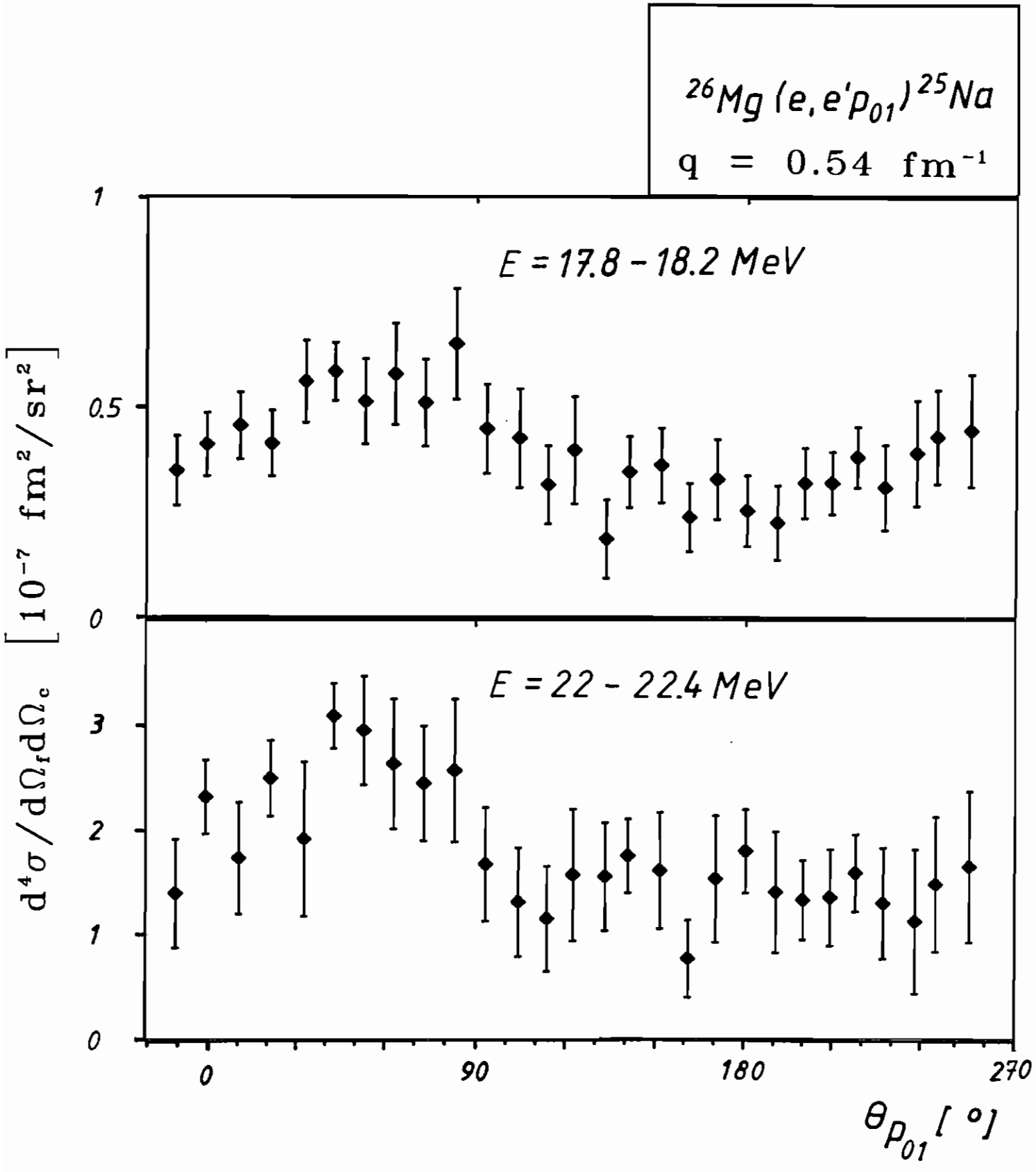


Figura 54 – Distribuições angulares para a reação ^{26}Mg(e,e'p_{01}) ^{25}Na, obtidas para momento transferido q = 0,54 fm^{-1} de maneira a abranger os intervalos de energia de excitação do núcleo-alvo entre 17,8 MeV e 18,2 MeV assim como entre 22,0 MeV e 22,4 MeV. Os intervalos de energia de excitação escolhidos correspondem a valores situados nas faixas 15 MeV - 20 MeV e 20 MeV - 32 MeV onde a seção de choque de coincidência da reação apresenta intensidade elevada.

produto ^{25}Na. Este estado não só é separado energeticamente como também possui momento angular total cujo valor não nulo $J = 1/2$ é o menor possível. Como consequência, para cada ressonância gigante envolvida no decaimento p_2 contribuem no máximo duas ondas parciais , conforme mostra a tabela 7. Em decorrência destas características, a forma das distribuições angulares apresenta regiões com máximos e mínimos mais nitidamente delineadas.

Este comportamento anisotrópico pode ser constatado por meio das figuras 55 e 56, nas quais são mostradas distribuições angulares para a reação ^{26}Mg(e,e'p_2) ^{25}Na abrangendo valores do momento transferido iguais respectivamente a q = 0,35 fm^{-1} e q = 0,54 fm^{-1}. Uma vez mais, as distribuições angulares foram calculadas mediante integração das seções de choque diferenciais quíntuplas de coincidência em intervalos de energia de excitação do núcleo-alvo com largura de 400 KeV.

As distribuições angulares para a reação ^{26}Mg(e,e'α_1) ^{22}Ne, obtidas para q = 0,54 fm^{-1} e integração das respectivas seções de choque diferenciais quíntuplas de coincidência em intervalos de energia de excitação do núcleo-alvo com largura de 200 KeV, apresentam comportamento aproximadamente isotrópico, conforme mostra a figura 57. Este comportamento é causado pela superposição incoerente das várias ondas parciais que contribuem para cada ressonância gigante envolvida no decaimento α_1 (ver tabela 8). Comportamento semelhante foi observado em distribuições angulares para a reação ^{40}Ca(e,e'α_1) ^{36}Ar, obtidas para q = 0,49 fm^{-1} e q = 0,66 fm^{-1}. Nesta reação , o estado fundamental do núcleo-alvo ^{40}Ca possui momento angular total $J = 0^+$ e o primeiro estado do núcleo-produto ^{36}Ar possui momento angular total $J = 2^+$, configurando exatamente a mesma situação verificada para o núcleo-alvo ^{26}Mg e o núcleo-produto ^{22}Ne no que se refere ao acoplamento de momentos angulares[38].

Uma análise mais detalhada das distribuições angulares obtidas para os decaimentos p_{01}, p_2 e α_1, sob o ponto de vista quantitativo, requer a determinação da composição multipolar das respectivas seções de choque de coincidência. Semelhante determinação não pode ser feita sem que outros valores do momento transferido q venham a ser medidos. Por outro lado, a análise completa das distribuições angulares obtidas experimentalmente será efetuada para o decaimento α_0.

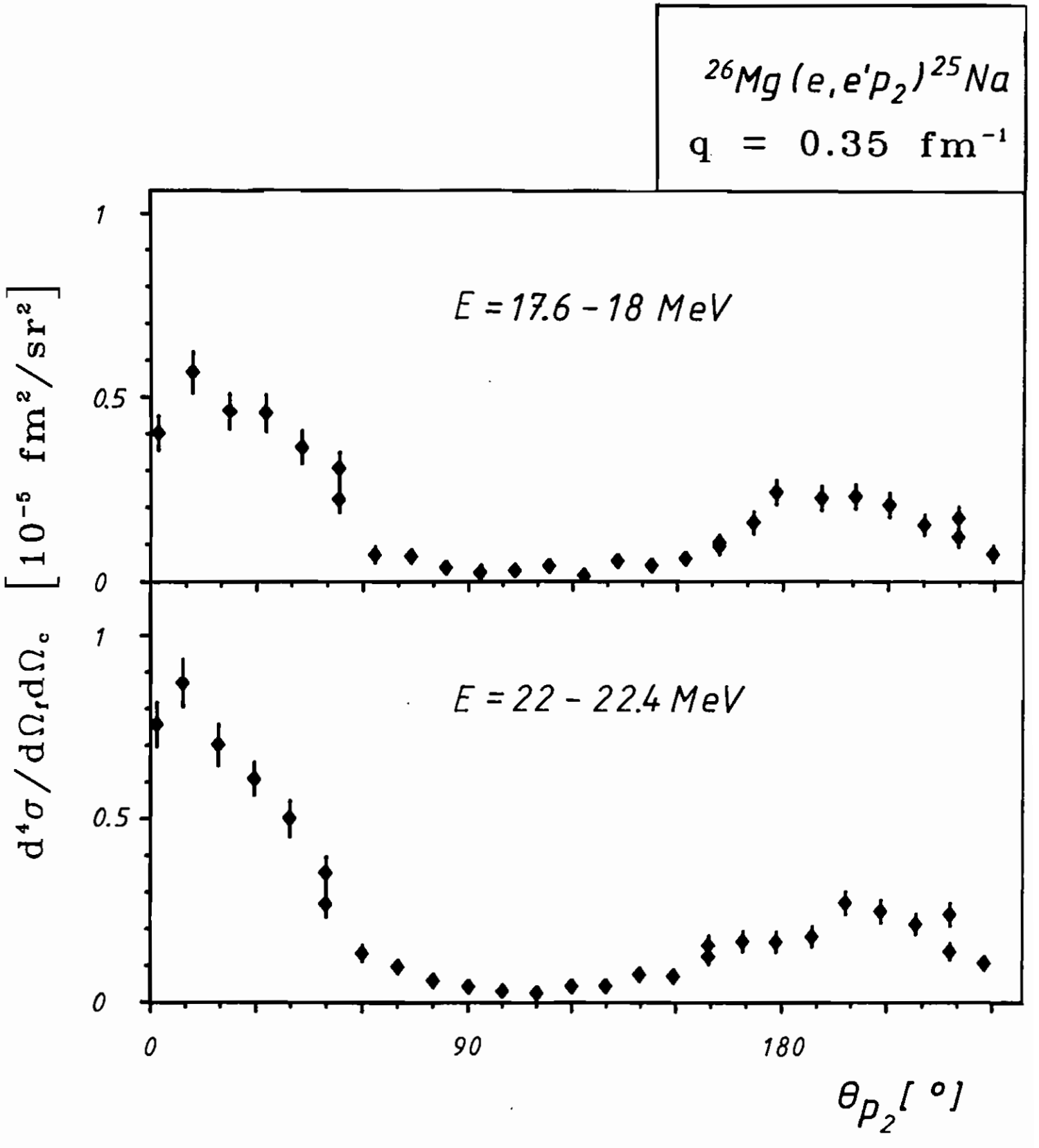


Figura 55 – Distribuições angulares para a reação ^{26}Mg(e,e'p_2) ^{25}Na, obtidas para momento transferido q = 0,35 fm^{-1} de maneira a abranger os intervalos de energia de excitação do núcleo-alvo entre 17,6 MeV e 18,0 MeV assim como entre 22,0 MeV e 22,4 MeV. Os intervalos de energia de excitação escolhidos correspondem aos valores para os quais a seção de choque de coincidência da reação apresenta maior intensidade.

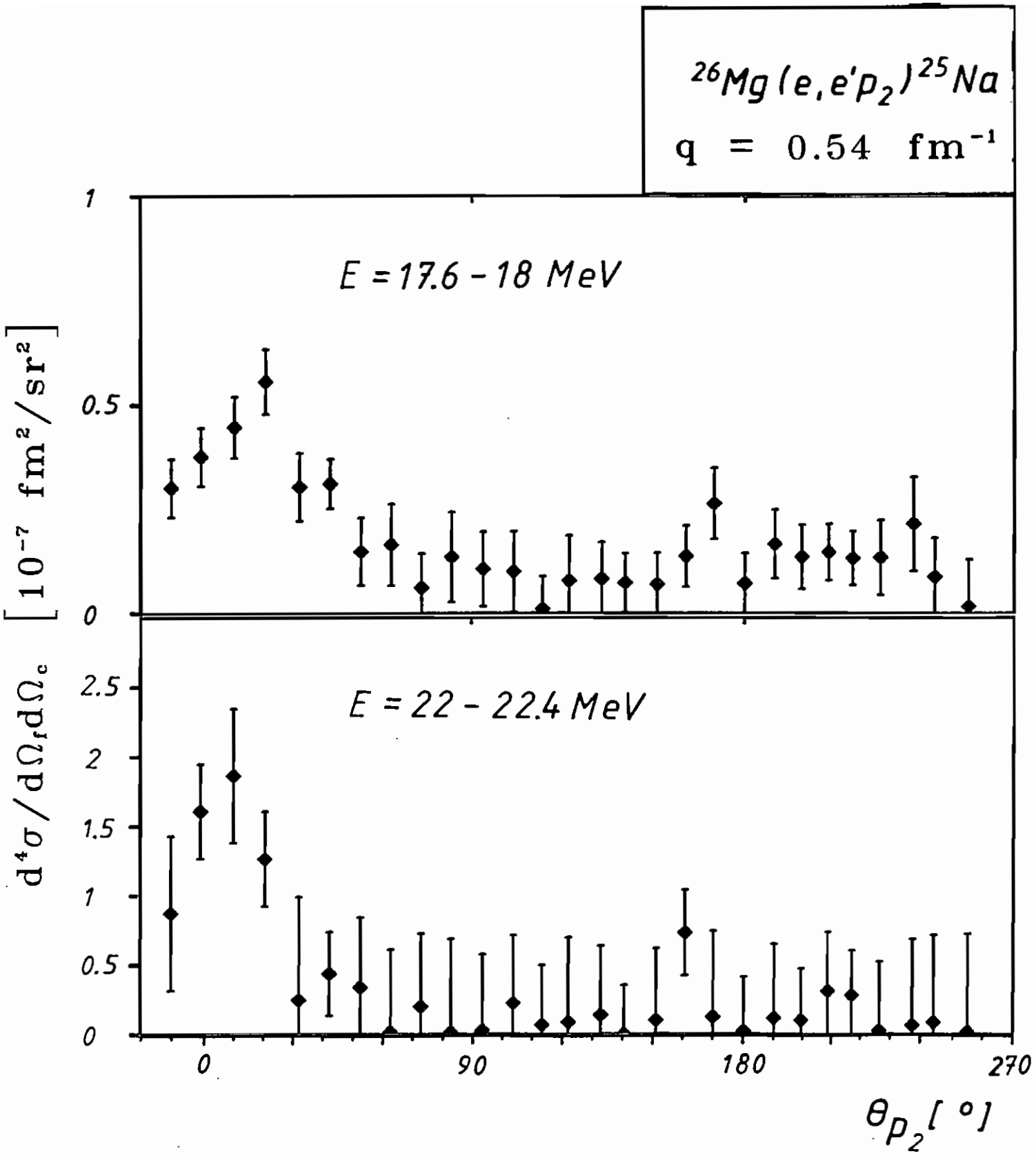


Figura 56 – Distribuições angulares para a reação ^{26}Mg(e,e'p_2) ^{25}Na, obtidas para momento transferido q = 0,54 fm^{-1} de maneira a abranger os intervalos de energia de excitação do núcleo-alvo entre 17,6 MeV e 18,0 MeV assim como entre 22,0 MeV e 22,4 MeV. Os intervalos de energia de excitação escolhidos correspondem a valores situados nas faixas 15 MeV - 20 MeV e 20 MeV - 32 MeV onde a seção de choque de coincidência da reação apresenta intensidade elevada.

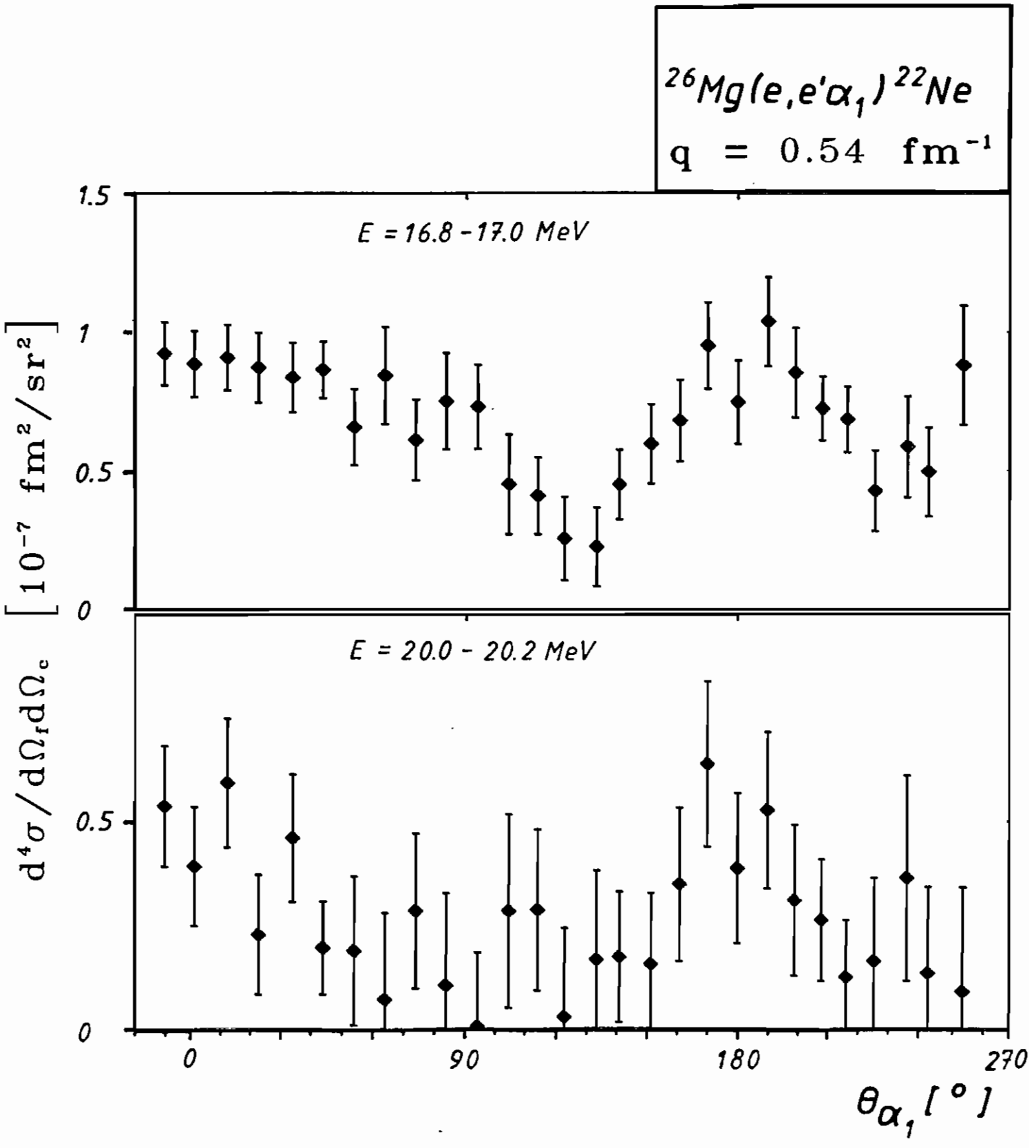


Figura 57 – Distribuições angulares para a reação ^{26}Mg(e,e'α_1) ^{22}Ne, obtidas para momento transferido q = 0,54 fm^{-1} de maneira a abranger os intervalos de energia de excitação do núcleo-alvo entre 16,8 MeV e 17,0 MeV assim como entre 20,0 MeV e 20,2 MeV. Os intervalos de energia de excitação escolhidos correspondem a valores situados nas faixas 15 MeV - 20 MeV e 20 MeV - 32 MeV onde a seção de choque de coincidência da reação apresenta intensidade elevada.

