Universidade de São Paulo
Instituto de Física

*Determinação de Escalas Temporais
para Reações entre Íons-pesados Leves
através de Medidas de Correlações
a Momentos Relativos Pequenos*

SBI-IFUSP

305M810T3271

Marcia Maria de Moura

Tese apresentada ao Instituto de Física da
Universidade de São Paulo para a obtenção
do título de Doutor em Ciências.

Orientador: Prof. Dr. Nelson Carlin Filho

Banca examinadora:

Prof. Dr. Hugo Reuters Schelin
Prof. Dr. Luiz Felipe A. de U. Canto
Prof. Dr. Manoel Tiago Freitas da Cruz
Prof. Dr. Raphael Liguori Neto

Prof. Dr. Hugo Reuters Schelin
Presidente da Comissão de Exame

1999

539.75
M929d
D
ex. 1

FICHA CATALOGRÁFICA

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

Moura, Marcia Maria de

Determinação de Escalas Temporais para Reações entre
Íons-pesados Leves através de Medidas de Correlações
a Momentos Relativos Pequenos. São Paulo. 1999

Tese (Doutoramento) - Universidade de São Paulo.
Instituto de Física - Departamento de Física Nuclear

Orientador: Prof. Dr. Nelson Carlin Filho
Área de Concentração: Reações Nucleares e
Espalhamento (Reações Específicas)

Unitermos: 1. Fusão; 2. Efeito HBT; 3. Interações de
Estado Final; 4. Correlações a Pequenos Momentos
Relativos; 5. Escalas Temporais.

USP/IF/SBI-072/99

À minha família

Resumo

Neste trabalho foram realizadas, no Laboratório Pelletron do Instituto de Física da Universidade de São Paulo, medidas de coincidência entre partículas com momentos relativos pequenos para os sistemas $^{16}\text{O}+^{10}\text{B}$ e $^{16}\text{O}+^{12}\text{C}$ nas energias de 62,5 e 64,0 MeV, respectivamente. Para isso, foi utilizado um hodoscópio composto de 14 telescópios do tipo $\Delta E-E$, capazes de medir a energia tanto de partículas pesadas ($Z>2$) como leves ($Z\leq 2$).

A partir dessas medidas foram obtidos espectros de diferença dos módulos das velocidades (v_{dif}) e funções correlação em momento relativo (p_{rel}) para vários pares de partículas. A análise do espectro de v_{dif} permite determinar a proporção relativa entre as duas seqüências de emissão possíveis para um dado par de partículas. A região da anticorrelação na função correlação permite obter informações sobre a escala temporal referente ao intervalo de tempo entre a emissão da primeira e da segunda partícula. Para o ajuste tanto do espectro de v_{dif} como da função correlação foi utilizado um programa que simula a emissão seqüencial de duas partículas a partir de um núcleo composto, no qual a fração das seqüências de emissão e a escala temporal são parâmetros ajustáveis. Correlações envolvendo somente partículas leves forneceram resultados para as escalas temporais da ordem de 10^{-20} s a 10^{-19} s, compatíveis com evaporação seqüencial de um núcleo composto. Correlações envolvendo partículas leves e pesadas forneceram escalas temporais da ordem de 10^{-20} s, compatíveis com a fissão de núcleos residuais após a emissão de uma partícula leve.

Abstract

Particle-particle correlation measurements at small relative momenta for the $^{16}\text{O}+^{10}\text{B}$ and $^{16}\text{O}+^{12}\text{C}$ systems at $E_{lab} = 62.5$ and 64 MeV, respectively, were performed at the University of São Paulo - Pelletron Laboratory. The experimental setup consisted of a hodoscope composed by fourteen triple telescopes which provide the energy for both light ($Z \leq 2$) and heavy ($Z > 2$) particles.

Velocity difference (v_{diff}) spectra and correlation functions at small relative momenta were obtained for many particle pairs. The velocity difference spectrum provides information about the emission order for the particles. The anticorrelation region in the correlation function provides information about the time between the first and second emission. A simulation code that calculates sequential emission from a compound nucleus and for which the emission order and time scale are parameters was used to fit both the v_{diff} spectrum and the correlation function. The time scales obtained for light particle correlations are between 10^{-20} and 10^{-19} s and they are in agreement with predictions for the evaporation of compound nuclei. Correlations between light and heavy particles give time scales of about 10^{-20} s, which are compatible with fission of the residual nuclei after a light particle emission.

Agradecimentos

Um trabalho como esse sempre é fruto de muito esforço e dedicação por parte dos estudantes, mas, sem dúvida nenhuma, esse esforço não é isolado. Por esse motivo, gostaria de agradecer a todos aqueles que colaboraram na realização deste trabalho. Em especial:

Ao Nelson que, ao longo destes anos se empenhou para que eu tivesse uma formação sólida sob todos os aspectos e que, ao mesmo tempo, sempre demonstrou muita confiança e amizade, as quais são recíprocas da minha parte.

Ao Alex, cujo entusiasmo pela Física é contagiante, o que nos estimula e encoraja a continuar no caminho da pesquisa, que é um tanto árduo, mas vale a pena ser seguido.

A todos do grupo IPL. Ao Nelson, Alex, Eloisa, Nemitala, Alexandre, Walter, Francisco, Edson e Fujii, com os quais o companheirismo, que deve prevalecer entre as pessoas que trabalham em grupo, foi exercido plenamente. Em especial, quero agradecer pela colaboração nos períodos de máquina, que exigiram bastante de todos. Agradeço também pela amizade. Ao Marcelo, Patrícia e Jun pela amizade.

A todo o corpo técnico do laboratório que contribuiu em diferentes etapas deste trabalho e principalmente pela amizade demonstrada. Ao Udo, pela coordenação do Laboratório.

A todos da oficina mecânica. Ao Adriano, Edmilson, Pedro, Roberto, Orenito e, em especial, ao Otávio, pelo cuidado na confecção e pelo fino acabamento dado a todas as peças dos telescópios e do hodoscópio.

Ao Messias, sempre disposto a ajudar em qualquer circunstância.

À Wanda e ao Jorge, pela confecção dos alvos.

Ao José Carlos e Márcio Arantes, pela operação da fonte íons.

Ao Marcelo Oliveira, Ditinho e Celso Perego, pela manutenção do acelerador.

Ao Gianfranco, Ricardo e Tromba pela manutenção da eletrônica do laboratório. Em especial ao Gianfranco, na colaboração para a construção de alguns dispositivos do arranjo experimental e ao Ricardo pela colaboração no reparo de vários elementos.

Ao Adilson, Fábio, Marcelo Ferrareto, Wanilda, Cecília e Jorge, do setor de computação, cujo empenho em oferecer, a todos do departamento, um sistema computacional eficiente foi essencial para a realização deste trabalho.

Ao Ajit, do grupo da State University of New York - Stony Brook, EUA, por ter cedido o código MENEKA, através do qual foi feita toda a análise dos dados deste trabalho, e por ter participado decisivamente nas adaptações e melhorias do mesmo para que se adequasse aos nossos objetivos.

Ao Edson e ao Fujii por terem colaborado em parte da análise dos dados.

Ao Alexandre, Nelson, Eloísa e Alex por colaborarem na leitura e correção deste trabalho.

À Cely e ao Malandrino pela amizade.

À Lucy, Suaide, Beto e André que me acolheram como membro da família, me dando muito apoio em momentos difíceis, e por quem eu tenho grande carinho.