4.4.2 Distribuições angulares do decaimento α_0

A tabela 8 mostra que existe sempre uma única onda parcial para cada ressonância gigante envolvida no decaimento α_0. Esta característica particular permite que o procedimento adotado na análise das distribuições angulares correspondentes a este decaimento seja distinto daquele descrito na parte anterior. O novo procedimento requer cálculos para ajustar funções de correlação angular teóricas às distribuições angulares experimentais. Estes cálculos consistiram na variação dos parâmetros desconhecidos das funções de correlação angular teóricas (amplitudes e fases dos fatores de forma longitudinais e transversais), no sentido de obter o melhor ajuste possível aos pontos obtidos experimentalmente. A exemplo dos cálculos utilizados na determinação das distribuições angulares, os ajustes também foram realizados por intermédio do programa FKOIN[37].

Os cálculos de ajuste incluiram apenas as ressonâncias gigantes de monopolo elétrico (RGE0), dipolo elétrico (RGE1) e isoescalar de quadrupolo elétrico (RGE2), pois ressonâncias com multipolaridade mais elevada são fracamente excitadas através de transferências de momento da ordem empregada no experimento, ou seja, q $\cong$ 0,5 fm^{-1}. Com o objetivo de averiguar a validade deste critério, foi usado o programa HADES[31] no cálculo da componente isoescalar de octupolo elétrico (E3), supondo aproximação de onda distorcida (DWBA) e adotando o modelo de Tassie modificado para a densidade volumétrica de carga elétrica de transição $\rho_L(r)$ (ver seção 4.4.3). Este cálculo forneceu para a componente devida à RGE3 na seção de choque total de coincidência, considerando pleno esgotamento da respectiva regra de soma, uma contribuição de aproximadamente 1% para q = 0,35 fm^{-1} e 2,5% para q = 0,54 fm^{-1}.

Nestas circunstâncias, os parâmetros das funções de correlação angular teóricas calculados por ajuste foram as amplitudes C0, C1 e C2, além das fases relativas δ_{10} e δ_{20} entre as ressonâncias que sofrem decaimento (conforme explicado no capítulo um, seção dois). A fase relativa entre as ressonâncias de dipolo elétrico (RGE1) e isoescalar de quadrupolo elétrico (RGE2) é dada por $\delta_{12} = \delta_{10} - \delta_{20}$. No cálculo das amplitudes T1 e T2 dos fatores de forma transversais foi utilizada a expressão [39]

$$\frac{TL}{CL} = -\frac{E}{q}\sqrt{\frac{L+1}{L}} \tag{4.2}$$

conhecida como Teorema de Siegert, onde $L \geq 1$ é o momento angular da ressonância gigante elétrica, q é o valor do momento transferido e E é a energia de excitação média do núcleo-alvo no intervalo abrangido pela distribuição angular experimental considerada. A expressão (4.2) é válida somente quando q $\rightarrow E$, condição que se verifica no experimento de coincidência ^{26}Mg(e,e'c) porque os elétrons incidentes e espalhados eram ultra-relativistas e as medidas foram efetuadas para valores pequenos do ângulo de espalhamento θ_e.

As figuras 58 e 59 mostram distribuições angulares para a reação ^{26}Mg(e,e'-α_0) ^{22}Ne, abrangendo valores do momento transferido iguais respectivamente a q = 0,35 fm^{-1} e q = 0,54 fm^{-1}. Estas distribuições angulares foram calculadas mediante integração das seções de choque diferenciais quíntuplas de coincidência em intervalos de energia de excitação do núcleo-alvo com largura de 200 KeV. Os intervalos escolhidos correspondem a valores situados nas faixas 15 MeV - 20 MeV e 20 MeV - 32 MeV onde a seção de choque de coincidência da reação apresenta intensidade elevada. As linhas contínuas observadas nestas figuras representam as funções de correlação angular teóricas ajustadas a cada distribuição angular mostrada.

O cálculo das amplitudes e fases da maneira descrita em linhas gerais nesta parte constitui o embasamento de um método independente de modelos para determinar a composição multipolar da seção de choque de coincidência ^{26}Mg(e,e'α_0) ^{22}Ne.

4.4.3 Composição multipolar da seção de choque de coincidência ^{26}Mg(e,e'α_0) ^{22}Ne

No sentido de determinar a composição multipolar da seção de choque de coincidência para a reação ^{26}Mg(e,e'α_0) ^{22}Ne, tornou-se necessário inicialmente dividir a totalidade da faixa de energia de excitação abrangida pelo experimento (entre 10 MeV e 32 MeV) em 183 intervalos com larguras iguais a 120 KeV (no caso das medidas correspondentes a q = 0,35 fm^{-1}, que apresentavam melhor estatística) e em 88 intervalos com larguras iguais a 250 KeV (no caso das medidas correspondentes a q = 0,54 fm^{-1}). Para cada intervalo de energia estabelecido foi calculada a distribuição angular experimental correspondente e ajustada uma função de correlação angular

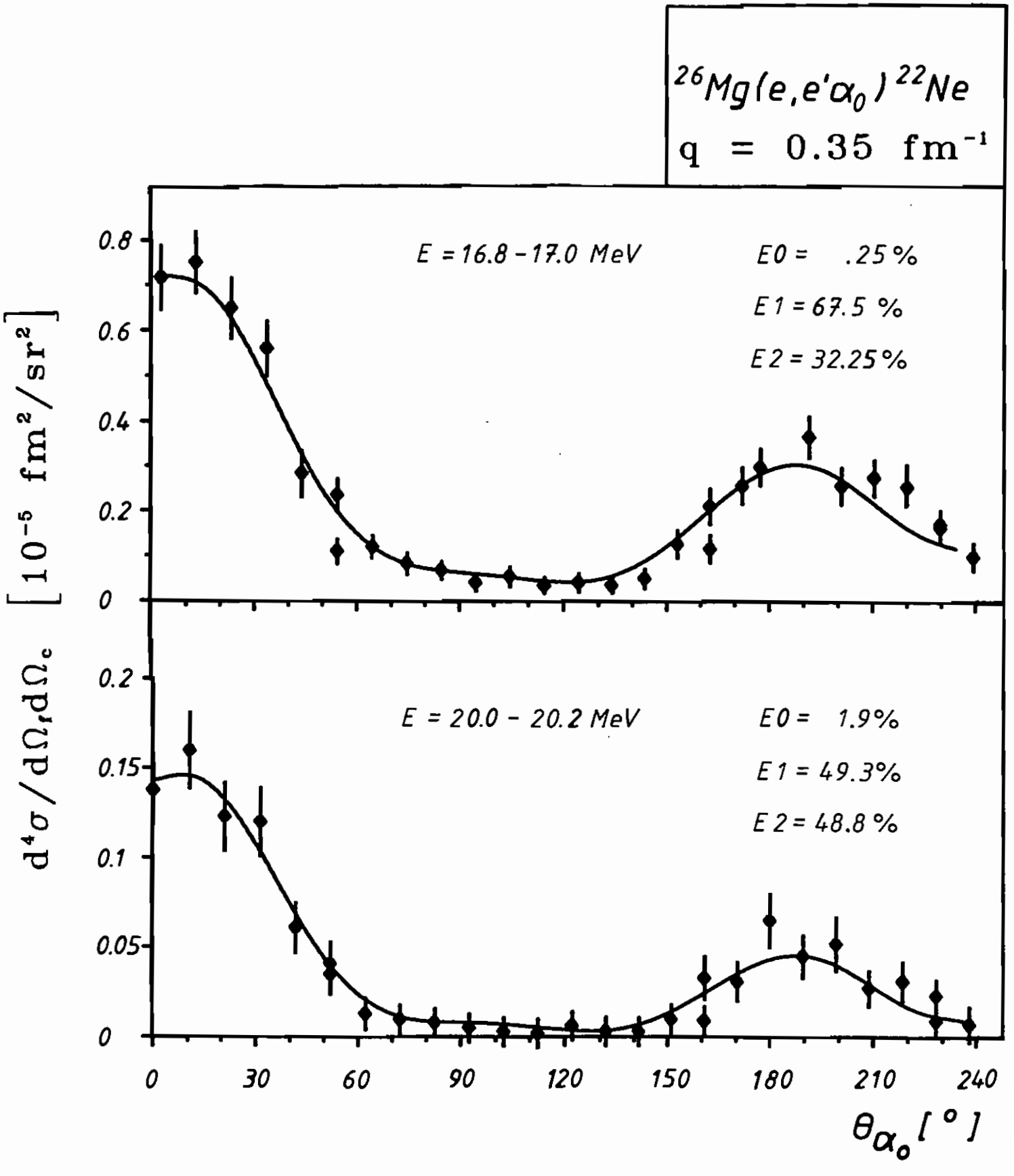


Figura 58 – Distribuições angulares para a reação ^{26}Mg(e,e'α_0) ^{22}Ne, obtidas para momento transferido q = 0,35 fm^{-1} de maneira a abranger os intervalos de energia de excitação do núcleo-alvo entre 16,8 MeV e 17,0 MeV assim como entre 20,0 MeV e 20,2 MeV. As linhas contínuas representam funções de correlação angular teóricas ajustadas às distribuições angulares. A composição multipolar de cada distribuição angular, obtida como solução do ajuste efetuado, também é mostrada.

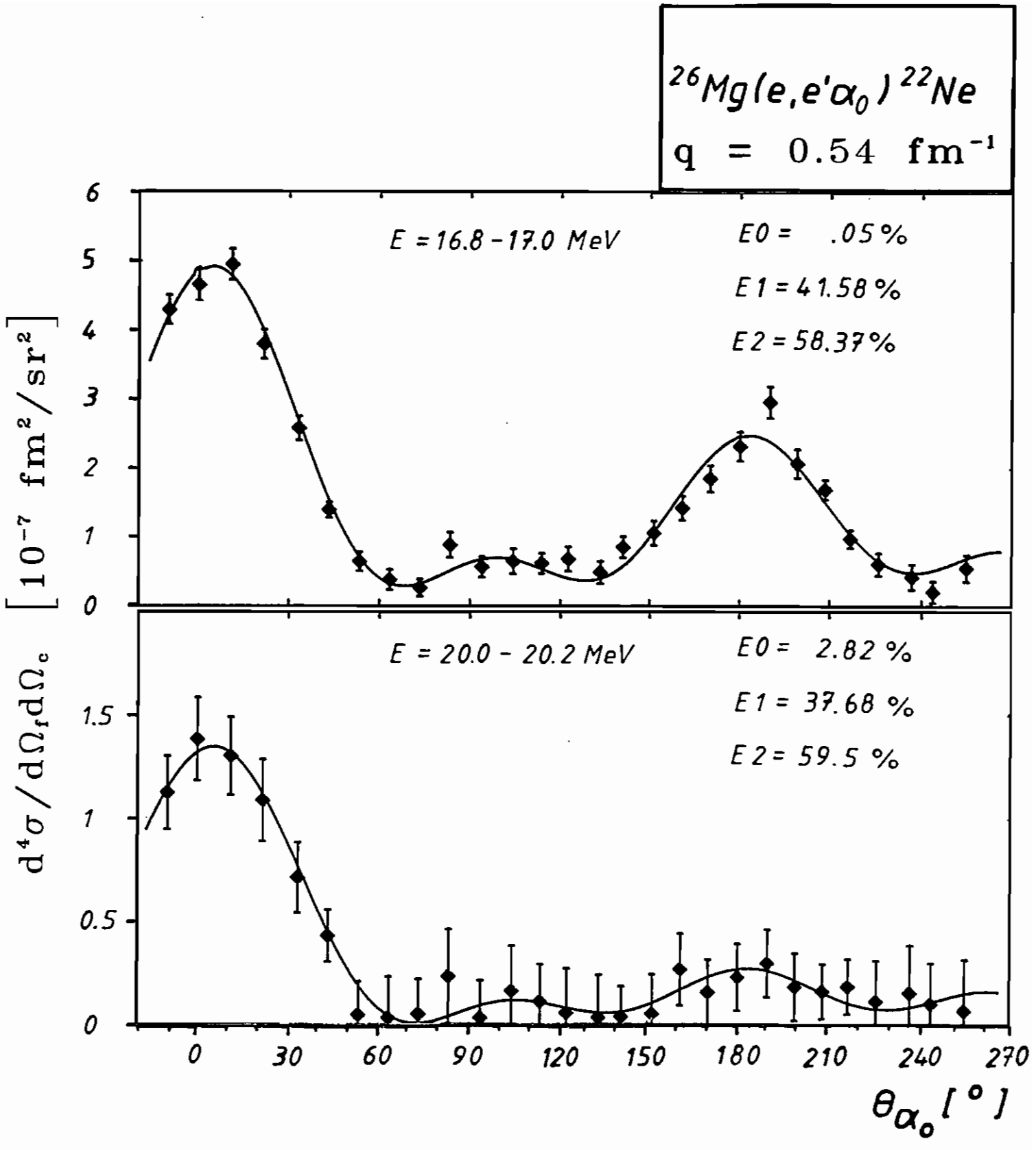


Figura 59 – Distribuições angulares para a reação ^{26}Mg(e,e'α_0) ^{22}Ne, obtidas para momento transferido q = 0,54 fm^{-1} de maneira a abranger os intervalos de energia de excitação do núcleo-alvo entre 16,8 MeV e 17,0 MeV assim como entre 20,0 MeV e 20,2 MeV. As linhas contínuas representam funções de correlação angular teóricas ajustadas às distribuições angulares. A composição multipolar de cada distribuição angular, obtida como solução do ajuste efetuado, também é mostrada.

teórica. Este procedimento teve por objetivo determinar as amplitudes e fases dos fatores de forma longitudinais e transversais em cada intervalo de energia e , consequentemente, obter as componentes multipolares (E0, E1 e E2 isoescalar) da seção de choque de coincidência como funções da energia de excitação do núcleo-alvo.

Ainda que este método independente de modelos seja aplicável à análise do decaimento α_0, convém destacar que o mesmo apresenta um problema decorrente do ajuste fornecer soluções não unívocas para quatro dos cinco parâmetros investigados, conforme será explicado a seguir.

As funções de correlação angular teóricas utilizadas no método independente de modelos apresentam a expressão geral

$$W(\theta) = \mid \sum_{L=0}^{2} \sqrt{2L+1} \cdot CL \cdot e^{i\delta_L} \cdot P_L(\cos\theta) \mid^2 \tag{4.3}$$

onde θ designa o ângulo polar da partícula α_0 emitida, medido no sistema de referência do centro de massa do núcleo-alvo. Ao ser desenvolvida, a expressão (4.3) assume a forma

$$\begin{aligned} W(\theta) \;=\; & \mid C0 \mid^2 P_0(\cos\theta) + \mid C1 \mid^2 [1 + 2P_2(\cos\theta)] \\ & + \mid C2 \mid^2 \left[1 + \frac{10}{7} P_2(\cos\theta) + \frac{18}{7} P_4(\cos\theta)\right] \\ & + 2\sqrt{3} \cdot \cos\delta_{10} \cdot C0 \cdot C1 \cdot P_1(\cos\theta) \\ & + 2\sqrt{5} \cdot \cos\delta_{20} \cdot C0 \cdot C2 \cdot P_2(\cos\theta) \\ & + \sqrt{15} \cdot C1 \cdot C2 \cdot \cos(\delta_{10} - \delta_{20}) \\ & \cdot \left[\frac{4}{5} P_1(\cos\theta) + \frac{6}{5} P_3(\cos\theta)\right] \end{aligned} \tag{4.4}$$

uma vez que $\mid e^{-i\delta_0} \mid^2 = 1$.

Agrupando os termos da expressão (4.4) segundo os polinômios de Legendre, são obtidos os coeficientes

$$\begin{aligned} a_0 &= \mid CO \mid^2 + \mid C1 \mid^2 + \mid C2 \mid^2 \\ a_1 &= 2\sqrt{3} \cdot \cos\delta_{10} \cdot C0 \cdot C1 + \frac{4}{5} \cdot \sqrt{15} \cdot \cos(\delta_{10} - \delta_{20}) \cdot C1 \cdot C2 \end{aligned}$$

$$
\begin{aligned}
a_2 &= 2 \mid C1 \mid^2 + \frac{10}{7} \mid C2 \mid^2 + 2\sqrt{5} \cdot \cos\delta_{20} \cdot C0 \cdot C2 \\
a_3 &= \frac{6}{5} \cdot \sqrt{15} \cdot \cos(\delta_{10} - \delta_{20}) \cdot C1 \cdot C2 \\
a_4 &= \frac{18}{7} \mid C2 \mid^2
\end{aligned}
\tag{4.5}
$$

que são funções dos parâmetros fisicamente relevantes C0, C1, C2, δ_{10} e δ_{20} e podem ser determinados por meio de ajuste aos pontos experimentais da distribuição angular. É possível simplificar o sistema de equações (4.5) por meio da introdução das combinações

$$
\begin{aligned}
b_0 &= a_0 - \frac{7}{18} a_4 \\
b_1 &= \frac{1}{\sqrt{3}} \left[\frac{a_1}{2} - \frac{a_3}{3} \right] \\
b_2 &= a_0 - \frac{a_2}{2} - \frac{a_4}{9} \\
b_3 &= \sqrt{\frac{5}{42 \cdot a_4}} \cdot a_3 \\
b_4 &= \frac{1}{3} \sqrt{\frac{7 \cdot a_4}{2}}
\end{aligned}
\tag{4.6}
$$

de maneira que

$$
\begin{aligned}
b_0 &= \mid C0 \mid^2 + \mid C1 \mid^2 \\
b_1 &= C0 \cdot C1 \cdot \cos\delta_{10} \\
b_2 &= \mid C0 \mid^2 - \sqrt{5} \cdot C0 \cdot C2 \cdot \cos\delta_{20} \\
b_3 &= C1 \cdot \cos(\delta_{10} - \delta_{20}) \\
b_4 &= C2
\end{aligned}
\tag{4.7}
$$

Utilizando a relação trigonométrica

$$
\cos(\delta_{10} - \delta_{20}) = \cos\delta_{10} \cos\delta_{20} + \sin\delta_{10} \sin\delta_{20} \tag{4.8}
$$

e reagrupando os termos do sistema de equações (4.7), obtém-se a seguinte equação envolvendo o parâmetro C0 :

$$| C0 |^6 + K_1 | C0 |^4 + K_2 | C0 |^2 + K_3 = 0 \tag{4.9}$$

onde

$$\begin{aligned} K_1 &= -5b_4^2 - 2b_2 - b_0 \\ K_2 &= 5b_0b_4^2 + 2b_0b_2 + b_2^2 + 2\sqrt{5}b_1b_3b_4 - 5b_3^2b_4^2 \\ K_3 &= -b_0b_2^2 - 5b_1^2b_4^2 - 2\sqrt{5}b_1b_2b_3b_4 \end{aligned} \tag{4.10}$$

A equação (4.9) possui três soluções reais ou uma solução real e duas soluções complexas conjugadas para $| C0 |^2$. No entanto, sendo C0 um número real (módulo de um elemento de matriz complexo), as duas soluções complexas não têm significado físico. Uma solução para $| C0 |^2$ é fornecida pelo resultado do ajuste da função de correlação angular teórica aos pontos de distribuição angular experimental. Esta primeira solução será designada por $| C0 |^2 (1)$. A equação (4.9) pode então ser escrita da seguinte maneira :

$$\begin{aligned} &\left\{| C0 |^2 - | C0 |^2 (1)\right\} . \left\{| C0 |^4 + \left[K_1 + | C0 |^2 (1)\right] . \right. \\ &\left. | C0 |^2 + \left[K_2 + K_1 | C0 |^2 (1) + | C0 |^4 (1)\right]\right\} = 0 \end{aligned} \tag{4.11}$$

possibilitando assim a obtenção das outras duas soluções para $| C0 |^2$, dadas pela expressão :

$$| C0 |^2 (2,3) = \frac{1}{2}\left[-\left[K_1 + | C0 |^2 (1)\right] \mp \sqrt{[K_1 - | C0 |^2 (1)]^2 - 4[K_2 + | C0 |^4 (1)]}\right] \tag{4.12}$$

no caso em que $[K_1 - | C0 |^2 (1)]^2 - 4[K_2 + | C0 |^4 (1)] \geq 0$. Na expressão (4.12) o termo $| C0 |^2 (2,3)$ designa a segunda e a terceira soluções , respectivamente .

A partir do sistema de equações (4.7) podem ser obtidas as soluções para os demais parâmetros fisicamente relevantes :

$$| C1 |^2 (1,2,3) = b_0 - | C0 |^2 (1,2,3), \text{ caso } b_0 \geq | C0 |^2 (1,2,3)$$

$$| C2 |^2 (1,2,3) = b_4^2 \text{ (solução unívoca)}$$

$$\delta_{10}(1,2,3) = \arccos\left[\frac{b_1}{C0(1,2,3)\cdot\sqrt{b_0 - |C0|^2(1,2,3)}}\right], \text{ caso } | arg | \leq 1$$

$$\delta_{20}(1,2,3) = \arccos\left[\frac{b_2 - |C0|^2(1,2,3)}{\sqrt{5}\cdot b_4 \cdot C0(1,2,3)}\right], \text{ caso } | arg | \leq 1$$

Uma condição adicional, não demonstrável analiticamente, implica no descarte do maior valor obtido para $| C0 |^2$ e, consequentemente, da terceira solução encontrada. Verificou-se que $| C0 |^2 (3) > b_0$ em todas as hipóteses investigadas[40].

Assim pois, foram obtidas duas soluções diferentes através do método adotado nesta etapa da análise. Estas duas soluções apresentam componentes de quadrupolo elétrico iguais, porém componentes de monopolo e dipolo elétrico distintas para a seção de choque de coincidência da reação ^{26}Mg(e,e'α_0) ^{22}Ne.

As componentes multipolares obtidas para q = 0,35 fm^{-1} e abrangendo as duas soluções encontradas são mostradas em função da energia de excitação do núcleo-alvo nas figuras 60-62. Estas figuras incluem apenas resultados contidos na faixa de energia de excitação compreendida entre 14 MeV e 26 MeV, uma vez que a estatística das medidas fora destes limites era insuficiente.

Analogamente, as componentes multipolares obtidas para q=0,54fm^{-1} são mostradas nas figuras 63-65 incluindo resultados contidos na faixa de energia de excitação compreendida entre 13 MeV e 26 MeV. Nas soluções obtidas para as componentes de monopolo elétrico (E0) e dipolo elétrico (E1), adotou-se a largura de 500 KeV para os intervalos de energia de excitação situados na faixa entre 18 MeV e 26 MeV, por causa da baixa estatística.

Uma característica comum às composições multipolares obtidas para ambos os valores de q consiste no fato da primeira solução apresentar uma componente de monopolo elétrico (E0) cuja intensidade absoluta é muito maior

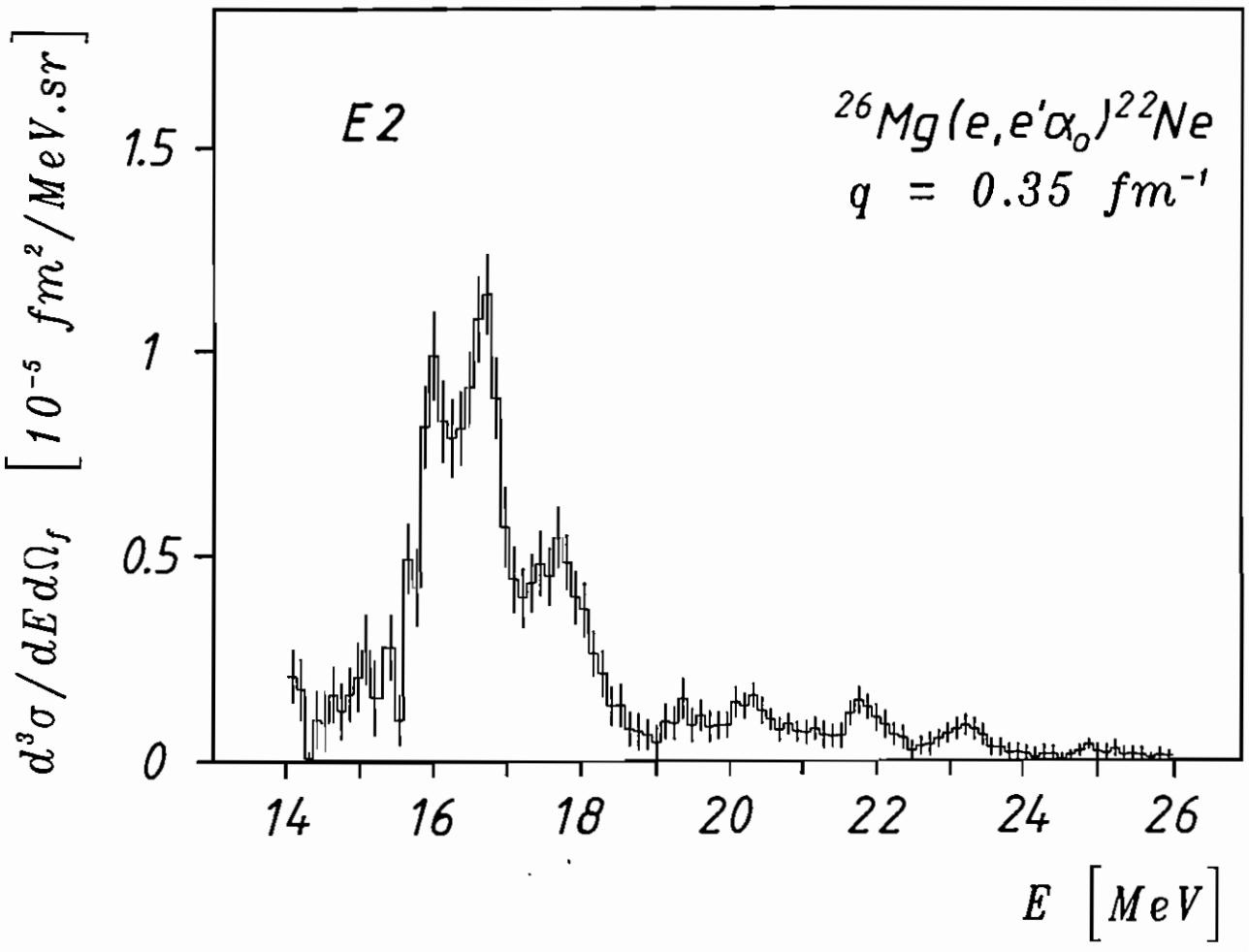


Figura 60 – Componente isoescalar de quadrupolo elétrico (E2) da seção de choque de coincidência ^{26}Mg(e,e'α_0) ^{22}Ne, sendo o momento transferido q = 0,35 fm^{-1}. Esta componente é obtida como solução unívoca a partir do método independente de modelos utilizado na análise do decaimento α_0.

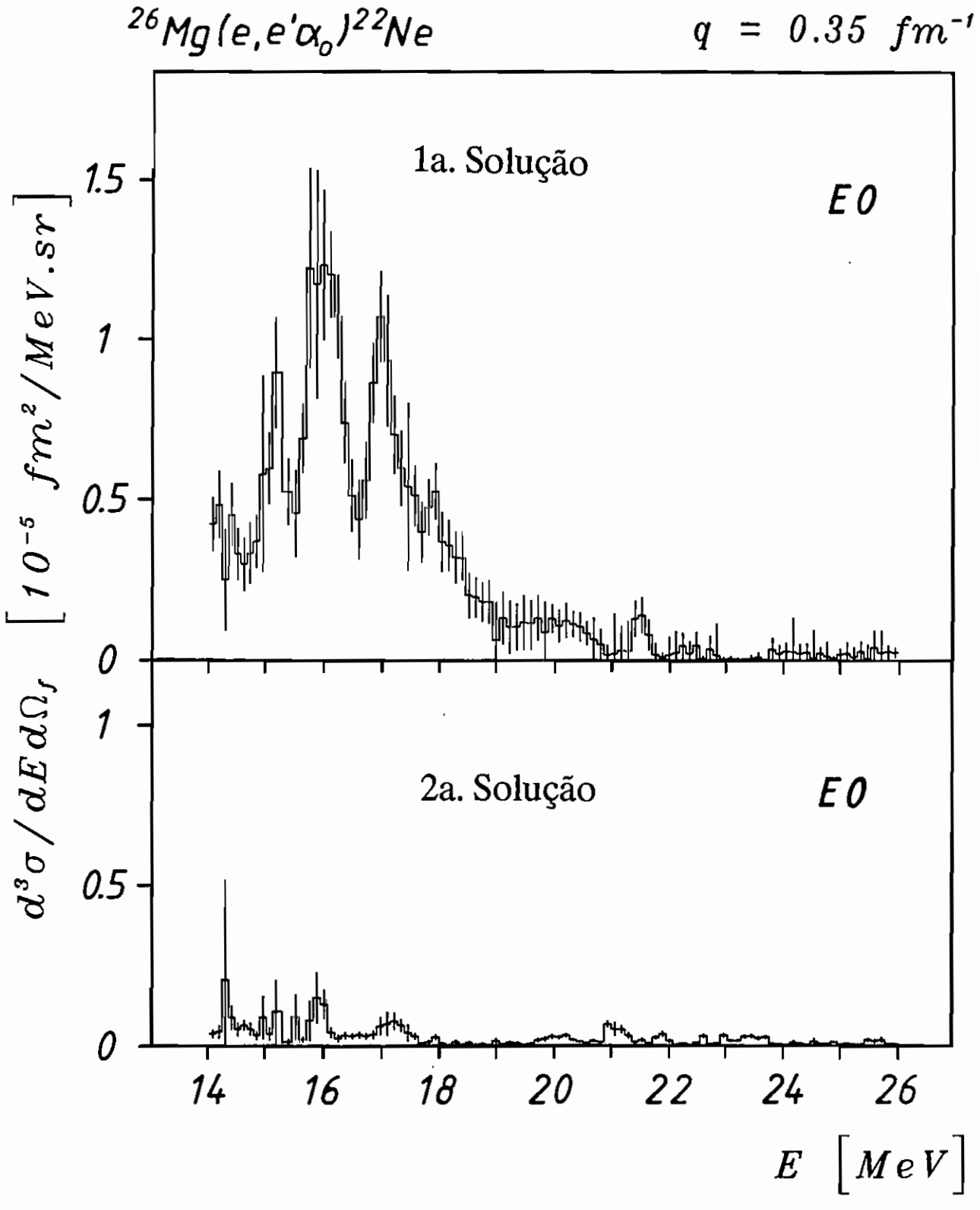


Figura 61 – Soluções obtidas para a componente de monopolo elétrico (E0) da seção de choque de coincidência ^{26}Mg(e,e'α_0) ^{22}Ne, sendo o momento transferido q = 0,35 fm^{-1}.

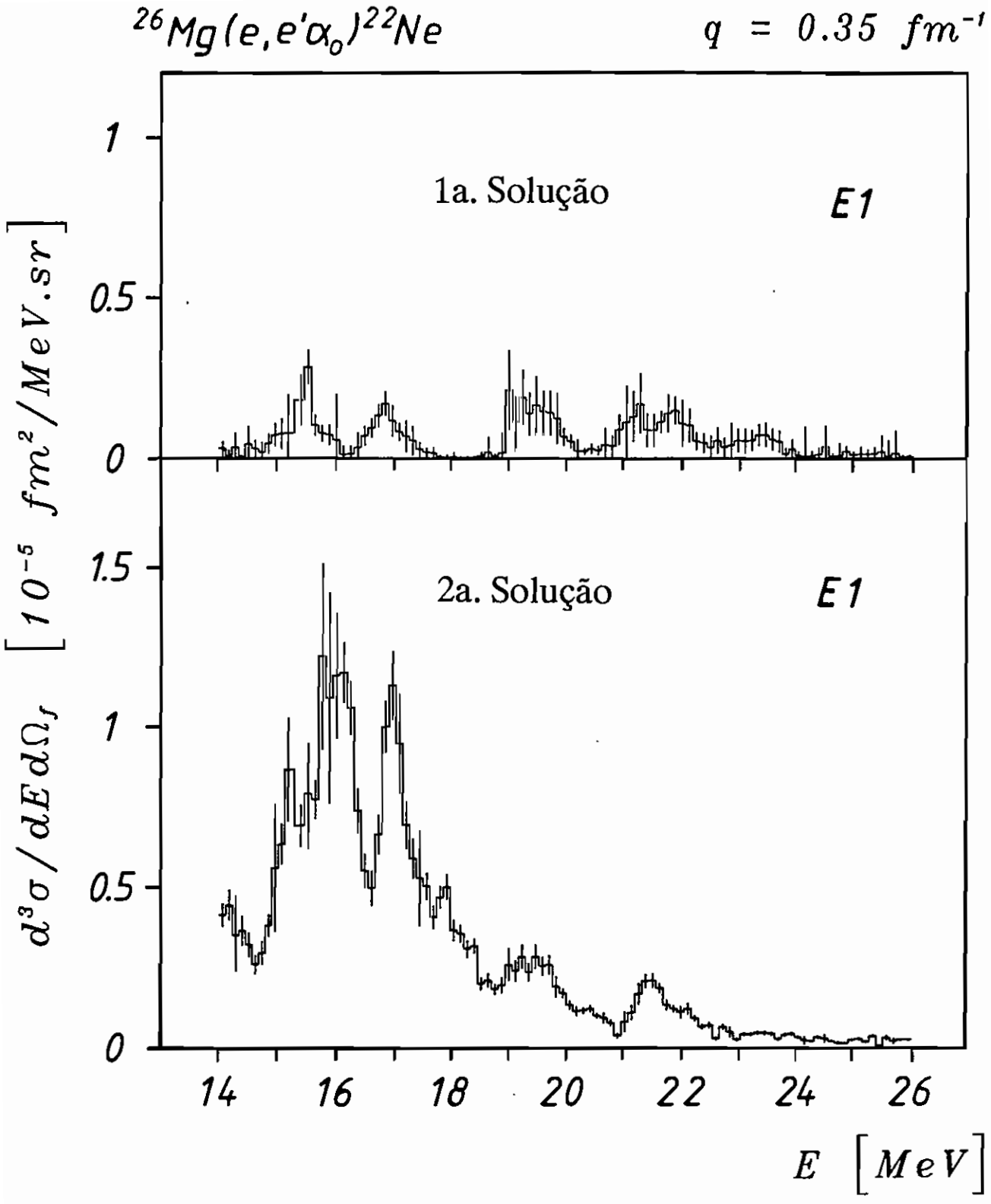


Figura 62 – Soluções obtidas para a componente de dipolo elétrico (E1) da seção de choque de coincidência ^{26}Mg(e,e'α_0) ^{22}Ne, sendo o momento transferido q = 0,35 fm^{-1}.