Ao Alexandre, principal responsável por eu pertencer hoje a esse grupo, através do qual pude ampliar minha formação, quero fazer um agradecimento especial. Estudando e trabalhando juntos, conseguimos estabelecer uma relação profissional estimulante e prazerosa, o que não é muito comum. Sua amizade e carinho, assim como seu apoio nos momentos difíceis foi e continua sendo essencial. Obrigada por compartilhar comigo todos esses momentos.

À minha irmã Marta que soube entender minha ausência nesses últimos anos. Aos meus pais, Carlos e Maria José, cujo amor, dedicação e apoio incondicionais foram fundamentais para que hoje eu pudesse estar fazendo aquilo que gosto. A eles também dedico um especial agradecimento por serem quem são.

E, finalmente, agradeço à FAPESP pelo apoio financeiro ao longo deste trabalho.

Índice

<i>Resumo</i>	<i>i</i>
<i>Abstract</i>	<i>iii</i>
<i>Agradecimentos</i>	<i>v</i>
<i>Índice</i>	<i>ix</i>
<i>Índice de Figuras</i>	<i>xi</i>
<i>Índice de Tabelas</i>	<i>xix</i>
<i>Introdução</i>	<i>1</i>
<i>Capítulo I</i>	<i>7</i>
<i>Fundamentos Teóricos</i>	<i>7</i>
Introdução	7
I.1 - Interferência Convencional e o Efeito HBT	9
I.2 - Correlações entre duas partículas na Física Nuclear	16
I.2.1 - Efeito HBT em correlações de partículas idênticas	16
I.2.2 - Interações de estado final	21
I.3 - O processo de fusão nuclear	27
I.3.1 - Formação do núcleo composto	28
I.3.2 - Decaimento do núcleo composto	28
<i>Capítulo II</i>	<i>31</i>
<i>Arranjo Experimental</i>	<i>31</i>
Introdução	31
II.1 - Produção do feixe	33
II.2 - Aceleração do Feixe	34
II.3 - Alvos utilizados	36
II.4 - Câmara de Espalhamento	37
II.5 - Dispositivos Utilizados na Câmara de Espalhamento e Sistema de Detecção	38
II.5.1 - Suporte de alvos	38

II.5.2 - Sistema de Detecção:Hodoscópio	39
II.5.2.1 - Telescópios triplos	39
II.5.2.2 - Hodoscópio	43
II.6 - Eletrônica e Aquisição de Dados	46
II.6.1 - Eletrônica NIM	46
II.6.2 - Sistema CAMAC	47
Capítulo III	49
Redução dos Dados	49
Introdução	49
III.1 - Medidas Realizadas	51
III.2 – Organização dos Dados: Espectros Bi-paramétricos	52
III.3 – Calibração dos Espectros	55
III.3.1 – Calibração do eixo de E_{BS}	55
III.3.2 - Calibração do eixo de ΔE_{CI}	58
III.3.3 - Calibração do eixo de ΔE_{BS}	59
III.3.4 - Calibração do eixo de E_{Csl}	60
III.3.4.1- Calibração do eixo de E_{Csl} para $Z=1$	60
III.3.4.2 - Calibração do eixo de E_{Csl} para $Z=2$	62
III.4 - Energia Total	64
III.5 - Obtenção dos Espectros de ν_{dif} e Funções de Correlação em p_{rel}	65
III.5.1 - Espectros de ν_{dif}	66
III.5.2 - Funções de Correlação em p_{rel}	69
Capítulo IV	77
Análise dos Dados e Discussão dos Resultados	77
Introdução	77
IV.1 - Objetivos	79
IV.2 - O código MENEKA	80
IV.2.1 - Características	80
IV.2.2 - Adaptações efetuadas	83
IV.3 - Obtenção das escalas temporais e da proporção das duas seqüências de emissão que contribuem para uma mesma correlação	85
IV.3.1 - Procedimento 1 - Determinação de uma única escala temporal e do valor $fr_{(1;2)}$ correspondente	86
IV.3.2 - Procedimento 2 - Determinação de duas escalas temporais e do valor $fr_{(1;2)}$ correspondente	88
IV.4 - Estimativa do tempo de decaimento de um núcleo composto	92
IV.4 - Resultados Obtidos	94
IV.4.1 - Correlações obtidas para o sistema $^{16}O+^{10}B$	95
IV.4.2 - Correlações obtidas para o sistema $^{16}O+^{12}C$	128
IV.5 - Discussão dos Resultados	152
Conclusões	155
Referências	161

Índice de Figuras

Figura I.1 - Esquema de um interferômetro de Michelson. A e B são duas antenas que recebem sinais de uma estrela, que seguem para um receptor, cuja intensidade resultante na saída é registrada.....	10
Figura I.2 - Esquema do interferômetro de intensidade, desenvolvido por Hanbury-Brown e Twiss.	12
Figura I.3 - Funções de correlação para três estrelas de tamanhos angulares diferentes [19].....	15
Figura I.4 - Detecção de duas partículas idênticas emitidas de uma fonte.	17
Figura I.5 - Formas típicas de funções correlação para bósons e férmions considerando o efeito HBT.....	20
Figura I.6 - Contribuição da interação coulombiana em correlações envolvendo partículas não idênticas [22].	22
Figura I.7 - Tamanho aparente da fonte em duas situações de escala temporal diferentes. Na figura da esquerda, a escala temporal é pequena e na figura da direita a escala temporal é grande.	23
Figura I.8 - Previsões de correlação entre dois prótons com base no modelo de Koonin para vários valores de r_0 . Os dados correspondem à reação $^{16}\text{O} + \text{Au}$ em 25 MeV/nucleon [24].	25
Figura I.9 - Correlação próton-próton para o sistema $^{16}\text{O} + ^{27}\text{Al}$ em $E/A=8,75$ MeV. Neste caso, os efeitos devido a escalas temporais são mais importantes que os devido ao tamanho real da fonte emissora.	27
Figura II.1 - Percurso do feixe: originado na fonte de íons, o feixe segue horizontalmente, sendo selecionado em massa e defletido para a vertical pelo ME-20. Em seguida, incide no acelerador eletrostático Pelletron 8UD, do qual emerge com uma energia que vai depender do estado de carga. Segue para o ME-200 sendo selecionado em carga e energia e defletido para a horizontal. Finalmente, o Switching Magnet deflete o feixe selecionado para uma das canalizações.	35
Figura II.2 - Câmara de espalhamento da canalização 15°B do laboratório Pelletron; a) Vista da câmara fechada; b) Câmara aberta; 1 - seção fixa na canalização; 2 e 3 - Seções móveis; 4 - Conjunto de discos de sustentação; 5 - Entrada da câmara.	37
Figura II.3 - Suporte de alvos; 1 - Colimador para otimização do feixe; 2 - cabo de aço para troca de alvos; 3 - Escudo para feixe espalhado na entrada da câmara; 4 - Entrada da câmara.	38
Figura II.4 - Montagem de um telescópio; a) Flange da janela, carcaça e conjunto composto pelos três detectores; b) Detalhe do flange traseiro de conectores; c) Esquema do conjunto.	42
Figura II.5 - Hodoscópio; a) Vista frontal: 1- detalhe da calota esférica; 2 -detalhe dos pré-amplificadores; b) Vista traseira: 1- detalhe de um dos dutos de gás.	44
Figura II.6 - Montagem completa do sistema de detecção no interior da câmara de espalhamento.	45
Figura II.7 - Esquema da vista frontal do hodoscópio.	46
Figura II.8 - Esquema da eletrônica utilizada. Os sinais lentos dos AMPs que vão para os ADCs são proporcionais às energias depositadas nos detectores. Os sinais rápidos são utilizados para inicializar o processo de armazenamento dos dados.	48
Figura III.1 - Espectros bi-paramétricos com os dados brutos. Nota-se uma boa separação em Z. No espectro de $Z>2$ a faixa de $Z=8$ apresenta vários picos, dentre eles o de espalhamento elástico do ^{16}O pelo	