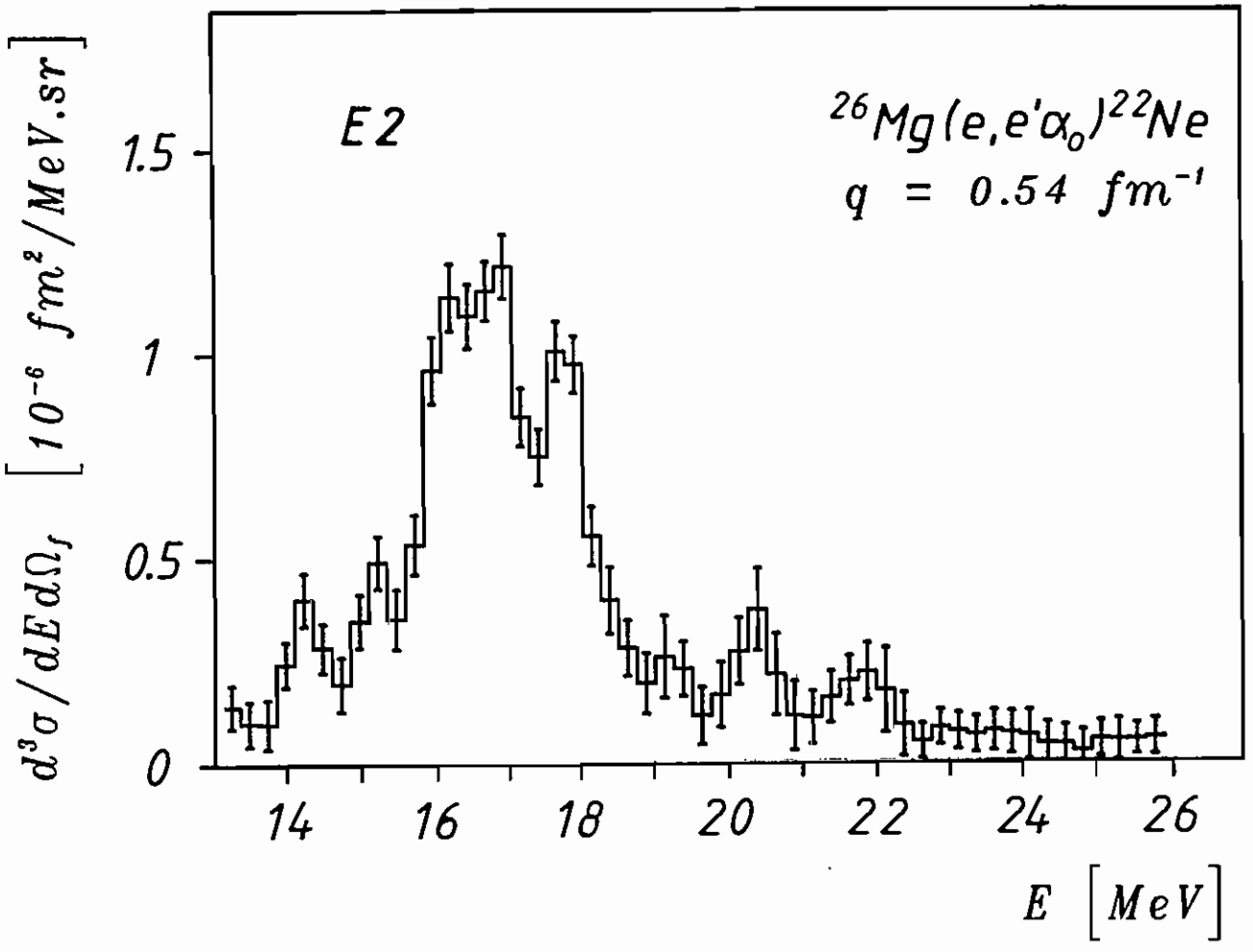


Figura 63 – Componente isoescalar de quadrupolo elétrico (E2) da seção de choque de coincidência ^{26}Mg(e,e'α_0) ^{22}Ne, sendo o momento transferido q = 0,54 fm^{-1}. Esta componente é obtida como solução unívoca a partir do método independente de modelos utilizado na análise do decaimento α_0.

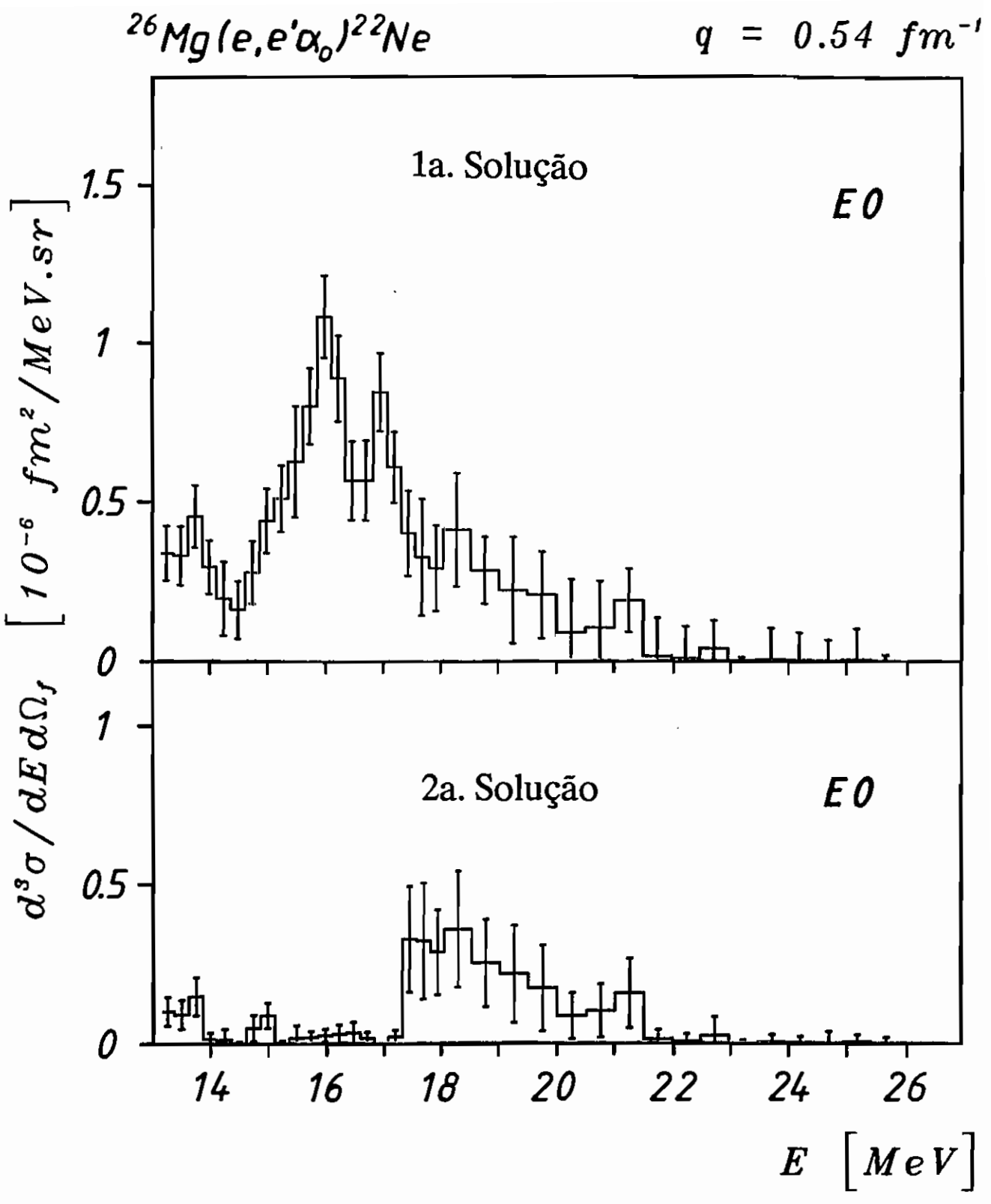


Figura 64 – Soluções obtidas para a componente de monopolo elétrico (E0) da seção de choque de coincidência ^{26}Mg(e,e'α_0) ^{22}Ne, sendo o momento transferido q = 0,54 fm^{-1}.

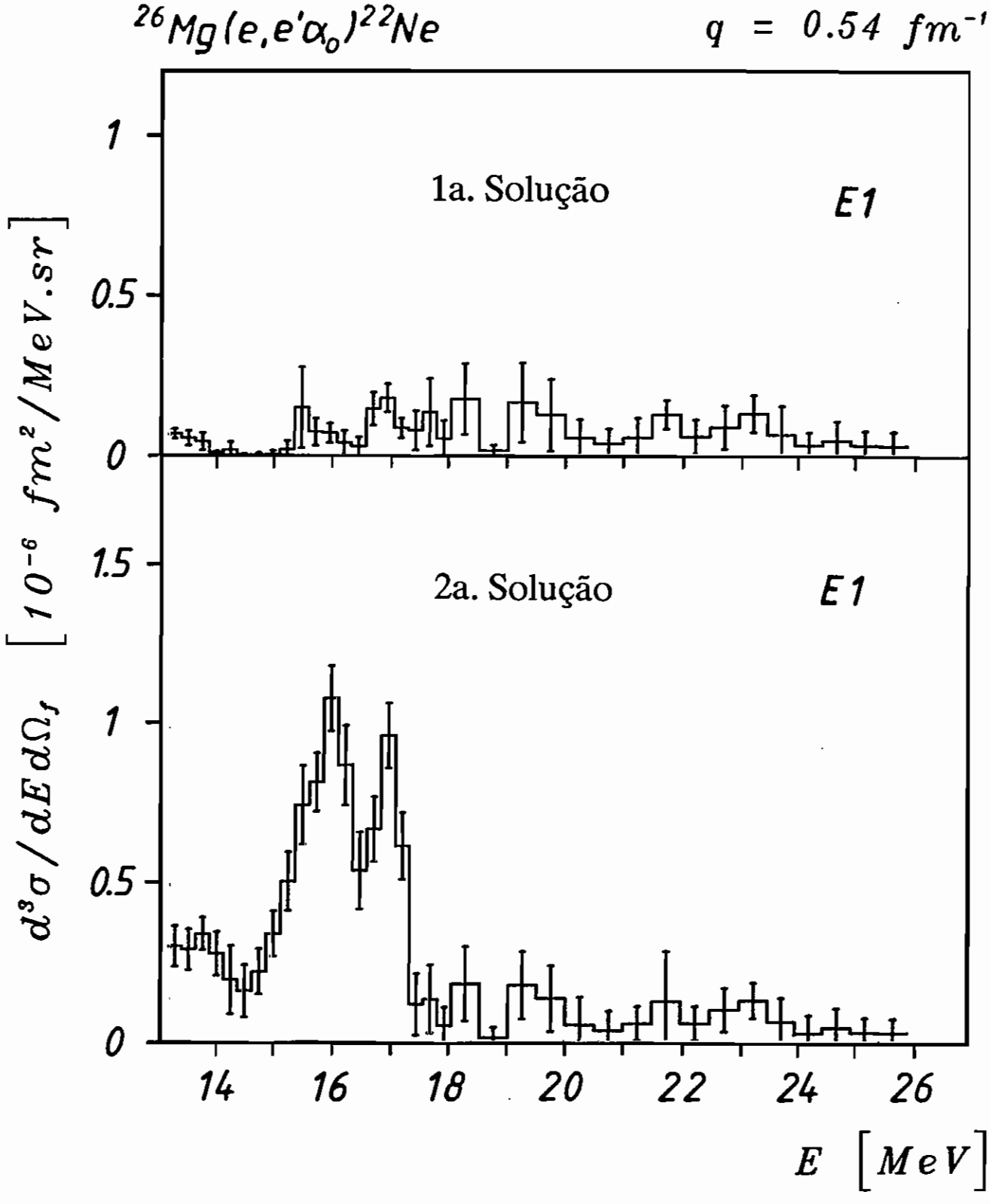


Figura 65 – Soluções obtidas para a componente de dipolo elétrico (E1) da seção de choque de coincidência $^{26}Mg(e,e'\alpha_0)\ ^{22}Ne$, sendo o momento transferido q = 0,54 fm^{-1}.

que aquela da respectiva componente de dipolo elétrico (E1), verificando-se o contrário no caso da segunda solução . Com o objetivo de decidir qual das soluções encontradas é fisicamente correta, tornou-se necessário efetuar comparações com outros experimentos realizados abrangendo a faixa de energia de excitação do núcleo-alvo ^{26}Mg correspondente às ressonâncias gigantes. Neste sentido, optou-se por um experimento de captura radiativa, através do qual a reação nuclear inversa ^{22}Ne(α, γ_0) ^{26}Mg foi estudada[41].

A componente isoescalar de quadrupolo elétrico (E2) da seção de choque total ^{26}Mg(γ, α_0) ^{22}Ne foi calculada a partir das medidas efetuadas no experimento de captura radiativa mencionado, utilizando-se o princípio da reciprocidade[41]. Uma comparação com as componentes isoescalares de quadrupolo elétrico (E2) da seção de choque de coincidência ^{26}Mg(e,e'α_0) ^{22}Ne, obtidas para ambos os valores de q medidos, é estabelecida na figura 66.

A comparação mostra uma concordância em relação à forma das componentes isoescalares E2 e à variação das mesmas em função da energia de excitação . No entanto, esta comparação não pode ser estendida aos valores da amplitude e intensidade absoluta. Esta restrição é consequência da seção de choque total ^{26}Mg(γ, α_0) ^{22}Ne ter sido determinada para momento transferido q=0,09fm^{-1}, enquanto a seção de choque de coincidência ^{26}Mg(e,e'α_0) ^{22}Ne foi medida para q=0,35fm^{-1} e q=0,54fm^{-1}. Uma extrapolação no sentido de obter a componente isoescalar E2 da seção de choque de coincidência ^{26}Mg(e,e'α_0) ^{22}Ne para momento transferido q=0,09fm^{-1} somente é possível a partir da determinação da dependência do fator de forma $\mid C2 \mid^2$ em relação aos valores de q. Porém, devido ao fato do experimento de coincidência abranger apenas dois valores do momento transferido, esta extrapolação não poderá ser feita no âmbito deste trabalho.

Por sua vez, a comparação entre a componente de dipolo elétrico (E1) da seção de choque total ^{22}Ne(α, γ_0) ^{26}Mg e as soluções obtidas para a componente de dipolo elétrico (E1) da seção de choque de coincidência ^{26}Mg(e,e'α_0)-^{22}Ne, abrangendo os dois valores do momento transferido medidos, revelou uma ampla concordância com a segunda solução no que se refere à variação das componentes E1 em função da energia de excitação . Esta comparação é mostrada na figura 67. Verifica-se que a segunda solução obtida para a componente E1 apresenta maior intensidade absoluta na faixa de energia de excitação localizada entre 15 MeV e 18 MeV, assim como a componente E1 da reação de captura radiativa. Esta semelhança não é observada quando a comparação envolve a primeira solução .