¹⁹⁷ Au e pelo alvo. No espectro de $Z < 2$ observa-se uma boa separação em massa para $Z = 1$ e a presença do pico do recuo do espalhamento elástico do ¹⁶ O pelo ¹ H, devido à umidade presente no alvo.....	54
Figura III.2 - Projeções no eixo de Er_{BS} da faixa de $Z = 8$ nas quatro energias medidas, para um dado telescópio, para o sistema ¹⁶ O + ¹⁰ B. Destaque para os picos do espalhamento elástico para ¹⁶ O + ¹⁹⁷ Au.	56
Figura III.3 - Calibração do eixo de Er_{BS} através de ajuste linear dos pontos referentes ao espalhamento elástico do ¹⁶ O + ¹⁹⁷ Au em quatro diferentes energias, para um dado telescópio, para o sistema ¹⁶ O + ¹⁰ B.	56
Figura III.4 - Identificação dos contaminantes presentes nos alvos. a) - As curvas representam os cálculos cinemáticos para a energia do ¹⁶ O espalhado por vários elementos, para o caso do sistema ¹⁶ O + ¹⁰ B. Os pontos representam os picos das projeções com $Z = 8$ medidos em vários ângulos. b) - Projeção da faixa de $Z = 8$ num dado telescópio, para o sistema ¹⁶ O + ¹⁰ B com $E_{lab} = 62,5$ MeV. Os picos, referentes aos contaminantes identificados, aparecem indicados.	57
Figura III.5 - Projeções de picos com diferentes valores de Z , no eixo de ΔE_{Cl} , e gaussianas ajustadas, para um dado telescópio, para o sistema ¹⁶ O + ¹⁰ B. Os centróides das gaussianas foram associados às respectivas energias perdidas na CI.	58
Figura III.6 - Calibração do eixo de ΔE_{Cl} através do ajuste linear dos centróides dos picos projetados para diferentes valores de Z , para um dado telescópio, para o sistema ¹⁶ O + ¹⁰ B.	59
Figura III.7 - Calibração do eixo de ΔE_{BS} através do ajuste linear de pontos correspondentes às energias para as quais as partículas atravessam o detector BS e pontos referentes às projeções dos picos de recuo de espalhamento elástico para ¹⁶ O + ¹ H.	60
Figura III.8 - Projeções no eixo de Er_{Csl} da faixa de $Z = 1$ nas quatro energias medidas, para um dado telescópio, para o sistema ¹⁶ O + ¹⁰ B. Destaque para os picos do espalhamento elástico para ¹⁶ O + ¹ H.	61
Figura III.9 - Calibração do eixo de Er_{Csl} , para $Z = 1$, através de ajuste linear dos pontos referentes ao espalhamento elástico do ¹⁶ O + ¹ H em quatro diferentes energias, para um dado telescópio, para o sistema ¹⁶ O + ¹⁰ B.	61
Figura III.10 - Projeção no eixo de Er_{Csl} para $Z = 2$, para o sistema ¹⁶ O + ¹² C, num dado telescópio. Os picos são referentes a estados excitados do ²⁴ Mg.	62
Figura III.11 - Energia residual no Csl (Er_{Csl}) como função da perda de energia no BS (ΔE_{BS}). Foi feito um ajuste, dado pela expressão III.5, aos resultados obtidos com os cálculos do STOPX.	63
Figura III.12 - Curva de calibração do eixo de Er_{Csl} , para $Z = 2$, num dado telescópio, para o sistema ¹⁶ O + ¹² C. Foi feito um ajuste polinomial aos dados através da expressão III.6. Os canais adotados correspondem à curva média que passa pela faixa com $Z = 2$ do espectro bi-paramétrico. As energias residuais associadas aos canais foram obtidas através dos valores correspondentes de perda de energia ΔE_{BS}	64
Figura III.13 - Parâmetro $\beta(Er)$ como função de Er , para alguns valores de Z , que se apresenta praticamente constante.	65
Figura III.14 - Espectro de v_{dif} para a correlação p-p (próton-próton), do sistema ¹⁶ O + ¹⁰ B.	67
Figura III.15 - Espectro de v_{dif} para a correlação p- α (próton-alfa), do sistema ¹⁶ O + ¹⁰ B.	67
Figura III.16 - Espectro de v_{dif} para a correlação p-d (próton-déuteron), do sistema ¹⁶ O + ¹² C.	68
Figura III.17 - Espectro de v_{dif} para a correlação α - α (alfa-alfa), do sistema ¹⁶ O + ¹² C.	68
Figura III.18 - Espectro de coincidência e espectros de referência obtidos por singles e por mistura de eventos, em função de p_{rel} , para a correlação p- α do sistema ¹⁶ O + ¹⁰ B.	72
Figura III.19 - Função correlação em p_{rel} , para a correlação p- α do sistema ¹⁶ O + ¹⁰ B.	72
Figura III.20 - Espectro de coincidência e espectros de referência obtidos por singles e por mistura de eventos, em função de p_{rel} , para a correlação d- α do sistema ¹⁶ O + ¹⁰ B.	73
Figura III.21 - Função correlação em p_{rel} , para a correlação d- α do sistema ¹⁶ O + ¹⁰ B. O pico próximo a 42 MeV/c corresponde à quebra do ⁶ Li em d e α	73
Figura III.22 - Espectro de coincidência e espectros de referência obtidos por singles e por mistura de eventos, em função de p_{rel} , para a correlação p-p do sistema ¹⁶ O + ¹² C.	74
Figura III.23 - Função correlação em p_{rel} , para a correlação p-p do sistema ¹⁶ O + ¹² C.	74
Figura III.24 - Espectro de coincidência e espectros de referência obtidos por singles e por mistura de eventos, em função de p_{rel} , para a correlação α - α do sistema ¹⁶ O + ¹² C.	75
Figura III.25 - Função correlação em p_{rel} , para a correlação α - α do sistema ¹⁶ O + ¹² C. O pico próximo a 18 MeV/c corresponde à quebra do ⁸ Be em duas α 's.	75
Figura IV.1 - Exemplos das duas seqüências de emissão possíveis que contribuem para uma dada correlação A-B.	79