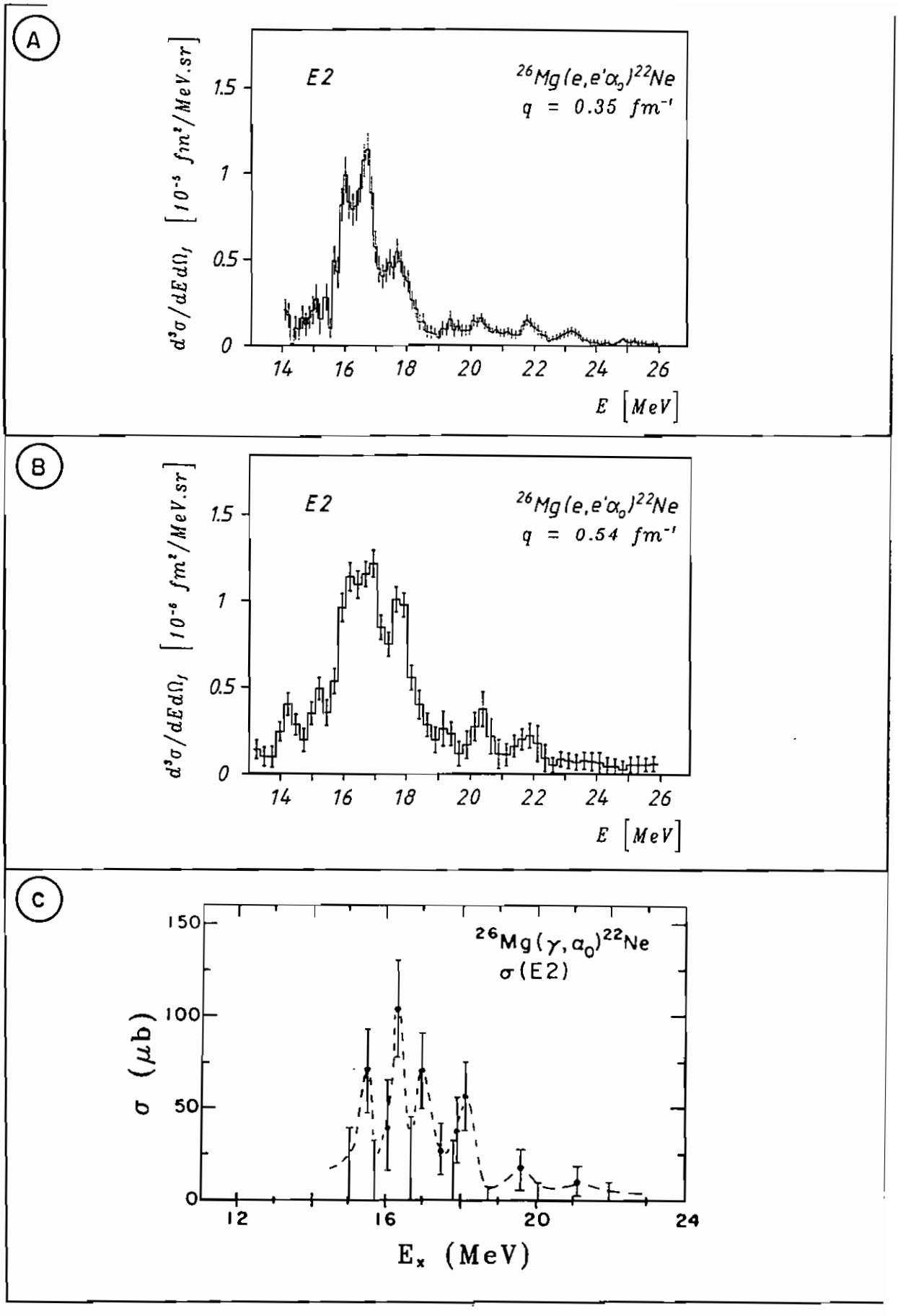


Figura 66 – Comparação entre resultados experimentais apresentados em função da energia de excitação do núcleo-alvo. A) Componente isoescalar de quadrupolo elétrico (E2) da seção de choque de coincidência ^{26}Mg(e,e'α_0) ^{22}Ne, obtida para momento transferido q = 0,35 fm^{-1}. B) Idem a A) mas para q = 0,54 fm^{-1}. C) Componente isoescalar de quadrupolo elétrico (E2) da seção de choque total ^{26}Mg(γ,α_0) ^{22}Ne, obtida a partir de um experimento de captura radiativa[41]. A linha tracejada serve apenas para ligar os pontos.

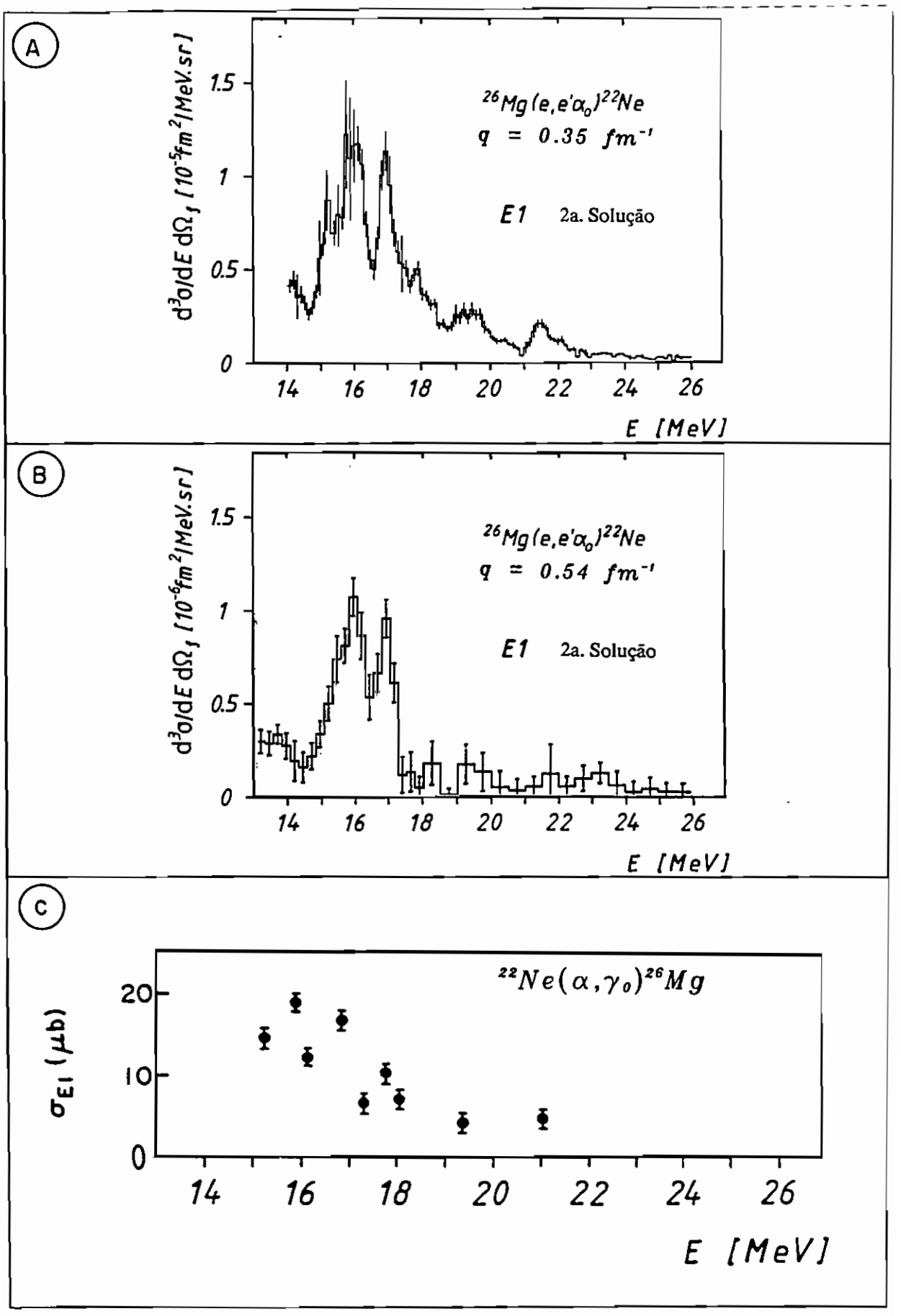


Figura 67 – Comparação entre resultados experimentais apresentados em função da energia de excitação do núcleo-alvo. A) Componente de dipolo elétrico (E1) da seção de choque de coincidência ^{26}Mg(e,e'α_0) ^{22}Ne, obtida para momento transferido q = 0,35 fm^{-1}. B) Idem a A) mas para q = 0,54 fm^{-1}. C) Componente de dipolo elétrico (E1) da seção de choque total ^{22}Ne(α,γ_0) ^{26}Mg, obtida a partir de um experimento de captura radiativa[41].

A comparação efetuada evidencia que a segunda solução é fisicamente correta e fornece a verdadeira composição multipolar da seção de choque de coincidência ^{26}Mg(e,e'α_0) ^{22}Ne. A composição multipolar obtida, no que se refere às características gerais, exibe comportamento análogo ao observado[42] no decaimento α_0 do núcleo isótono ^{28}Si.

Para encerrar esta etapa da análise, foram calculadas as intensidades absolutas das componentes de monopolo elétrico (E0), dipolo elétrico (E1) e isoescalar de quadrupolo elétrico (E2) obtidas, assim como a fração das respectivas regras de soma ponderadas em energia esgotada pelas mesmas.

As intensidades teóricas das componentes multipolares foram calculadas por intermédio do programa HADES[31], supondo aproximação de onda distorcida (DWBA), considerando pleno esgotamento das respectivas regras de soma ponderadas em energia (RSEL) e adotando diferentes modelos para as densidades volumétricas de carga elétrica de transição $\rho_L(r)$. Estas intensidades foram calculadas para os dois valores de q medidos.

No cálculo da componente de monopolo elétrico (E0), foi utilizado o modelo de Satchler[43], segundo o qual a expressão para a densidade volumétrica de carga elétrica de transição assume a forma[17] :

$$\rho_L(r) = N_0 \frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left[r^3 \rho(r) \right] \tag{4.13}$$

onde N_0 é um fator de normalização determinado pelo valor da RSE0.

Por sua vez, no cálculo das componentes de dipolo elétrico (E1) e isoescalar de quadrupolo elétrico (E2), foram utilizados respectivamente os modelos de Goldhaber-Teller[44] e Tassie modificado[45], os quais fornecem para $\rho_L(r)$ a mesma expressão [46]. Estes modelos, que descrevem o núcleo como um fluído irrotacional e incompressível, conduzem à seguinte equação para a densidade volumétrica de carga elétrica de transição [17] :

$$\rho_L(r) = N_L r^{L-1} \frac{d\rho(r)}{dr} \tag{4.14}$$

válida para $L \geq 1$ e na qual N_L é um fator de normalização determinado pelo valor da respectiva RSEL.

Em todos estes modelos $\rho(r)$ representa a densidade volumétrica de carga elétrica nuclear no estado fundamental. Para o núcleo ^{26}Mg, a densidade $\rho(r)$

é bem descrita por uma função de Fermi com dois parâmetros, mostrada na equação (3.13) da página 55. Os parâmetros desta função são o valor médio do raio nuclear no estado fundamental c=3,055 fm e a espessura da superfície nuclear z=0,52432 fm, conforme pode ser visto no capítulo três, seção seis. Para calcular as intensidades teóricas das componentes multipolares, foram adotados como parâmetros das densidades volumétricas de carga elétrica de transição $c' = 0,9c$ para o valor médio do raio nuclear e $z' = z$ para a espessura da superfície nuclear.

Optou-se por utilizar o valor $c' = 0,9c$ pelo fato do mesmo ter sido empregado anteriormente na análise[42] dos dados do experimento de coincidência ^{28}Si(e,e'c).

Os valores obtidos para as regras de soma ponderadas em energia são mostrados na tabela 9.

EL	TIPO	S(EL)
E0	IE	4304 $e^2 \cdot MeV \cdot fm^4$
E1	IV	96 $e^2 \cdot MeV \cdot fm^2$
E2	IE	1976 $e^2 \cdot MeV \cdot fm^4$

Tabela 9 – Componente multipolar elétrica, tipo de excitação envolvida (IE - isoescalar, IV - isovetorial) e valor obtido para a regra de soma ponderada em energia correspondente.

Uma vez calculados os valores das regras de soma e as intensidades teóricas das componentes multipolares, tornou-se possível compará-las com as intensidades absolutas das componentes multipolares obtidas para a seção de choque de coincidência ^{26}Mg(e,e'α_0) ^{22}Ne. Esta comparação é estabelecida por meio da tabela 10, onde se encontra relacionada a fração da respectiva RSEL esgotada para cada uma das componentes multipolares obtidas experimentalmente. A porcentagem de cada intensidade absoluta na seção de choque de coincidência ^{26}Mg(e,e'α_0) ^{22}Ne mostra uma ligeira predominância da componente de dipolo elétrico (E1) para momento transferido q = 0,35 fm^{-1}, enquanto a predominância cabe à componente isoescalar de quadrupolo elétrico (E2) quando o momento transferido assume o valor q = 0,54 fm^{-1}. Este resultado apresenta concordância qualitativa com a previsão de que ressonâncias gigantes com multipolaridade elevada são mais facilmente excitadas

com valores maiores do momento transferido.

q (fm^{-1})	EL	σ_{EL} ($10^{-5}.fm^2/sr$)	$\sum\sigma_{EL}$ ($10^{-5}.fm^2/sr$)	σ_{α_0} ($10^{-5}.fm^2/sr$)	$\sigma_{EL}/\sum\sigma_{EL}$ (%)	$\sigma_{EL}/\sigma_{S(EL)}$ (%)
0,35	E0	$(0,32 \pm 0,16)$	$(6,28 \pm 0,77)$	$(6,47 \pm 0,41)$	5,1	$0,34 \pm 0,17$
	E1	$(3,53 \pm 0,53)$			56,2	$0,50 \pm 0,08$
	E2	$(2,43 \pm 0,54)$			38,7	$3,12 \pm 0,69$
0,54	E0	$(0,11 \pm 0,06)$	$(0,80 \pm 0,10)$	$(0,81 \pm 0,07)$	13,9	$0,24 \pm 0,14$
	E1	$(0,27 \pm 0,05)$			33,2	$0,36 \pm 0,06$
	E2	$(0,42 \pm 0,05)$			52,9	$4,56 \pm 0,52$

Tabela 10 – Intensidade absoluta das componentes multipolares obtidas para a seção de choque de coincidência ^{26}Mg(e,e'α_0) ^{22}Ne , somatória destas intensidades, intensidade absoluta da seção de choque de coincidência ^{26}Mg(e,e'α_0) ^{22}Ne medida diretamente, fração da intensidade absoluta de cada componente na seção de choque de coincidência ^{26}Mg(e,e'α_0) ^{22}Ne e fração da RSEL esgotada pela intensidade absoluta de cada componente. Todos os resultados expostos nesta tabela foram obtidos para a faixa de energia de excitação compreendida entre 14 MeV e 26 MeV, abrangendo ambos os valores de q medidos.

A tabela 10 mostra que as frações das RSEL esgotadas pelas intensidades absolutas das componentes multipolares são bastante pequenas. Este fato pode ser explicado pela concorrência de outros decaimentos, com destaque para aqueles que envolvem emissão de nêutrons, pois o limiar para este tipo de decaimento no núcleo ^{26}Mg é baixo (S_n = 11,09 MeV).

A comparação entre as intensidades absolutas das componentes multipolares para ambos os momentos transferidos medidos mostra que houve uma diminuição com o aumento do valor de q. Este resultado apresenta concordância com as comparações preliminares entre resultados experimentais efetuadas nas seções dois e três do presente capítulo, as quais indicavam um

decréscimo dos fatores de forma com o aumento do momento transferido. Entretanto, devido ao fato do experimento de coincidência abranger apenas dois valores do momento transferido, torna-se impossível determinar com precisão a dependência dos fatores de forma $\mid CL \mid^2$ em relação a q.

4.5 Isospin e deformação nuclear nas ressonâncias gigantes do ^{26}Mg

Esta parte apresenta um estudo dos efeitos decorrentes de isospin e deformação nuclear nas ressonâncias gigantes do núcleo ^{26}Mg, tomando como base os resultados experimentais mostrados ao longo do presente capítulo. Para iniciar tal estudo é necessário investigar as características principais do núcleo ^{26}Mg, conforme será feito a seguir.

A existência do isospin enquanto número quântico é uma consequência do fato das forças nucleares serem independentes da carga elétrica dos nucleons. O isospin, denotado por T, é um número quântico que assume apenas valores positivos, variando em um núcleo mediante excitações eletromagnéticas de qualquer multipolaridade segundo a regra de seleção [47] :

$$\Delta T = T_f - T_i = 0, \pm 1 \tag{4.15}$$

onde T_i e T_f são os isospins dos estados inicial e final da transição , respectivamente. A única restrição é a de que transições $T = 0 \rightarrow T = 0$ não ocorrem como resultado de uma excitação de dipolo elétrico[47] . O isospin do estado fundamental de um determinado núcleo é dado por :

$$T_0 = \frac{1}{2} \mid N - Z \mid \tag{4.16}$$

sendo que para o isospin dos estados excitados a relação $T \geq T_0$ é sempre verificada.

Dois sistemas em estados de isospin T_1 e T_2 podem ser acoplados para formar um sistema em um estado de isospin T_A somente se a seguinte expressão for satisfeita[48] :

$$\mid T_1 - T_2 \mid \leq T_A \leq T_1 + T_2 \tag{4.17}$$

Nas condições em que é um bom número quântico, o isospin é conservado. Neste caso, sendo T_A o isospin total de um sistema A e T_B o isospin total de um sistema B, em uma reação nuclear com $A \rightarrow B$, a variação total do isospin é dada por[48] :

$$\Delta T_R = T_B - T_A = 0 \tag{4.18}$$

Apesar de reações com $\Delta T_R \neq 0$ terem sido observadas, a intensidade das mesmas mostrou ser menor que alguns porcento daquelas verificadas para reações em que o isospin total é conservado[49].

Em núcleos onde $T_0 \neq 0$, as excitações de dipolo elétrico originam dois estados com isospin e energia diferentes. O intervalo de energia existente entre estes dois estados é calculado através da expressão [50] :

$$E_> - E_< = \Delta E = \frac{60}{A}(T_0 + 1) \tag{4.19}$$

onde $E_>$ e $E_<$ são os valores de energia dos estados e A é o número de massa do núcleo.

O isospin assume valores $T = 1/2$ para um próton e $T = 0$ para uma partícula alfa.

Aplicando estas considerações teóricas de caráter geral ao núcleo ^{26}Mg, os mecanismos de excitação e decaimento da RGE1, no que se refere ao isospin, podem ser descritos pelo exposto na tabela 11.

A divisão da RGE1 no ^{26}Mg originada por efeitos de isospin apresenta um intervalo de energia entre os dois estados excitados que, de acordo com a expressão (4.19), assume o valor $E_> - E_< = \Delta E = 4,62$ MeV.

Outro fator relevante na formulação do modelo proposto é a deformação nuclear. Os níveis de energia de um núcleo deformado são caracterizados pelo número quântico K, o qual designa o módulo da componente do momento angular total J na direção do eixo de simetria nuclear.

Para transições entre níveis de energia de um núcleo deformado, deve ser considerada uma regra de seleção para o número quântico K. A mesma estabelece que, para transições entre estados caracterizados por K_i e K_f, o módulo da diferença entre ambos assume valores tais que[52] :

$$L \geq \mid K_i - K_f \mid \equiv \Delta K \tag{4.20}$$

RGE1								
^{26}Mg	^{25}Na				^{22}Ne			
J^{η},T	J^{η},T	Decaimento	ΔT_R	Resultado	J^{η},T	Decaimento	ΔT_R	Resultado
$1^-,1$	$5^+/2$, 3/2	p_{01}	0	√	0^+ , 1	α_0	0	√
$1^-,2$			0	√			-1	X
$1^-,1$	$3^+/2$, 3/2		0	√	2^+ , 1	α_1	0	√
$1^-,2$			0	√			-1	X
$1^-,1$	$1^+/2$, 3/2	p_2	0	√	4^+ , 1	α_2	0	√
$1^-,2$			0	√			-1	X

Tabela 11 - Representação dos estados excitados da RGE1 no ^{26}Mg, mostrando os valores do momento angular total $[J = L + J_0]$, da paridade $\left[\eta = (-1)^L \eta_0\right]$ e do isospin $[T_< = T_0; T_> = T_0 + 1]$, assim como dos decaimentos subsequentes destes estados para níveis de energia[51] dos núcleos-produto ^{25}Na e ^{22}Ne . Os decaimentos dos estados excitados são classificados segundo a conservação do isospin total ($\Delta T_R = 0$) em permitidos (√) ou proibidos (X).

onde L é o momento angular (multipolaridade) da excitação eletromagnética que originou as transições . De maneira análoga, esta regra de seleção é válida para decaimentos envolvendo emissão de um próton ou nêutron que ocorrem entre dois núcleos deformados. Neste caso, L é o momento angular da partícula emitida (cujos valores são calculados segundo as regras de acoplamento LS), K_i é o número quântico do estado excitado no núcleo-alvo e K_f é o número quântico do estado no núcleo-produto[52].

Na hipótese de uma transição entre dois núcleos deformados ocorrer através de decaimento por emissão de uma partícula alfa, cabe recordar que tais partículas são formadas por prótons e nêutrons que se encontram emparelhados no núcleo emissor, possuindo componente do momento angular total na direção do eixo de simetria nuclear igual a zero. Assim pois, estes decaimentos ocorrem em geral sem alterar o valor de K, o que implica na regra de seleção [52]

$$\Delta K = 0 \tag{4.21}$$

Em núcleos deformados, os decaimentos por emissão de uma partícula alfa que apresentam $\Delta K \neq 0$ são fortemente suprimidos.

No estudo das deformações nucleares, os momentos de quadrupolo elétrico são grandezas especialmente importantes, pois seus valores indicam a forma e a extensão da deformação em um dado núcleo atômico. Para núcleos par-par deformados, o momento de quadrupolo elétrico intrínseco Q_0 pode ser definido em termos do elemento de matriz reduzido de transição de quadrupolo elétrico, $B(E2, 0^+ \rightarrow 2^+)$, segundo a expressão [53]

$$B(E2, 0^+ \rightarrow 2^+) = \frac{5}{16\pi} e^2 Q_0^2 \tag{4.22}$$

onde e é a carga fundamental do elétron.

O momento de quadrupolo elétrico intrínseco de um elipsóide carregado uniformemente é dado pela expressão

$$Q_0 = \frac{2}{5} Ze(a^2 - b^2) \tag{4.23}$$

onde Ze é a carga elétrica, a o semi-eixo maior e b o semi-eixo menor do

elipsóide. Definindo o volume do elipsóide prolato como sendo igual ao de uma esfera de raio $R = R_0 A^{\frac{1}{3}}$, onde $R_0 = 1,2fm$ e A é o número de massa do núcleo, encontra-se a relação

$$ab^2 = R_0^3 A \tag{4.24}$$

Utilizando as expressões (4.23) e (4.24) é possível obter os valores de a e b, os quais, conforme cálculos com o modelo hidrodinâmico, estão relacionados com a razão entre as energias E_a e E_b dos estados excitados em que se divide a RGE1 como consequência da deformação nuclear[54]. Para núcleos com formato elipsoidal, a expressão que relaciona estas quantidades é dada por[54]

$$\frac{E_b}{E_a} = 0,911\frac{a}{b} + 0,089 \tag{4.25}$$

Tendo em vista estas considerações gerais, será examinado o caso do núcleo ^{26}Mg e os efeitos decorrentes da deformação sobre o mesmo. O núcleo ^{26}Mg possui uma forma elipsoidal prolata, conforme mostram as medidas[55] de $B(E2, 0^+ \rightarrow 2^+)$. Assim pois, levando-se em consideração os efeitos decorrentes da deformação nuclear, os processos de excitação e decaimento da RGE1 no núcleo ^{26}Mg podem ser descritos resumidamente pelo exposto na tabela 12.

Por sua vez, os valores das grandezas relacionadas com a deformação do núcleo ^{26}Mg são mostrados na tabela 13.

A divisão da RGE1 no ^{26}Mg originada pela deformação nuclear apresenta uma razão entre as energias dos dois estados excitados que, de acordo com a expressão (4.25), assume o valor $\frac{E_b}{E_a} = 1,43$.

A partir da descrição dos efeitos decorrentes de isospin e deformação nuclear feita anteriormente, torna-se possível propor um modelo simplificado que considere a influência simultânea de ambos no comportamento da RGE1 no núcleo ^{26}Mg. Este modelo é ilustrado de maneira esquemática na figura 68.

O esquema da figura 68 foi estruturado estabelecendo $E = 66A^{-\frac{1}{3}} = 22,3$ MeV como energia correspondente ao centro da RGE1, conforme a sistemática para núcleos leves (ver capítulo um, seção um). Considerando primeiramente o efeito de isospin, dividiu-se a RGE1 em dois estados, sendo a diferença de energia entre os mesmos igual a $\Delta E = 4,62$ MeV. Por sua vez,

RGE1									
^{26}Mg	^{25}Na					^{22}Ne			
J^{η},K	J^{η},K	Decaimento	L_p	$\mid \Delta K \mid$	Resultado	J^{η},K	Decaimento	$\mid \Delta K \mid$	Resultado
$1^-,0$	$5^+/2$, $3/2$	p_{01}	1 , 3	3/2	√	$0^+,0$	α_0	0	√
$1^-,1$				1/2	√			1	X
$1^-,0$	$3^+/2$, $3/2$		1 , 3	3/2	√	$2^+,0$	α_1	0	√
$1^-,1$				1/2	√			1	X
$1^-,0$	$1^+/2$, $1/2$	p_2	1	1/2	√	$4^+,0$	α_2	0	√
$1^-,1$				1/2	√			1	X

Tabela 12 – Representação dos estados excitados da RGE1 no ^{26}Mg, mostrando os valores do momento angular total $[J = L + J_0]$, da paridade $\left[\eta = (-1)^L \eta_0\right]$ e do número quântico associado à deformação nuclear $[K = K_0; K = L + K_0, com K_0 = 0]$, assim como dos decaimentos subsequentes destes estados para níveis de energia[51] dos núcleos-produto ^{25}Na e ^{22}Ne. Os valores para o momento angular L_p do próton emitido são obtidos segundo as regras de acoplamento LS. Os decaimentos dos estados excitados são classificados segundo as regras de seleção para prótons ($L_p \geq \mid \Delta K \mid$) e partículas alfa ($\mid \Delta K \mid = 0$) em permitidos (√) ou proibidos (X).

Núcleo	$B(E2, 0^+ \rightarrow 2^+)$ $[e^2b^2]$	Q_0 $[efm^2]$	R $[fm]$	a $[fm]$	b $[fm]$
^{26}Mg	0,0302	55,1	3,555	4,609	3,122

Tabela 13 – Valores do elemento de matriz reduzido de transição de quadrupolo elétrico[55], do momento de quadrupolo elétrico intrínseco, do raio esférico e dos semi-eixos do elipsóide prolato que constitui o núcleo ^{26}Mg.

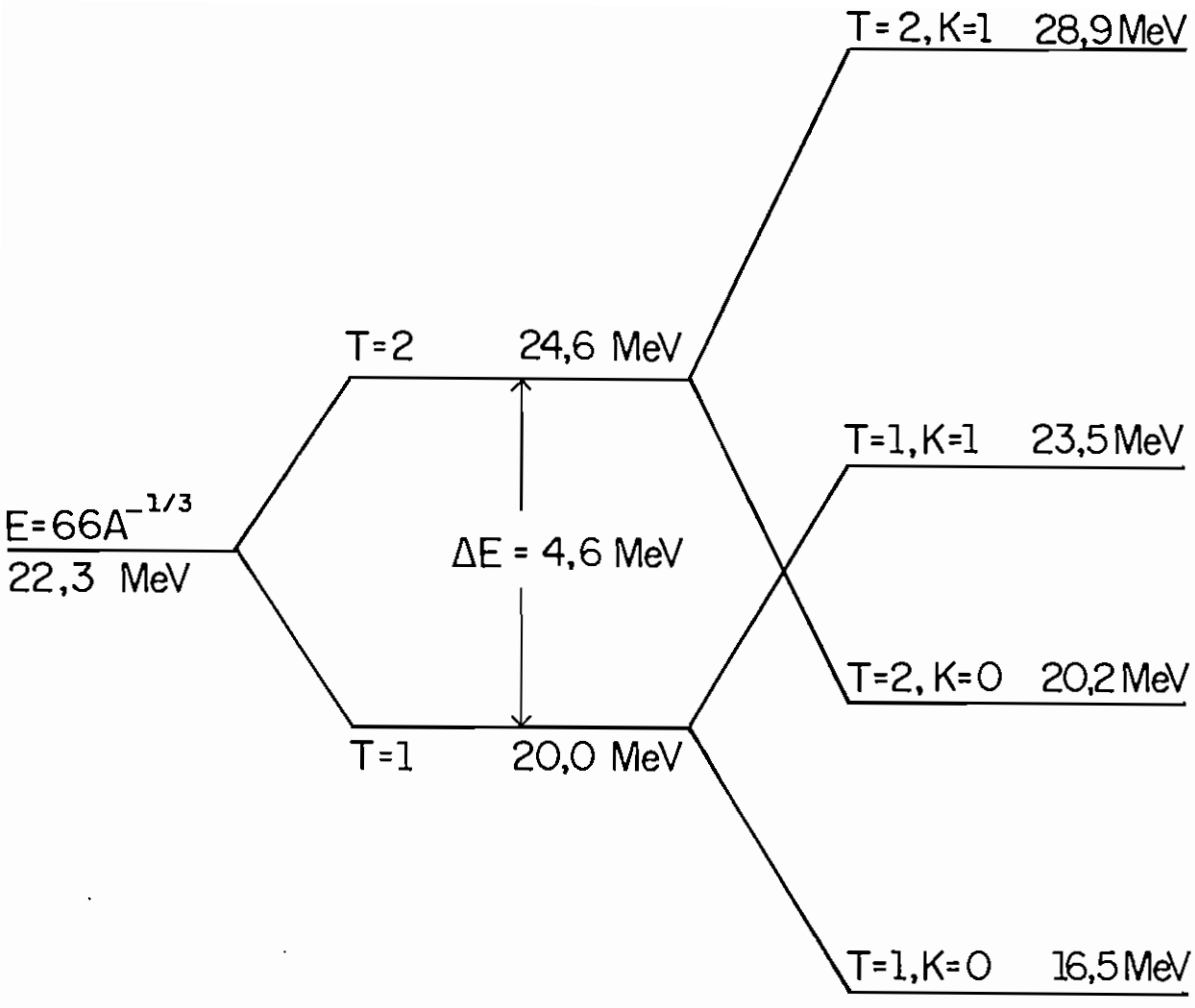


Figura 68 – Esquema da excitação da RGE1 no núcleo ^{26}Mg, considerando simultaneamente efeitos de isospin e deformação .

cada um destes estados de isospin foi dividido em outros dois para levar em conta o efeito da deformação nuclear, de modo que a razão entre as energias destes novos estados tivesse o valor $\frac{E_b}{E_a} = 1,43$.

Com os resultados deste modelo é possível concluir que a RGE1 no ^{26}Mg possui três pontos de maior intensidade : o primeiro situado em torno da energia de 16,5 MeV, o segundo localizado na faixa de energia de excitação compreendida entre 20,2 MeV e 23,5 MeV (originado pela superposição de dois estados) e o terceiro situado em torno da energia de 28,9 MeV.

Além da RGE1, contribuem para as seções de choque de coincidência estudadas as ressonâncias gigantes de monopolo elétrico (RGE0) e isoescalar de quadrupolo elétrico (RGE2), conforme explicado anteriormente. Assim pois, torna-se necessário um estudo a respeito da influência de efeitos decorrentes de isospin e deformação nuclear também no comportamento da RGE0 e da RGE2 no ^{26}Mg.

A RGE0 não apresenta divisão em decorrência de efeitos de isospin (pois as transições originadas por esta ressonância isoescalar ocorrem apenas com $\Delta T = 0$) ou deformação nuclear (pois L=0 e portanto $K_f = K_i$ segundo a regra de seleção). A RGE2 não apresenta divisão em decorrência de efeitos de isospin, pois as transições originadas por esta ressonância ocorrem apenas com $\Delta T = 0$. Porém, levando-se em consideração os efeitos decorrentes da deformação nuclear, os processos de excitação e decaimento da RGE2 no núcleo ^{26}Mg podem ser descritos resumidamente pelo exposto na tabela 14.

Os valores E(J,K) da energia de cada um dos estados excitados da RGE2 podem ser calculados através da aplicação , em núcleos deformados, de um potencial deformado de oscilador harmônico[56]. O resultado destes cálculos fornece as expressões [56] :

$$\begin{aligned} E(2,0) &= \frac{58}{A^{1/3}}\left(1-\frac{\delta_D}{3}\right) \\ E(2,1) &= \frac{58}{A^{1/3}}\left(1-\frac{\delta_D}{6}\right) \\ E(2,2) &= \frac{58}{A^{1/3}}\left(1+\frac{\delta_D}{3}\right) \end{aligned} \tag{4.26}$$

onde δ_D é o parâmetro de elipcidade, geralmente empregado na descrição da

RGE2 Isoescalar									
^{26}Mg	^{25}Na					^{22}Ne			
J^{η},K	J^{η},K	Decaimento	L_p	$\mid \Delta K \mid$	Resultado	J^{η},K	Decaimento	$\mid \Delta K \mid$	Resultado
2^+,0				3/2	√			0	√
2^+,1	$5^+/2$, 3/2		0 , 2 , 4	1/2	√	0^+,0	α_0	1	X
2^+,2		p_{01}		1/2	√			2	X
2^+,0				3/2	√			0	√
2^+,1	$3^+/2$, 3/2		0 , 2 , 4	1/2	√	2^+,0	α_1	1	X
2^+,2				1/2	√			2	X
2^+,0				1/2	√			0	√
2^+,1	$1^+/2$, 1/2	p_2	2	1/2	√	4^+,0	α_2	1	X
2^+,2				3/2	√			2	X

Tabela 14 – Representação dos estados excitados da RGE2 no ^{26}Mg, mostrando os valores do momento angular total $[J = L + J_0]$, da paridade $\left[\eta = (-1)^L \eta_0\right]$ e do número quântico associado à deformação nuclear $[0 \leq K \leq L + K_0; K_0 = 0]$, assim como dos decaimentos subsequentes destes estados para níveis de energia[51] dos núcleos-produto ^{25}Na e ^{22}Ne. Os valores para o momento angular L_p do próton emitido são obtidos segundo as regras de acoplamento LS. Os decaimentos dos estados excitados são classificados segundo as regras de seleção para prótons ($L_p \geq \mid \Delta K \mid$) e partículas alfa ($\mid \Delta K \mid = 0$) em permitidos (√) ou proibidos (X).

deformação nuclear e que assume a forma[52]

$$\delta_D = 2\left(\frac{a-b}{a+b}\right) \tag{4.27}$$

Utilizando os dados contidos na tabela 13 para os semi-eixos a e b do elipsóide prolato, os valores da energia dos estados excitados da RGE2 no ^{26}Mg resultam E(2,0) = 17,1 MeV, E(2,1) = 18,3 MeV e E(2,2) = 22,1 MeV. Estes valores são muito próximos das energias em que se localizam os picos observados na medida[57] da seção de choque de espalhamento inelástico de partículas alfa pelo núcleo ^{26}Mg.

As previsões teóricas referentes ao comportamento geral das ressonâncias gigantes no ^{26}Mg, considerando a faixa de energia de excitação abrangida pelo experimento de coincidência (entre 10 MeV e 32 MeV), são fornecidas pela superposição dos estados excitados obtidos para a RGE1 e a RGE2. Esta superposição permite concluir que na faixa de energia de excitação estudada são encontradas três regiões de maior intensidade : a primeira situada entre 16,5 MeV e 18,3 MeV (resultado da superposição dos três estados de mais baixa energia), a segunda situada entre 20,2 MeV e 23,5 MeV (resultado da superposição dos três estados de energia intermediária) e a terceira situada em torno da energia de 28,9 MeV (constituida isoladamente pelo estado de mais alta energia da RGE1).

Como consequência das regras de seleção expostas anteriormente, as seções de choque de coincidência para os decaimentos α_0 e α_1 das ressonâncias gigantes deverão permitir a observação apenas da região de maior intensidade situada em energia mais baixa, enquanto as seções de choque de coincidência para os decaimentos p_{01} e p_2 das ressonâncias gigantes deverão apresentar todas as três regiões de maior intensidade previstas pelos cálculos teóricos.

Os resultados expostos na seção três deste capítulo apresentam ampla concordância com estas previsões , tanto no que diz respeito à existência e localização das regiões de maior intensidade das seções de choque de coincidência quanto no que se refere à divisão destas seções de choque em duas faixas de energia de excitação distintas. Verifica-se que os decaimentos por emissão de partículas alfa são mais intensos na faixa de energia de excitação localizada entre 15 MeV e 20 MeV. Esta constatação é explicada pelo fato desta faixa de energia conter a única região de maior intensidade (situada entre 16,5 MeV e 17,1 MeV) na qual as regras de seleção permitem a emissão

de partículas alfa. Analogamente, os decaimentos por emissão de prótons predominam na faixa de energia de excitação localizada entre 20 MeV e 32 MeV, em decorrência dos decaimentos por emissão de partículas alfa não serem permitidos na mesma, segundo as regras de seleção . Cabe ainda destacar que as regiões de maior intensidade localizadas em torno de 17,0 MeV e em torno de 22,0 MeV são observadas nitidamente não só nas seções de choque de coincidência dos decaimentos p_{01} e p_2, mas também na seção de choque de fotoprótons ^{26}Mg(γ,p) ^{25}Na medida entre 16 MeV e 23 MeV[58].