Figura IV.2 - Exemplos típicos de simulações obtidas com o programa MENEKA. Na figura da esquerda são mostradas funções correlação simuladas em diferentes escalas temporais enquanto na figura da direita são mostrados espectros de diferença de velocidades simulados, onde são mostrados os espectros individuais para cada sequência de emissão e o somado, segundo uma dada proporção.	84
Figura IV.3 - χ_{red}^2 do espectro de v_{dif} como função do parâmetro fr , numa dada escala temporal, para a correlação $d-\alpha$ do sistema $^{16}O+^{10}B$. O parâmetro fr corresponde à fração de eventos para a emissão ($d; \alpha$).	87
Figura IV.4 - χ_{red}^2 da função correlação em p_{rel} como função da escala temporal τ , para a correlação $d-\alpha$ do sistema $^{16}O+^{10}B$. A região hachurada corresponde à faixa de 98% de confiabilidade para o χ_{red}^2	87
Figura IV.5 - Mínimos de χ_{red}^2 do espectro de v_{dif} para diferentes combinações de escalas (τ_p, τ_d), para a correlação $p-\alpha$ do sistema $^{16}O+^{10}B$	89
Figura IV.6 - χ_{red}^2 do espectro de v_{dif} como função do parâmetro fr , para um dado par de escalas temporais, para a correlação $p-\alpha$ do sistema $^{16}O+^{10}B$. O parâmetro fr corresponde à fração de eventos para a emissão ($p; \alpha$).	91
Figura IV.7 - Projeções da superfície de χ_{red}^2 do espectro de v_{dif} (figura IV.5) que passam pelo mínimo absoluto da mesma.	91
Figura IV.8 - Esquema do decaimento sequencial de um núcleo composto excitado.	93
Figura IV.9 - χ_{red}^2 da função correlação como função da escala temporal τ , para a correlação $p-p$ do sistema $^{16}O+^{10}B$. A região hachurada corresponde à faixa de 98% de confiabilidade para o χ_{red}^2	96
Figura IV.10 - χ_{red}^2 da função correlação como função da escala temporal τ , para a correlação $p-d$ do sistema $^{16}O+^{10}B$. A região hachurada corresponde à faixa de 98% de confiabilidade para o χ_{red}^2	96
Figura IV.11 - Mínimos de χ_{red}^2 do espectro de v_{dif} para diferentes combinações de escalas temporais (τ_{p1}, τ_{p2}) para a correlação $p-p$ do sistema $^{16}O+^{10}B$	97
Figura IV.12 - Projeções da superfície de χ_{red}^2 do espectro de v_{dif} (figura IV.11) que passam pelo mínimo absoluto da mesma.	98
Figura IV.13 - Mínimos de χ_{red}^2 do espectro de v_{dif} para diferentes combinações de escalas (τ_p, τ_d) para a correlação $p-d$ do sistema $^{16}O+^{10}B$	98
Figura IV.14 - Projeções da superfície de χ_{red}^2 do espectro de v_{dif} (figura IV.13) que passam pelo mínimo absoluto da mesma, para a correlação $p-d$ do sistema $^{16}O+^{10}B$	99
Figura IV.15 - Espectro de diferença de velocidades (v_{dif}) da correlação $p-p$ do sistema $^{16}O+^{10}B$. São mostradas as simulações para as duas sequências de emissão e o ajuste total para a fração (fr) e escala temporal (τ) obtidas pelo procedimento 1, que corresponde à curva tracejada.	99
Figura IV.16 - Função correlação $p-p$ do sistema $^{16}O+^{10}B$. A curva contínua corresponde ao ajuste pelos parâmetros obtidos através do procedimento 1 e as demais correspondem a ajustes para outras escalas temporais.	100
Figura IV.17 - Espectro de diferença de velocidades (v_{dif}) da correlação $p-d$ do sistema $^{16}O+^{10}B$. São mostradas as simulações para as duas sequências de emissão e o ajuste total para a fração (fr) e escala temporal (τ) obtidas com o procedimento 1, que corresponde à curva tracejada.	100
Figura IV.18 - Função correlação $p-d$ do sistema $^{16}O+^{10}B$. A curva contínua corresponde ao ajuste pelos parâmetros obtidos pelo procedimento 1 e as demais correspondem a ajustes para outras escalas temporais.	101
Figura IV.19 - χ_{red}^2 da função correlação como função da escala temporal τ , para a correlação $p-\alpha$ do sistema $^{16}O+^{10}B$. Apesar de os valores não estarem dentro da faixa de 98% de confiabilidade do χ_{red}^2 , a curva apresenta um mínimo localizado.	103

Figura IV.20 - Mínimos de χ_{red}^2 do espectro de v_{dif} para diferentes combinações de escalas (τ_p, τ_d) para a correlação p- α do sistema $^{16}O+^{10}B$.	104
Figura IV.21 - Projeções da superfície de χ_{red}^2 do espectro de v_{dif} (figura IV.20) que passam pelo mínimo absoluto da mesma e projeção da diagonal, para a correlação p- α do sistema $^{16}O+^{10}B$.	104
Figura IV.22 - Espectro de diferença de velocidades (v_{dif}) da correlação p- α do sistema $^{16}O+^{10}B$. São mostradas as simulações para as duas seqüências de emissão e o ajuste total para a fração (fr) e escala temporal (τ) obtidas pelo procedimento 1, que corresponde à curva tracejada.	105
Figura IV.23 - Função correlação p- α do sistema $^{16}O+^{10}B$. A curva contínua corresponde ao ajuste pelos parâmetros obtidos através do procedimento 1 e as demais correspondem a ajustes para outras escalas temporais.	106
Figura IV.24 - Espectro de diferença de velocidades (v_{dif}) da correlação p- α do sistema $^{16}O+^{10}B$. São mostradas as simulações para as duas seqüências de emissão e o ajuste total para a fração (fr) e escalas temporais diferentes, obtidas pelo procedimento 2, que corresponde à curva tracejada.	106
Figura IV.25 - Função correlação p- α do sistema $^{16}O+^{10}B$. A curva contínua corresponde ao ajuste para as duas escalas temporais obtidas pelo procedimento 2.	107
Figura IV.26 - χ_{red}^2 da função correlação como função da escala temporal τ , para a correlação d- α do sistema $^{16}O+^{10}B$. A região hachurada corresponde à faixa de 98% de confiabilidade para o χ_{red}^2 .	109
Figura IV.27 - Mínimos de χ_{red}^2 do espectro de v_{dif} para diferentes combinações de escalas (τ_b, τ_d) para a correlação d- α do sistema $^{16}O+^{10}B$.	110
Figura IV.28 - Projeções da superfície de χ_{red}^2 do espectro de v_{dif} (figura IV.27) que passam mínimo absoluto da mesma, para a correlação d- α do sistema $^{16}O+^{10}B$.	110
Figura IV.28 - Espectro de diferença de velocidades (v_{dif}) da correlação d- α do sistema $^{16}O+^{10}B$. Os picos próximos a $v_{dif} = -1$ cm/ns e $v_{dif} = 1$ cm/ns são referentes à quebra do 6Li em d e α . São mostradas as simulações parciais para as duas seqüências de emissão e o ajuste total para a fração (fr) e escala temporal (τ) obtidas pelo procedimento 1, que corresponde à curva tracejada.	111
Figura IV.30 - Função correlação d- α do sistema $^{16}O+^{10}B$. Na parte superior destaca-se o pico de correlação, referente à quebra do 6Li no estado excitado de 2,186 MeV. A curva contínua corresponde ao ajuste pelos parâmetros obtidos pelo procedimento 1 e as demais correspondem a ajustes para outras escalas temporais.	112
Figura IV.31 - Espectro de diferença de velocidades (v_{dif}) da correlação d- α do sistema $^{16}O+^{10}B$. São mostradas as simulações para cada seqüência de emissão e o ajuste total para a fração (fr) e escalas temporais diferentes, obtidas pelo procedimento 2, que corresponde à curva tracejada.	113
Figura IV.32 - Função correlação d- α do sistema $^{16}O+^{10}B$. A curva contínua corresponde ao ajuste para as duas escalas temporais obtidas pelo procedimento 2.	113
Figura IV.33 - χ_{red}^2 da função correlação em como função da escala temporal τ , para a correlação α - α do sistema $^{16}O+^{10}B$. A região hachurada corresponde à faixa de 98% de confiabilidade para o χ_{red}^2 .	114
Figura IV.34 - Mínimos de χ_{red}^2 do espectro de v_{dif} para diferentes combinações de escalas ($\tau_{\alpha 1}, \tau_{\alpha 2}$) para a correlação α - α do sistema $^{16}O+^{10}B$.	115
Figura IV.35 - Projeções da superfície de χ_{red}^2 do espectro de v_{dif} (figura IV.34) que passam pelo mínimo absoluto da mesma, para a correlação α - α do sistema $^{16}O+^{10}B$.	115
Figura IV.36 - Espectro de diferença de velocidades (v_{dif}) da correlação α - α do sistema $^{16}O+^{10}B$. Os picos próximos a $v_{dif} = 0$ cm/ns correspondem à quebra do 8Be em duas partículas α . São mostradas as simulações para as duas seqüências de emissão e o ajuste total para a fração (fr) e escala temporal (τ) obtidas pelo procedimento 1, que corresponde à curva tracejada.	116
Figura IV.37 - Função correlação α - α do sistema $^{16}O+^{10}B$. O pico em $p_{rel} \sim 18$ MeV/c é relativo à quebra do 8Be em duas partículas α . A curva contínua corresponde ao ajuste pelos parâmetros obtidos através do procedimento 1 e as demais correspondem a ajustes para outras escalas temporais.	116