Por outro lado, a região de maior intensidade localizada em torno da energia de 28,9 MeV não apareceu de maneira nítida nas seções de choque de coincidência dos decaimentos p_{01} e p_2. Esta discrepância também foi verificada em experimentos que constataram a divisão da RGE1 em duas faixas com energias diferentes no núcleo ^{26}Mg, por meio da utilização de reações fotonucleares[59], espalhamento inelástico de elétrons[60] e reações induzidas com fótons monoenergéticos[61] , conforme mostra a figura 69. Para explicar esta discrepância, torna-se necessário incluir não só os efeitos decorrentes de isospin e deformação nuclear, mas também a separação configuracional entre os fatores relevantes na determinação do comportamento da RGE1 observado em núcleos (2s-2d).

A separação configuracional ocorre devido à diferença de energia entre as transições de dipolo elétrico com origem em diferentes níveis do núcleo. Nos núcleos (2s-2d), a separação configuracional praticamente divide a seção de choque de fotoabsorção total em duas estruturas distintas[7], associadas a transições de dipolo elétrico (2s-2d)$\rightarrow$(3p-3f) e 1p$\rightarrow$(2s-2d), conforme mostra a figura 70. As transições de dipolo elétrico 1p$\rightarrow$(2s-2d) originam um patamar a partir de $E \sim 24$ MeV, o qual é responsável por um alargamento muito grande em quaisquer estruturas que as seções de choque de fotoabsorção dos núcleos (2s-2d) possam apresentar em faixas de energia compreendidas entre 24 MeV e 40 MeV[7]. Este efeito, no caso específico do núcleo ^{26}Mg, dificulta a observação nítida da região de maior intensidade localizada em torno de 28,9 MeV.

Por sua vez, as componentes multipolares da seção de choque de coincidência ^{26}Mg(e,e'α_0) ^{22}Ne também estão em concordância com as previsões teóricas apresentadas. A única região de maior intensidade tanto da componente de dipolo elétrico (E1) quanto da componente isoescalar de quadrupolo elétrico (E2), para ambos os valores do momento transferido medidos, está situada de acordo com a posição prevista considerando efeitos de isospin

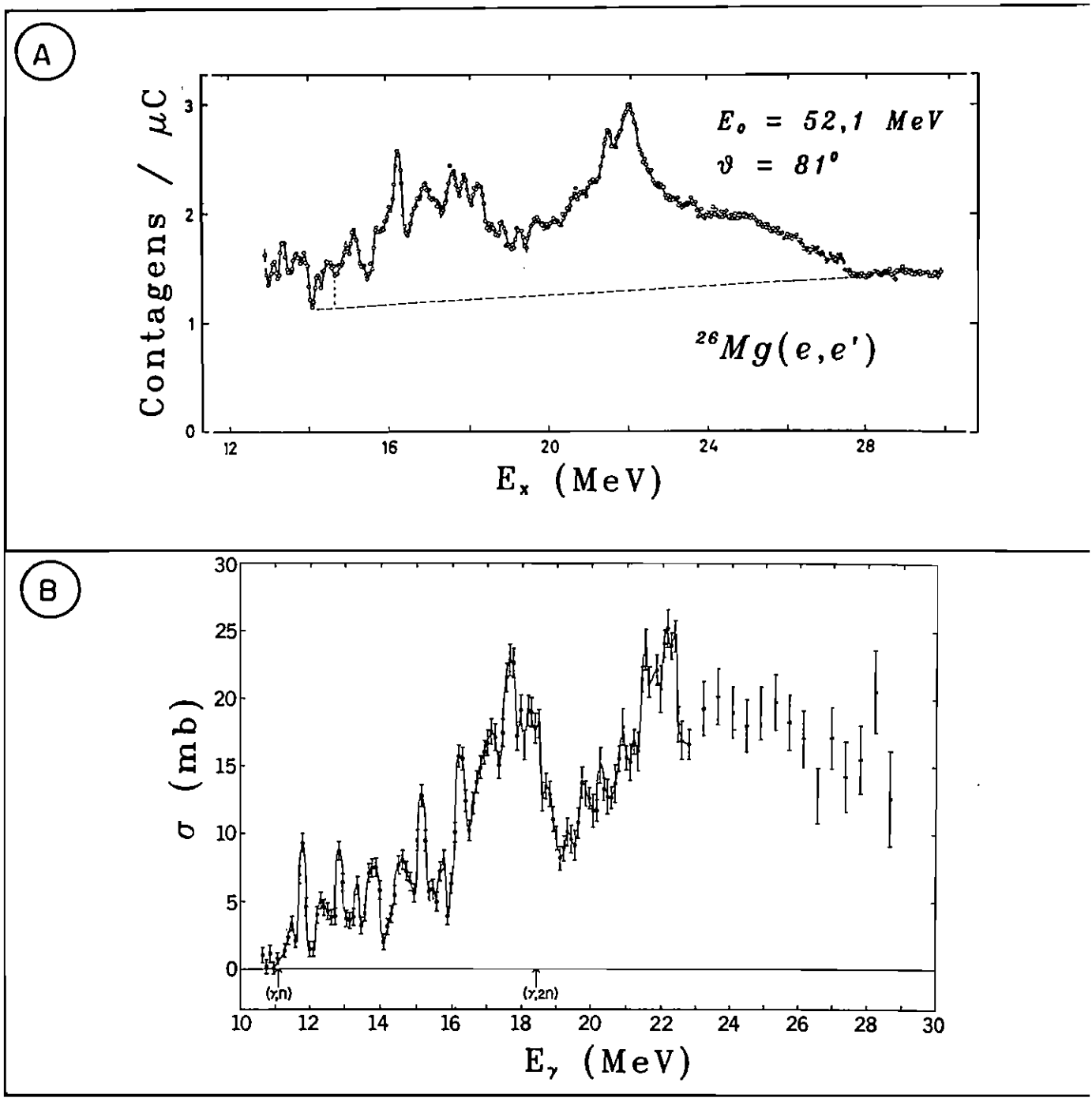


Figura 69 – Resultados de experimentos que mostram a divisão da RGE1 no núcleo ^{26}Mg em duas faixas com energia de excitação diferentes. A) Espectro obtido a partir de espalhamento inelástico de elétrons[60], sendo a energia cinética incidente E_0 = 52,1 MeV e o ângulo de espalhamento $\theta = 81°$. As linhas pontilhadas indicam a subtração do fundo e delimitam as duas faixas de energia. B) Seção de choque total de fotonêutrons ($\sigma = \sigma_{\gamma,n} + \sigma_{\gamma,pn} + \sigma_{\gamma,2n}$), obtida com fótons monoenergéticos[61].

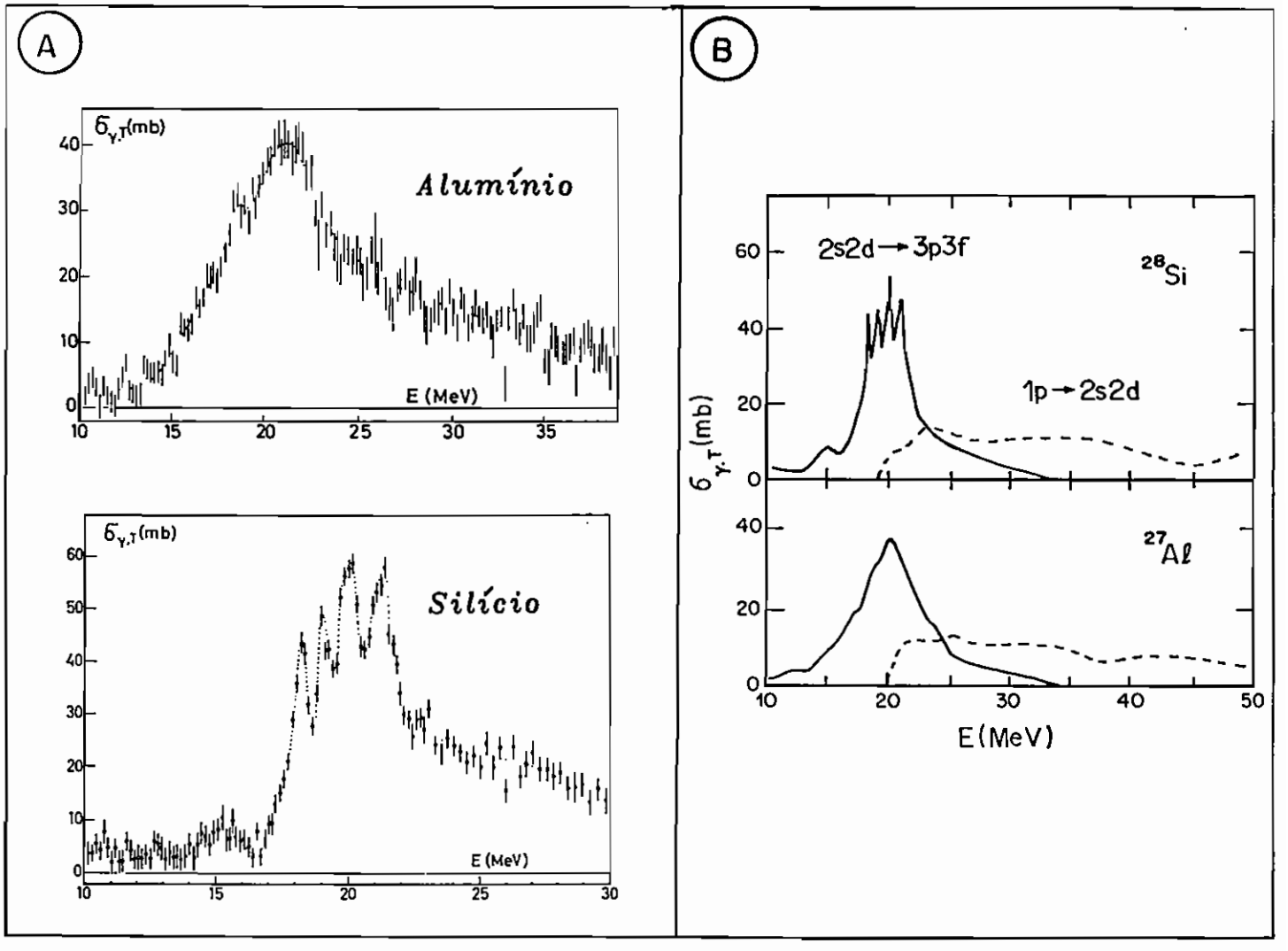


Figura 70 – Ilustração do efeito da separação configuracional nas seções de choque de fotoabsorção total para núcleos (2s-2d). A) Seções de choque de fotoabsorção total[62] para os núcleos ^{27}Al e ^{nat}Si (92,2% de ^{28}Si). B) Divisão das mesmas em componentes associadas a transições de dipolo elétrico (2s-2d)→(3p-3f) (linhas contínuas) e a transições de dipolo elétrico 1p→(2s-2d) (linhas tracejadas). Observa-se a partir de E ~ 24 MeV a existência de um patamar[7].

e deformação nuclear (~16,5 MeV, no caso da componente E1) ou apenas efeitos de deformação nuclear (~17,1 MeV, no caso da componente E2), em conjunto com as regras de seleção correspondentes. Para ambos os valores do momento transferido medidos, a componente de monopolo elétrico (E0) obtida possui a forma de uma distribuição de intensidade fragmentada, situada ao longo da faixa de energia de excitação compreendida entre 15 MeV e 22 MeV. Este comportamento da componente E0 é compatível com aquele observado[11] para a RGE0 tanto no isótopo ^{24}Mg quanto no isótono ^{28}Si.

Capítulo 5

Conclusão

No presente trabalho o núcleo ^{26}Mg foi estudado por meio da realização de um experimento ^{26}Mg(e,e'c), no qual o elétron e' espalhado inelasticamente e a partícula carregada c emitida (sendo c um próton ou uma partícula alfa) foram detectados em coincidência. Durante o experimento foi utilizado o feixe contínuo de elétrons do acelerador Microtron-A2, instalado no Instituto de Física Nuclear da Universidade de Mainz (Alemanha).

Os elétrons espalhados foram medidos nos ângulos de 22° e 35°, correspondentes a momentos transferidos de 0,35 e 0,54 fm^{-1}, respectivamente, uma vez que a energia cinética dos elétrons incidentes era de 183,5 MeV. O experimento de coincidência tornou possível a investigação do decaimento das ressonâncias gigantes em um estado final definido dos núcleos-produto.

Os elétrons espalhados inelasticamente foram detectados por um espectrômetro magnético de 180° bifocal e as partículas carregadas por um sistema composto por detectores de barreira de superfície, ambos conectados por uma eletrônica de coincidência.

Devido ao fato da largura total da RGE1 no ^{26}Mg ser grande, foram escolhidas duas focalizações diferentes para o campo magnético do espectrômetro, com uma sobreposição de 2,5 MeV entre ambas. A primeira medida foi realizada tendo como menor valor para a energia de excitação o limiar de emissão de partícula alfa (10,6 MeV) e como maior valor a energia de 22,5 MeV . A segunda medida teve como limite inferior a energia de 20,0 MeV e como limite superior a energia de 31,8 MeV. Em conjunto, as medidas abrangeram um intervalo de energia de excitação igual a 21,2 MeV, compreendido entre 10,6 MeV e 31,8 MeV.

Através da análise dos dados experimentais foram obtidas as seções de choque de coincidência e as distribuições angulares para as reações ^{26}Mg(e,e'-α_0) ^{22}Ne, ^{26}Mg(e,e'α_1) ^{22}Ne, ^{26}Mg(e,e'p_{01}) ^{25}Na e ^{26}Mg(e,e'p_2) ^{25}Na .

O cálculo da razão entre intensidades absolutas das seções de choque de coincidência permitiu delinear duas faixas de energia de excitação distintas. Na primeira, localizada entre 15 MeV e 20 MeV, os decaimentos por emissão de partículas alfa são favorecidos, enquanto que na faixa subsequente, localizada entre 20 MeV e 32 MeV, predominam os decaimentos por emissão de prótons. Constatou-se também que a intensidade absoluta das seções de choque de coincidência, medidas para uma mesma reação , decresce com o aumento do momento transferido q. Este decréscimo foi caracterizado sempre por um fator maior do que a razão entre os valores médios das seções de choque de Mott na faixa de energia de excitação em que as medidas foram efetuadas, mostrando que houve variação dos fatores de forma $\mid CL \mid^2$ com o aumento de q.

A multiplicidade de ondas parciais para cada ressonância gigante envolvida nos decaimentos p_{01}, p_2 e α_1 impediu que uma análise quantitativa das respectivas distribuições angulares fosse feita. Estas distribuições apresentaram um aspecto geral qualitativo caracterizado pela ausência de máximos e mínimos bem delineados (caso do decaimento p_2) ou mesmo por um comportamento isotrópico (caso dos decaimentos p_{01} e α_1), o que pode ser explicado como consequência da superposição incoerente das várias ondas parciais.

No caso específico do decaimento α_0, a existência de uma única onda parcial para cada ressonância gigante envolvida possibilitou que um método independente de modelo fosse empregado no sentido de obter a composição multipolar da seção de choque de coincidência. Este método consistiu em ajustar funções de correlação angular às distribuições angulares experimentais, obtendo-se como resultado as componentes multipolares da seção de choque em função da energia de excitação do núcleo-alvo. Os parâmetros livres das funções de correlação angular eram as amplitudes C0, C1 e C2 assim como as fases relativas δ_{10} e δ_{20}, uma vez que ressonâncias gigantes com multipolaridades mais elevadas não são excitadas significativamente através de transferências de momento da ordem empregada no experimento. Por sua vez, as amplitudes T1 e T2 dos fatores de forma transversais foram incluidas no ajuste por meio do Teorema de Siegert.

Ainda que este método independente de modelo seja aplicável à análise

do decaimento α_0, convém destacar que o mesmo apresentou um problema decorrente do ajuste haver fornecido soluções não unívocas para quatro dos cinco parâmetros livres citados. Enquanto a solução obtida para a componente isoescalar de quadrupolo elétrico é unívoca, foram encontradas duas soluções distintas para as componentes de monopolo elétrico e dipolo elétrico. A primeira solução apresentava uma componente de monopolo elétrico intensa e uma componente de dipolo elétrico fraca, ocorrendo o inverso no caso da segunda solução . Uma definição sobre qual das soluções é fisicamente correta, nas circunstâncias do experimento abranger dois valores do momento transferido, somente é possível mediante comparações com outros experimentos. Neste sentido, as duas soluções foram comparadas com a componente de dipolo elétrico da seção de choque total ^{22}Ne(α, γ_0) ^{26}Mg, medida em um experimento de captura radiativa. A segunda solução foi então escolhida como resultado desta comparação .

A solução unívoca obtida para a componente isoescalar de quadrupolo elétrico, considerando ambos os valores do momento transferido medidos, apresentou boa concordância com a componente de quadrupolo elétrico da seção de choque ^{26}Mg(γ, α_0) ^{22}Ne no que se refere à forma e à variação com a energia de excitação . A comparação destes resultados mostrou que a região de maior intensidade da componente isoescalar de quadrupolo elétrico para o decaimento α_0 no ^{26}Mg está situada em torno de 17 MeV.

A composição multipolar obtida para a seção de choque de coincidência ^{26}Mg(e,e$'\alpha_0$) ^{22}Ne, sendo o momento transferido q = 0,35 fm^{-1}, apresentou predominância da componente de dipolo elétrico (56,2% para E1), significativa presença de excitações isoescalares de quadrupolo elétrico (38,7% para E2) e uma componente de monopolo elétrico com baixa intensidade (5,1% para E0). Esta configuração correspondeu a esgotamentos das respectivas regras de soma ponderadas em energia (RSEL) de (3,12±0,69)% para E2, (0,50±0,08)% para E1 e (0,34±0,17)% para E0.

No caso das medidas realizadas com o momento transferido sendo q = 0,54 fm^{-1}, a composição multipolar apresentou uma inversão em relação à medida anterior, tendo registrado predominância da componente isoescalar de quadrupolo elétrico (52,9% para E2), expressiva presença de uma componente de dipolo elétrico (33,2% para E1) e uma componente de monopolo elétrico cuja intensidade relativa aumentou (13,9% para E0). Esta configuração correspondeu a esgotamentos das respectivas RSEL de (4,56±0,52)% para E2, (0,24±0,14)% para E0 e (0,36±0,06)% para E1.

Os resultados mostram que as frações das RSEL esgotadas pelas componentes multipolares obtidas são bastante pequenas. Este fato pode ser explicado pela concorrência tanto de outros decaimentos que ocorrem através da emissão de partículas alfa (α_1, α_2, etc.) quanto de decaimentos que envolvem emissão de nêutrons, pois a energia necessária para separar estas partículas do núcleo ^{26}Mg é baixa (S_n = 11,09 MeV).

O núcleo ^{26}Mg apresenta características que tornaram especialmente interessante o estudo do mesmo através de medidas de coincidência (e,e'c). Em um núcleo não auto-conjugado como o ^{26}Mg, no qual N$\neq$Z e portanto $T_0 \neq 0$, a ressonância gigante de dipolo elétrico (RGE1) é suscetível a efeitos de isospin. Evidências experimentais acumuladas mostram que o núcleo ^{26}Mg possui forma elipsoidal prolata, de maneira que as ressonâncias gigantes de dipolo elétrico (RGE1) e isoescalar de quadrupolo elétrico (RGE2) podem ter seu comportamento alterado por efeitos decorrentes de deformação nuclear. Por fim, o ^{26}Mg está incluido entre os núcleos (2s-2d), nos quais a separação configuracional influencia as ressonâncias gigantes de dipolo elétrico (RGE1) de modo acentuado.

Com o objetivo de explicar os resultados do experimento de coincidência no que se refere à variação com a energia de excitação e à forma tanto das seções de choque para as reações estudadas quanto das componentes multipolares do decaimento α_0, foi proposto neste trabalho um modelo esquemático que procurou considerar a influência simultânea de efeitos decorrentes de isospin, deformação nuclear e separação configuracional nas ressonâncias gigantes do núcleo ^{26}Mg. Para tanto, foram efetuadas comparações com resultados de outros experimentos que buscaram investigar as ressonâncias gigantes dos núcleos (2s-2d) em geral e do núcleo ^{26}Mg em particular na faixa de energia de excitação compreendida entre 10 MeV e 40 MeV.

O modelo esquemático apresentado conseguiu explicar a forma, a localização das regiões de maior intensidade e a divisão em duas faixas de energia de excitação distintas observadas para as seções de choque de coincidência. O mesmo modelo forneceu explicações satisfatórias para a forma e localização das regiões de maior intensidade observadas nas componentes de dipolo elétrico (E1) e isoescalar de quadrupolo elétrico (E2) do decaimento α_0.

Ao longo de todo o capítulo dedicado à apresentação e análise dos resultados, foi destacado que as limitações do experimento de coincidência ^{26}Mg(e,e'c) são consequência do mesmo abranger somente dois valores do momento transferido q. De fato, em razão de apresentarem problemas diver-

sos, outros dois conjuntos de medidas não puderam ser incluidos na análise efetuada. Os problemas citados decorrem de falhas durante as medidas referentes a estes dois conjuntos e se mostraram insanáveis por ocasião da redução dos dados experimentais.

Na falta de um terceiro conjunto de medidas, não foi possível alcançar alguns dos principais objetivos propostos para o experimento : obter a composição multipolar das seções de choque de coincidência para os decaimentos α_1, p_{01} e p_2, determinar a dependência dos fatores de forma $\mid CL \mid^2$ em relação ao momento transferido e efetuar comparações quantitativas com resultados experimentais obtidos através de reações fotonucleares. A consecução destes objetivos permitiria estudar de maneira mais detalhada o comportamento das ressonâncias gigantes no núcleo ^{26}Mg.

Referências Bibliográficas

[1] M.G.Huber, Am. Journ. Phys. 35, 685 (1967).

[2] R.Bergère, Photonuclear Reactions, Proceeding of the International School of Electro and Photonuclear Reactions and Applications, Erice (1976).

[3] J.D.T.Arruda-Neto, Rev. Ens. Fís. 3, Número 4, 49 (1981).

[4] A.Bohr and B.R.Mottelson, Nuclear Structure, Volume II, Benjamin Reading, Massachussets (1975).

[5] E.G.Fuller and E.Hayward, Nucl. Phys. 30, 630 (1962).

[6] B.M.Spicer, Adv. Nucl. Phys. 2, 1 (1969).

[7] R.A.Eramzhyan, B.S.Ishkhanov, I.M.Kapitonov and V.G.Neudatchin, Phys. Rep. 136, Numbers 4-6, 340-360 (1986).

[8] E.Hayward, B.F.Gibson and J.S.O'Connell, Phys. Rev. C5, 846 (1972).

[9] B.L.Berman and S.C.Fultz, Rev. Mod. Phys. 47, 713 (1975).

[10] D.J.Rowe, Nuclear Collective Motion - Models and Theory, Methuen

and Co. Ltd., London (1970).

[11] A. van der Woude, Prog. Part. Nucl. Phys. 18, 217 (1987).

[12] R.Pitthan and T.Walcher, Phys. Lett. B36, 563 (1971).

[13] S.Fukuda and V.Torizuka, Phys. Rev. Lett. 29, 1109 (1972).

[14] F.E.Bertrand, Ann. Rev. Nucl. Sci. 26, 457 (1976).

[15] W.E.Kleppinger and J.D.Walecka, Ann. Phys. 146, 349 (1983).

[16] A.Messiah, Quantum Mechanics, Volume II, North-Holland Publishing Co., Amsterdan (1964).

[17] K.W.Neff, Untersuchung der Riesenresonanzen von ^{26}Mg mit (e,e'c)-Koinzidenzexperimenten unter besonderer Berücksichtigung der Isospinaufspaltung der Dipolriesenresonanz, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik der Johannes Gutenberg Universität, Mainz (1987).

[18] H.Herminghaus, A.Feder, K.H.Kaiser, W.Manz and H.Schmitt, Nucl. Inst. Meth. 138, 1 (1976).

[19] H.Ehrenberg, H.Averdung, B.Dreher, G.Fricke, H.Herminghaus und R.Neuhausen, Nucl. Inst. Meth. 105, 253 (1972).

[20] G.Herbert, Aufbau einer Koinzidenzapparatur und Untersuchung

der Auswerteverfahren für A(e,e'c)B-Experimente, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik der Johannes Gutenberg Universität, Mainz (1986).

[21] Isotopic Analysis of the ^{26}Mg-Target, Oak Ridge (1981).

[22] H.Miessen, Ein Überlappendes 300 Kanal- Szintillationsdetektorsystem - Hoher Auflösung für Elektronenstreuexperimente, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik der Johannes Gutenberg Universität, Mainz (1976).

[23] G.F.Knoll, Radiation Detection and Measurement, John Wiley & Sons Inc., New York (1979).

[24] G.Mallot, Programm EUMEL zur Analyse von (e,e'c)-Daten, Institut für Kernphysik der Johannes Gutenberg Universität, Mainz (1985).

[25] G.Mallot, Programm EICH, Institut für Kernphysik der Johannes Gutenberg Universität, Mainz (1985).

[26] N.Vögler, Programm BIN, Institut für Kernphysik der Johannes Gutenberg Universität, Mainz (1986).

[27] H.H.Andersen and J.F.Ziegler, Hydrogen Stopping Powers and Ranges in all Elements, Volume 3, Pergamon Press, New York (1977).

[28] K.Frank, W.D.Emmerich, A.Hofmann and F.Vogler, Nucl. Inst. Meth. 96, 247 (1971).

[29] N.Zimmermann, Untersuchung der Anregung und des Zerfalls der

Dipolriesenresonanz in ^{16}O mit (e,e'p)-Koinzidenzexperimenten, Dissertation, Institut für Kernphysik der Johannes Gutenberg Universität, Mainz (1989).

[30] H.Überall, Electron Scattering from Complex Nuclei, Part A, Academic Press Inc., New York (1971).

[31] H.G.Andresen, H.Peter, M.Müller, H.J.Ohlbach und P.Weber, Programm HADES, Institut für Kernphysik der Johannes Gutenberg Universität, Mainz (1986).

[32] C. W. de Jager, H. de Vries and C. de Vries, Atom. Data and Nucl. Data Tables 14, 479-508 (1974).

[33] R.Hofstadter, Ann. Rev. Nucl. Sci. 7, 231 (1957).

[34] J.Schwinger, Phys. Rev. 76, 790 (1949).

[35] H.Überall, Electron Scattering from Complex Nuclei, Part B, Academic Press Inc., New York (1971).

[36] M.Sugawara, T.Terasawa, T.Tamae, N.Kawamura, H.Saito and H.Tsubota, Nucl. Phys. A248, 477 (1975).

[37] H.G.Weyand, Programm FKOIN, Institut für Kernphysik der Johannes Gutenberg Universität, Mainz (1986).

[38] T.Kröhl, Untersuchung der Riesenresonanzen von ^{40}Ca im Anre-

gungsenergiebereich der Monopol- und Quadrupolresonanz mit (e,e'c)-Koinzidenzexperimenten, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik der Johannes Gutenberg Universität, Mainz (1987).

[39] D.Drechsel and M.M.Giannini, Rep. Prog. Phys. 52, 1083 (1989).

[40] M.Spahn, T.Kihm and K.T.Knöpfle, Z. Phys. A330, 345 (1988).

[41] E.Kuhlmann, E.Ventura, J.R.Calarco, D.G.Mavis and S.S.Hanna, Phys. Rev. C11, 1525 (1975).

[42] T.Kihm, K.T.Knöpfle, H.Riedesel, P.Voruganti, H.J.Emrich, G.Fricke, R.Neuhausen and R.K.M.Schneider, Phys. Rev. Lett. 56, 2789 (1986).

[43] G.R.Satchler, Nucl. Phys. A195, 1 (1972).

[44] M.Goldhaber and E.Teller, Phys. Rev. 74, 1046 (1948).

[45] L.J.Tassie, Australian J. Phys. 9, 407 (1956).

[46] R.S.Hicks, I.P.Auer, J.C.Bergstrom and H.S.Caplan, Nucl. Phys. A278, 261 (1977).

[47] L.A.Radicati, Phys. Rev. 87, 521 (1952).

[48] B.S.Dzelepov, G.I.Selzer, A.I.Bas und J.A.Smorodinskij, Der Isospin von Atomkernen, Akademie-Verlag, Berlin (1960).

[49] C.P.Browne, Phys. Rev. 104, 1598 (1956).

[50] R.O.Akyüz and S.Fallieros, Phys. Rev. Lett. 27, 1016 (1971).

[51] P.M.Endt and C. van der Leun, Nucl. Phys. A310, 62-180 (1978).

[52] P.Marmier and E.Sheldon, Physics of Nuclei and Particles, Volume II, Academic Press Inc., New York (1970).

[53] A.Christy and O.Häuser, Nucl. Data Tables 11, 281 (1972).

[54] M.Danos, Nucl. Phys. 5, 23 (1958).

[55] D.Schwalm, A.Bamberger, P.G.Bizzeti, B.Povh, G.A.P.Engelbertink, J.W.Olness and W.E.Warburton, Nucl. Phys. A192, 449 (1972).

[56] T.Suzuki and D.J.Rowe, Nucl. Phys. A289, 461 (1977).

[57] A.Kiss, C.Mayer-Böricke, M.Rogge, P.Turek and S.Wiktor, Phys. Rev. Lett. 37, 1188 (1976).

[58] H.Wolf, R.Stock, U.E.P.Berg and K.Wienhard, Nucl. Phys. A234, 365 (1974).

[59] H.Morinaga, Phys. Rev. 97, 444 (1955).

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
SERVIÇO DE BIBLIOTECA E INFORMAÇÃO
2120
ex. 1
INSTITUTO DE FISICA

[60] O.Titze, A.Goldmann and E.Spamer, Phys. Lett. 31B, 565 (1970).

[61] S.C.Fultz, R.A.Alvarez, B.L.Berman, M.A.Kelly, D.R.Lasher, T.W.Phillips and J.C.McElhinney, Phys. Rev. C4, 149 (1971).

[62] J.Ahrens, H.Borchert, K.H.Czock, H.B.Eppler, H.Gimm, H.Gundrum, M.Kröning, P.Riehn, G.Sita-Ram, A.Zieger and B.Ziegler, Nucl. Phys. A251, 479 (1975).

Apêndice A

Regras de Soma

Para classificar uma transição nuclear como excitação coletiva ou excitação de partícula única, é necessário comparar a intensidade dos elementos de matriz para a transição considerada com os elementos de matriz calculados para esta mesma transição supondo excitação de partícula única.

A probabilidade de transição $T_{f0}(\lambda L)$ para a absorção de um fóton de energia $E_f = \hbar\omega$ e polarização μ, ligando o estado fundamental de um núcleo, caracterizado pelos números quânticos $J_0(M_0)$ e paridade η_0 a um estado excitado de energia E_f, caracterizado por $J_f(M_f)$ e paridade η_f, é dado por[1-A] :

$$T_{f0}(\lambda L) = \frac{8\pi(L+1)}{L \mid (2L+1)!! \mid^2} \frac{k^{2L+1}}{h} B(\lambda L, J_0 \rightarrow J_f) \qquad \text{(A.1)}$$

onde k=ω/c e B(λL,J_0 $\rightarrow$ J_f) são os elementos de matriz reduzida de transição , dados por[1-A] :

$$B(\lambda L, J_0 \rightarrow J_f) = \frac{1}{2J_0+1} \sum_{M_0 M_f} |< f|\alpha_{L\mu}|0 >|^2 \qquad \text{(A.2)}$$

sendo que $\mid J_f - J_0 \mid \leq L \leq J_0 + J_f$ e $M_f = \mu + M_0$.

Os operadores $\alpha_{L\mu}$ são classificados como de multipolo elétrico ($E_{L\mu}$) ou magnético ($M_{L\mu}$) de multipolaridade L. A transição eletromagnética será considerada elétrica se $\eta_0 = (-1)^L \eta_f$ ou magnética se $\eta_0 = (-1)^{L+1}\eta_f$.

A probabilidade de transição reduzida, supondo partícula única, tem os seguintes elementos para o caso elétrico[1-A] :

$$B^{pu}(EL) = \frac{2L+1}{4}\frac{e^2}{\hbar c}\left(\frac{3R^L}{L+3}\right)^2 \tag{A.3}$$

onde R = 1,2 $A^{1/3}$ fm é o raio nuclear.

Uma transição geralmente é considerada coletiva se a razão entre o valor de B(EL) medido e B^{pu}(EL) resultar maior que 10.

A intensidade de uma transição nuclear pode, também, ser expressa em termos de um critério, denominado regra de soma (RS). As ressonâncias gigantes são assim chamadas porque esgotam uma fração considerável das respectivas regras de soma[2-A] e para as mesmas $B(EL) \gg B^{pu}(EL)$.

A regra de soma ponderada em energia para o caso de transições elétricas (RSEL), somada sobre todas as excitações abaixo do limiar de fotoprodução de píons e desprezando-se efeitos de interações de troca é dada por :

$$S(EL) = \sum_f B(EL, J_0 \rightarrow J_f) \cdot (E_f - E_0) \tag{A.4}$$

Sendo o operador de multipolo elétrico $E_{L\mu}$ hermitiano, as regras de soma ponderadas em energia para transições elétricas também podem ser escritas na forma[3-A]

$$S(EL) = \frac{1}{2} < 0| \left[E_{L\mu}, [H, E_{L\mu}]\right] |0 > \tag{A.5}$$

onde H é a hamiltoniana nuclear. As expressões gerais das RSEL são obtidas considerando apenas o termo de energia cinética da hamiltoniana nuclear H na equação anterior, o que fornece como resultado[3-A]

$$\begin{aligned} S(E0) &= \frac{2\hbar^2}{M} Ze^2 < r^2 > \\ S(E1) &= \frac{9}{4\pi}\frac{\hbar^2}{2M}\frac{NZ}{A}e^2 \\ S(EL) &= \frac{L(2L+1)^2}{4\pi}\frac{\hbar^2}{2M}Qe^2 < r^{2L-2} > \end{aligned} \tag{A.6}$$

onde S(EL) é válida para $L \geq 2$, M é a massa de um nucleon, $< r^n >$

representa o enésimo momento da densidade volumétrica de carga elétrica para o estado fundamental do núcleo e Q = Z^2/A + NZ/A.

No caso em que n=2, a expressão para $< r^n >$ é dada por[4−A] :

$$< r^2 >= \frac{1}{Z} \int \rho(\vec{r}) r^2 d\,\vec{r} \tag{A.7}$$

onde $\rho(\vec{r})$ é a densidade volumétrica de carga elétrica para o núcleo no estado fundamental.

A regra de soma RSEL para $L \geq 2$ inclui excitações isoescalares e isovetoriais. A parte isoescalar da RSEL é obtida substituindo Q por Z^2/A e a parte isovetorial substituindo Q por NZ/A.

Referências

[1 − A] J.M.Eisenberg and W.Greiner, Excitation Mechanism of the Nucleus - Nuclear Theory, Volume II, North-Holland Publishing Co., Amsterdan (1979).

[2 − A] F.E.Bertrand, Ann. Rev. Nucl. Sci. 26, 457 (1976).

[3 − A] A.Bohr and B.R.Mottelson, Nuclear Structure, Volume II, Benjamin Reading, Massachussets (1975).

[4 − A] E.Wolynec, Espalhamento de elétrons pelos núcleos, curso de pós-graduação , Instituto de Física da USP (1985).