Figura IV.38 - χ_{red}^2 da função correlação como função da escala temporal τ , para a correlação p-C do sistema $^{16}O+^{10}B$. A região hachurada corresponde à faixa de 98% de confiabilidade para o χ_{red}^2 .	118
Figura IV.39 - χ_{red}^2 da função correlação como função da escala temporal τ , para a correlação p-N do sistema $^{16}O+^{10}B$. A região hachurada corresponde à faixa de 98% de confiabilidade para o χ_{red}^2 .	118
Figura IV.40 - Mínimos de χ_{red}^2 do espectro de v_{dif} para diferentes combinações de escalas (τ_p, τ_c) para a correlação p-C do sistema $^{16}O+^{10}B$.	119
Figura IV.41 - Projeções da superfície de χ_{red}^2 do espectro de v_{dif} (figura IV.40) que passam pelo mínimo absoluto da mesma, para a correlação p-C do sistema $^{16}O+^{10}B$.	119
Figura IV.42 - Mínimos de χ_{red}^2 do espectro de v_{dif} para diferentes combinações de escalas (τ_p, τ_N) para a correlação p-N do sistema $^{16}O+^{10}B$.	120
Figura IV.43 - Projeções da superfície de χ_{red}^2 do espectro de v_{dif} (figura IV.42) que passam pelo mínimo absoluto da mesma, para a correlação p-N do sistema $^{16}O+^{10}B$.	120
Figura IV.44 - Espectro de diferença de velocidades (v_{dif}) da correlação p-C do sistema $^{16}O+^{10}B$. É mostrado o ajuste total para a fração (fr) e escala temporal (τ) obtidas pelo procedimento 1, que corresponde à curva tracejada.	121
Figura IV.45 - Função correlação p-C do sistema $^{16}O+^{10}B$. A curva contínua corresponde ao ajuste pelos parâmetros obtidos através do procedimento 1 e as demais correspondem a ajustes para outras escalas temporais.	121
Figura IV.46 - Espectro de diferença de velocidades (v_{dif}) da correlação p-N do sistema $^{16}O+^{10}B$. São mostradas as simulações para as duas seqüências de emissão e o ajuste total para a fração (fr) e escala temporal (τ) obtidas pelo procedimento 1, que corresponde à curva tracejada.	122
Figura IV.47 - Função correlação p-N do sistema $^{16}O+^{10}B$. A curva contínua corresponde ao ajuste pelos parâmetros obtidos através do procedimento 1 e as demais correspondem a ajustes para outras escalas temporais.	122
Figura IV.48 - Espectro de diferença de velocidades (v_{dif}) da correlação p-N do sistema $^{16}O+^{10}B$. São mostradas as simulações para as duas seqüências de emissão e o ajuste total para a fração (fr) e escalas temporais diferentes, obtidas pelo procedimento 2, que corresponde à curva tracejada.	123
Figura IV.49 - Função de correlação p-N do sistema $^{16}O+^{10}B$. A curva mostra o ajuste pelos parâmetros obtidos através do procedimento 2.	123
Figura IV.50 - χ_{red}^2 da função correlação como função da escala temporal τ , para a correlação α -C do sistema $^{16}O+^{10}B$. A região hachurada corresponde à faixa de 98% de confiabilidade para o χ_{red}^2 .	124
Figura IV.50 - Mínimos de χ_{red}^2 do espectro de v_{dif} para diferentes combinações de escalas (τ_ϕ, τ_c), para a correlação α -C do sistema $^{16}O+^{10}B$.	125
Figura IV.51 - Projeções da superfície de χ_{red}^2 do espectro de v_{dif} (figura IV.50) que passam pelo valor mínimo de χ_{red}^2 , para a correlação α -C do sistema $^{16}O+^{10}B$.	125
Figura IV.52 - Espectro de diferença de velocidades (v_{dif}) da correlação α -C do sistema $^{16}O+^{10}B$. São mostradas as simulações para as duas seqüências de emissão e o ajuste total para a fração (fr) e escala temporal (τ) obtidas pelo procedimento 1, que corresponde à curva tracejada.	126
Figura IV.53 - Espectro de diferença de velocidades (v_{dif}) da correlação α -C do sistema $^{16}O+^{10}B$. São mostradas as simulações para as duas seqüências de emissão e o ajuste total para a fração (fr) e escalas temporais diferentes, obtidas pelo procedimento 2, que corresponde à curva tracejada.	126
Figura IV.54 - Função correlação α -C do sistema $^{16}O+^{10}B$. A curva contínua corresponde ao ajuste pelos parâmetros obtidos através do procedimento 1 e as demais correspondem a ajustes para outras escalas temporais.	127
Figura IV.55 - χ_{red}^2 da função correlação em p_{rel} como função da escala temporal τ , para a correlação p-p do sistema $^{16}O+^{12}C$. A região hachurada corresponde à faixa de 98% de confiabilidade para o χ_{red}^2 .	128

Figura IV.56 - χ_{red}^2 da função correlação em p_{rel} como função da escala temporal τ , para a correlação p-d do sistema $^{16}O+^{12}C$. A região hachurada corresponde à faixa de 98% de confiabilidade para o χ_{red}^2	129
Figura IV. 57 - Mínimos de χ_{red}^2 do espectro de v_{dif} para diferentes combinações de escalas (τ_{p1}, τ_{p2}) para a correlação p-p do sistema $^{16}O+^{12}C$	130
Figura IV.58 - Projeções da superfície de χ_{red}^2 do espectro de v_{dif} (figura IV.57) que passam pelo mínimo absoluto da mesma, para a correlação p-p do sistema $^{16}O+^{12}C$	130
Figura IV.59 - Mínimos de χ_{red}^2 do espectro de v_{dif} para diferentes combinações de escalas (τ_p, τ_d) para a correlação p-d do sistema $^{16}O+^{12}C$	131
Figura IV.60 - Projeções da superfície de χ_{red}^2 do espectro de v_{dif} (figura IV.59) que passam pelo mínimo absoluto da mesma, para a correlação p-d do sistema $^{16}O+^{12}C$	131
Figura IV.61 - Espectro de diferença de velocidades (v_{dif}) da correlação p-p do sistema $^{16}O+^{12}C$. As curvas mostram os ajustes parciais para as duas seqüências de emissão e o ajuste total para a fração (fr) e escala temporal (τ) obtidas com o procedimento 1.....	132
Figura IV.62 - Função correlação p-p do sistema $^{16}O+^{12}C$. A curva contínua corresponde ao ajuste pelos parâmetros obtidos através do procedimento 1 e as demais correspondem a ajustes para outras escalas temporais.....	132
Figura IV.63 - Espectro de diferença de velocidades (v_{dif}) da correlação p-d do sistema $^{16}O+^{12}C$. As curvas mostram os ajustes parciais para as duas seqüências de emissão e o ajuste total para a fração (fr) e escala temporal (τ) obtidas com o procedimento 1.....	133
Figura IV.64 - Função correlação p-d do sistema $^{16}O+^{12}C$. A curva contínua corresponde ao ajuste pelos parâmetros obtidos através do procedimento 1 e as demais correspondem a ajustes para outras escalas temporais.....	133
Figura IV.65 - χ_{red}^2 da função correlação em p_{rel} como função da escala temporal τ , para a correlação p- α do sistema $^{16}O+^{12}C$	135
Figura IV.66 - Mínimos de χ_{red}^2 do espectro de v_{dif} para diferentes combinações de escalas (τ_p, τ_α) para a correlação p- α do sistema $^{16}O+^{12}C$	136
Figura IV.67 - Projeções da superfície de χ_{red}^2 do espectro de v_{dif} (figura IV.66) que passam pelo mínimo absoluto da mesma, para a correlação p- α do sistema $^{16}O+^{12}C$	136
Figura IV.68 - Espectro de diferença de velocidades (v_{dif}) da correlação p- α do sistema $^{16}O+^{12}C$. As curvas mostram os ajustes parciais para as duas seqüências de emissão e o ajuste total para a fração (fr) e escala temporal (τ) obtidas com o procedimento 1.....	137
Figura IV.69 - Função correlação p- α do sistema $^{16}O+^{12}C$. A curva contínua corresponde ao ajuste pelos parâmetros obtidos através do procedimento 1 e as demais correspondem a ajustes para outras escalas temporais.....	137
Figura IV.70 - Espectro de diferença de velocidades (v_{dif}) da correlação p- α do sistema $^{16}O+^{12}C$. As curvas mostram os ajustes parciais para as duas seqüências de emissão e o ajuste total para a fração (fr) e escalas temporais diferentes, obtidas com o procedimento 2.....	138
Figura IV.71 - Função de correlação p- α do sistema $^{16}O+^{12}C$. As curvas mostram os ajustes para diferentes escalas temporais obtidas com o procedimento 2.....	138
Figura IV.73 - χ_{red}^2 da função correlação em p_{rel} como função da escala temporal τ , para a correlação d- α do sistema $^{16}O+^{12}C$. A região hachurada corresponde à faixa de 98% de confiabilidade para o χ_{red}^2	140
Figura IV.73 - Mínimos de χ_{red}^2 do espectro de v_{dif} para diferentes combinações de escalas (τ_d, τ_α) para a correlação d- α do sistema $^{16}O+^{12}C$	141
Figura IV.74 - Projeções da superfície de χ_{red}^2 do espectro de v_{dif} (figura IV.73) que passam pelo mínimo absoluto da mesma, para a correlação d- α do sistema $^{16}O+^{12}C$	142

Figura IV.75 - Espectro de diferença de velocidades (v_{dif}) da correlação d- α do sistema $^{16}\text{O}+^{12}\text{C}$. As curvas mostram os ajustes parciais para as duas seqüências de emissão e o ajuste total para a fração (fr) e escala temporal (τ) obtidas com o procedimento 1.	142
figura IV.76 - Função de correlação d- α do sistema $^{16}\text{O}+^{12}\text{C}$. Na parte superior fica evidente o pico de correlação, referente à quebra do ^6Li no estado excitado de 2,186 MeV. A curva contínua corresponde ao ajuste pelos parâmetros obtidos através do procedimento 1 e as demais correspondem a ajustes para outras escalas temporais.	143
Figura IV.77 - Espectro de diferença de velocidades (v_{dif}) da correlação d- α do sistema $^{16}\text{O}+^{12}\text{C}$. As curvas mostram os ajustes parciais para as duas seqüências de emissão e o ajuste total para a fração (fr) e escalas temporais (τ) obtidas com o procedimento 2.	144
Figura IV.78 - Função de correlação d- α do sistema $^{16}\text{O}+^{12}\text{C}$. As curvas mostram os ajustes simulações para diferentes escalas temporais obtidas com o procedimento 2.	144
Figura IV.79 - χ_{red}^2 da função correlação em p_{rel} como função da escala temporal τ , para a correlação α - α do sistema $^{16}\text{O}+^{12}\text{C}$. A região hachurada corresponde à faixa de 98% de confiabilidade para o χ_{red}^2	146
Figura IV.80 - Mínimos de χ_{red}^2 do espectro de v_{dif} para diferentes combinações de escalas (τ_α , τ_α) para a correlação α - α do sistema $^{16}\text{O}+^{12}\text{C}$	146
Figura IV.81 - Projeções da superfície de χ_{red}^2 do espectro de v_{dif} (figura IV.80) que passam pelo mínimo absoluto da mesma, para a correlação α - α do sistema $^{16}\text{O}+^{12}\text{C}$	147
Figura IV.82 - Espectro de diferença de velocidades (v_{dif}) da correlação α - α do sistema $^{16}\text{O}+^{12}\text{C}$. As curvas mostram os ajustes parciais para as duas seqüências de emissão e o ajuste total para a fração (fr) e escala temporal (τ) obtidas com o procedimento 1.	147
Figura IV.83 - Função correlação α - α do sistema $^{16}\text{O}+^{12}\text{C}$. A curva contínua corresponde ao ajuste pelos parâmetros obtidos através do procedimento 1 e as demais correspondem a ajustes para outras escalas temporais. O pico próximo a $p_{rel} \sim 18$ MeV/c é referente à quebra do ^8Be em duas partículas α	148
Figura IV.84 - χ_{red}^2 da função correlação em p_{rel} como função da escala temporal τ , para a correlação p-C do sistema $^{16}\text{O}+^{12}\text{C}$. A região hachurada corresponde à faixa de 98% de confiabilidade para o χ_{red}^2	149
Figura IV.85 - Mínimos de χ_{red}^2 do espectro de v_{dif} para diferentes combinações de escalas (τ_p , τ_C) para a correlação p-C do sistema $^{16}\text{O}+^{12}\text{C}$	150
Figura IV.86 - Projeções da superfície de χ_{red}^2 do espectro de v_{dif} (figura IV.85) que passam pelo mínimo absoluto da mesma, para a correlação p-C do sistema $^{16}\text{O}+^{12}\text{C}$	150
Figura IV.87 - Espectro de diferença de velocidades (v_{dif}) da correlação p-C do sistema $^{16}\text{O}+^{12}\text{C}$. As curvas mostram os ajustes parciais para as duas seqüências de emissão e o ajuste total para a fração (fr) e escala temporal (τ) obtidas com o procedimento 1.	151
Figura IV.88 - Função correlação p-C do sistema $^{16}\text{O}+^{12}\text{C}$. A curva contínua corresponde ao ajuste pelos parâmetros obtidos através do procedimento 1 e as demais correspondem a ajustes para outras escalas temporais.	151

Índice de Tabelas

<i>Tabela II.1: Especificações de montagem dos telescópios triplos.</i>	42
<i>Tabela II.2 - Separações angulares entre os telescópios.</i>	46
<i>Tabela III.1 – Resumo das características das medidas realizadas.</i>	52
<i>Tabela IV.1 - Frações de seqüências de emissão obtidas de cálculos com o LILITA e estimativa de intervalos de tempo de decaimento de núcleo composto para a correlação p-p do sistema $^{16}\text{O}+^{10}\text{B}$. A última linha corresponde à média ponderada pelas frações de cada seqüência.</i>	102
<i>Tabela IV.2 - Estimativa de intervalos de tempo de decaimento de núcleo composto para a correlação p-d do sistema $^{16}\text{O}+^{10}\text{B}$. A última linha corresponde à média ponderada pelas frações de cada seqüência.</i>	102
<i>Tabela IV.3 - Frações de seqüências de emissão obtidas de cálculos com o LILITA e estimativa de intervalos de tempo de decaimento de núcleo composto para a correlação p-α do sistema $^{16}\text{O}+^{10}\text{B}$. A última linha corresponde à média ponderada pelas frações de cada seqüência.</i>	107
<i>Tabela IV.4 - Frações de seqüências de emissão obtidas de cálculos com o LILITA e estimativa de intervalos de tempo de decaimento de núcleo composto para a correlação α-p do sistema $^{16}\text{O}+^{10}\text{B}$. A última linha corresponde à média ponderada pelas frações de cada seqüência.</i>	108
<i>Tabela IV.5 - Estimativa de intervalos de tempo de decaimento de núcleo composto para cada seqüência de emissão da correlação p-d do sistema $^{16}\text{O}+^{10}\text{B}$. A última linha corresponde à média ponderada pelas frações de cada seqüência.</i>	111
<i>Tabela IV.6 - Frações de seqüências obtidas de cálculos com o LILITA e estimativa de intervalos de tempo de decaimento de núcleo composto para a correlação α-α do sistema $^{16}\text{O}+^{10}\text{B}$. A última linha corresponde à média ponderada pelas frações de cada seqüência.</i>	117
<i>Tabela IV.7 - Frações de seqüências obtidas de cálculos com o LILITA para a correlação p-p do sistema $^{16}\text{O}+^{12}\text{C}$ e estimativa de intervalos de tempo de decaimento de núcleo composto. A última linha corresponde à média ponderada pelas frações de cada seqüência.</i>	134
<i>Tabela IV.8 - Frações de seqüências obtidas do ajuste com o programa MENEKA para a correlação p-d do sistema $^{16}\text{O}+^{12}\text{C}$ e estimativa de intervalos de tempo de decaimento de núcleo composto. A última linha corresponde à média ponderada pelas frações de cada seqüência.</i>	134
<i>Tabela IV.8- Frações de seqüências obtidas de cálculos com o LILITA para a correlação p-α do sistema $^{16}\text{O}+^{12}\text{C}$ e estimativa de intervalos de tempo de decaimento de núcleo composto. A última linha corresponde à média ponderada pelas frações de cada seqüência.</i>	139
<i>Tabela IV.9 - Frações de seqüências obtidas de cálculos com o LILITA para a correlação α-p do sistema $^{16}\text{O}+^{12}\text{C}$ e estimativa de intervalos de tempo de decaimento de núcleo composto. A última linha corresponde à média ponderada pelas frações de cada seqüência.</i>	139
<i>Tabela IV.10 - Correlação d-α do sistema $^{16}\text{O}+^{12}\text{C}$. Estimativa de intervalos de tempo de decaimento de núcleo composto para cada seqüência de emissão.</i>	145

<i>Tabela IV.11 - Frações de seqüências obtidas de cálculos com o LILITA para a correlação α-α do sistema $^{16}\text{O}+^{12}\text{C}$ e estimativa de intervalos de tempo de decaimento de núcleo composto. A última linha corresponde à média ponderada pelas frações de cada seqüência.</i>	<i>148</i>
<i>Tabela IV.13 - Parâmetros obtidos para as correlações do sistema $^{16}\text{O}+^{10}\text{B}$</i>	<i>152</i>
<i>Tabela IV.14 - Parâmetros obtidos para as correlações do sistema $^{16}\text{O}+^{12}\text{C}$</i>	<i>152</i>

Introdução

Vários aspectos das reações nucleares envolvendo feixes estáveis em baixas energias vêm sendo bastante explorados ao longo de muitos anos e continuam oferecendo vários problemas interessantes que ainda estão em aberto. Com base no conhecimento acumulado até os dias de hoje, é bem sabido que as colisões nucleares, para energias de bombardeio um pouco maiores que a barreira coulombiana, são governadas essencialmente por campos médios. Diferentes processos podem ser caracterizados de acordo com o parâmetro de impacto. Para pequenos valores de parâmetro de impacto ocorre a fusão completa do alvo com o projétil, com a formação de um núcleo composto equilibrado e seu posterior decaimento através de partículas e emissão de raios- γ . Parâmetros de impacto maiores são associados a processos quase-elásticos e muito inelásticos, além de reações diretas. A enorme variedade dos produtos resultantes das colisões nucleares apresenta características devidas a uma composição de efeitos geométricos, dinâmicos e devidas à estrutura nuclear dos participantes, o que confere um elevado grau de complexidade ao estudo, tanto para a realização de medidas mais inclusivas como para a interpretação dos resultados. Uma descrição puramente quântica das colisões nucleares é, na maioria dos casos, uma tarefa extremamente difícil, quando não é impossível, de modo que o uso de aproximações semi-clássicas e abordagens a partir de características estatísticas ou hidrodinâmicas são recursos amplamente utilizados e bem sucedidos na descrição dos vários aspectos dessas colisões.

As colisões entre íons-pesados leves constituem uma interessante linha de pesquisa, com a característica básica de que a influência da estrutura na competição entre os vários canais abertos de reação é mais significativa do que em colisões entre íons

pesados, o que aumenta as dificuldades experimentais no que se refere à identificação dos diferentes mecanismos. Há vários anos, nosso grupo, no Laboratório Pelletron, tem se dedicado ao estudo da dinâmica de reações nucleares envolvendo íons-pesados leves, identificando e investigando as contribuições e competições entre diversos mecanismos.

Vários estudos têm mostrado que, quando íons-pesados muito leves estão envolvidos, a probabilidade de fusão é diminuída, o que equivaleria a um aumento da barreira de fusão e diminuição do respectivo raio [1]. Isso pode estar associado a dois efeitos. Um deles pode ser a baixa energia de ligação de um núcleon ou de um cluster, o que torna o processo de *breakup* relevante na diminuição da probabilidade de fusão [2]. O outro é devido à redução do tamanho do sistema, fazendo com que a superfície nuclear tenha um papel mais importante nas interações do que o volume nuclear [3]. Este fato deve favorecer a ocorrência de processos mais diretos, diminuindo a probabilidade de fusão.

Outro aspecto bastante interessante em reações envolvendo íons-pesados leves é a ocorrência de processos binários fortemente amortecidos em energia. A interpretação desses resultados tem gerado bastante discussão a respeito dos mecanismos de reação responsáveis por essas emissões binárias. Os resultados experimentais podem ser relacionados tanto ao mecanismo de *orbiting* nuclear [4-5], quanto à formação e posterior decaimento de um núcleo composto, ou seja, fusão-fissão [6-7].

Os diferentes processos que ocorrem possuem dinâmicas muito distintas e, conseqüentemente, evoluções temporais diferentes. Nesse contexto, esses processos podem ser separados basicamente em três categorias. Para processos muito rápidos, dentre os quais estão as excitações coulombianas e nucleares e reações de transferência, as escalas temporais envolvidas são da ordem do tempo de trânsito de um núcleo pelo outro, correspondendo a intervalos por volta de 10^{-22} s. No segundo tipo, para os quais as escalas temporais envolvidas são da ordem de $10^{-21} \sim 10^{-20}$ s, sendo comparáveis ao tempo de revolução do sistema, estão os processos bastante inelásticos, para os quais não ocorre um relaxamento completo do sistema. Na terceira categoria enquadram-se os processos onde ocorre um relaxamento total do sistema e conseqüente formação de um núcleo composto, para os quais as escalas temporais envolvidas estão em torno de $10^{-20} \sim 10^{-16}$ s.

Com base nesses aspectos, a determinação de escalas temporais constitui um fator importante que pode auxiliar na melhor compreensão dos diferentes mecanismos de reações envolvendo íons-pesados leves. Existem várias técnicas que permitem a obtenção

de escalas temporais, que apresentam algumas diferenças básicas quanto às suas aplicações, como por exemplo, tipos de sistemas estudados, regiões de energia de bombardeio envolvidas, intervalos de tempo e estágios de evolução dos sistemas aos quais são sensíveis. Em geral, essas diversas técnicas permitem obter escalas temporais na faixa de 10^{-22} a 10^{-17} s. Podemos citar, dentre os vários métodos, a análise do decaimento γ de ressonâncias gigantes de dipolo (*Giant Dipole Resonance* - GDR), a análise de flutuações estatísticas e análise de correlações entre partículas a momentos relativos pequenos.

O método de análise do decaimento γ de GDR é bastante utilizado para determinar escalas temporais de núcleos pesados que decaem por fissão. Em um núcleo quente, raios- γ provenientes de uma GDR são emitidos no início do decaimento do núcleo composto, com intensidade dada por uma regra de soma clássica de dipolo. Em sistemas pesados, onde os resíduos de evaporação têm seções de choque pequenas, quando comparadas à seção de choque de fissão, os espectros de raios- γ não contêm apenas aqueles provenientes da emissão anterior à fissão, mas também os provenientes do decaimento estatístico após a fissão do núcleo composto e os provenientes de emissão devida ao decaimento de GDR dos produtos de fissão. A escala temporal do processo de fissão é, neste caso, obtida através da relação entre a quantidade de raios- γ de GDR pós-fissão e a quantidade de raios- γ de GDR pré-fissão [8]. Este método é bastante utilizado na determinação de escalas temporais de fissão de sistemas pesados, onde os fragmentos de fissão, em geral, possuem energia de excitação suficiente para decair por emissão γ proveniente de GDR.

A análise de flutuações estatísticas, que vem sendo utilizada desde a década de 1960, tem mostrado bastante sucesso na determinação de escalas temporais. Este método consiste na análise das flutuações das seções de choque nas funções de excitação de um determinado processo [9-10]. Em energias de excitação elevadas, onde há muitos níveis de energia disponíveis não é mais possível separar os níveis individuais e a seção de choque é dominada por um número muito grande de ressonâncias, cujas amplitudes interferem fortemente. Essas interferências entre as várias ressonâncias são de natureza aleatória e originam flutuações intensas na seção de choque. A largura média destas flutuações está diretamente relacionada à largura média dos níveis superpostos (Γ) e conseqüentemente à vida média do sistema (τ) através do Princípio de Incerteza. Este método apresenta uma série de vantagens, como a precisão dos resultados obtidos e a obtenção de outras informações temporais, como o período de revolução do sistema intermediário. Porém, devido ao fato de as escalas temporais obtidas serem provenientes da medida de larguras de

decaimento, a precisão em energia com que a tomada de dados é feita deve ser menor que estas larguras. Isto torna o método inviável para obtenção de escalas temporais maiores que 10^{-19} s, que corresponde a uma largura de algumas centenas de eV.

A técnica de análise de correlações entre partículas a momentos relativos, também conhecida por interferometria [11], foi derivada de uma técnica desenvolvida na área de Astrofísica utilizada para obter as dimensões de estrelas distantes [12]. Essa técnica foi adaptada para a Física de Partículas e posteriormente para a Física Nuclear, para a obtenção de dimensões de fontes emissoras de partículas como subsídios para uma análise mais profunda da dinâmica de reações. Em estudos posteriores verificou-se que efeitos temporais também influenciavam as correlações obtidas e a partir disso a investigação de escalas temporais através dessa técnica passou a ser realizada [13]. São realizadas medidas de coincidência entre duas partículas emitidas em ângulos pequenos e obtém-se uma função correlação em momento relativo, que, em linhas gerais, é dada pela razão entre os eventos em coincidência e eventos *single* num dado momento relativo. Os arranjos experimentais comumente utilizados consistem de conjuntos com um número elevado de detectores, espaçados de ângulos muito pequenos para a realização das medidas em coincidência, o que demanda um investimento muito grande em termos de instrumentação. A forma dessa função é bastante dependente da escala temporal, principalmente na região de momentos relativos pequenos. Em baixas energias, o principal fator que determina essa forma é a interação coulombiana entre as partículas emitidas, que, de maneira geral, inibe a ocorrência de eventos na região de momentos relativos pequenos. Dependendo da escala temporal entre a primeira e a segunda emissão, essa inibição pode ser mais, ou menos, significativa e esse efeito é observado na função correlação. Essa técnica é sensível a escalas temporais da ordem de 10^{-22} a 10^{-19} s.

Ao contrário dos dois primeiros métodos apresentados, a técnica de correlações entre partículas a momentos relativos pequenos é sensível ao segundo estágio de emissão de partículas do sistema, o que permite explorar a dinâmica de reações de um ponto de vista diferente.

Dentro do contexto do estudo de dinâmica de reações que vem sendo desenvolvido pelo grupo, surgiu o interesse em obtenção de escalas temporais como meio de compreender melhor os diferentes processos envolvidos. Este interesse motivou a realização deste trabalho, no qual foi utilizada a técnica de medida de correlações entre partículas a momentos relativos pequenos com o objetivo de determinar escalas temporais

para os sistemas $^{16}\text{O}+^{10}\text{B}$ e $^{16}\text{O}+^{12}\text{C}$. Esses dois sistemas foram escolhidos pelo fato de já terem sido bastante estudados em outros trabalhos do grupo e, principalmente, por apresentaram um número diferente de canais abertos para o decaimento [7]. O sistema $^{16}\text{O}+^{10}\text{B}$ possui um número de canais abertos muito grande, o que favorece a formação de núcleo composto [14]. No caso do sistema $^{16}\text{O}+^{12}\text{C}$, o número de canais abertos é pequeno, o que favorece processos ressonantes e moleculares [14]. O objetivo é investigar o segundo estágio de decaimento dos dois sistemas e, a partir das escalas temporais obtidas, estabelecer comparações entre eles.

O trabalho aqui apresentado está dividido em quatro capítulos e uma seção de encerramento onde são apresentadas as principais conclusões e perspectivas.

O Capítulo I consiste dos fundamentos teóricos sobre a técnica de correlações, desde sua origem na área de Astrofísica até a sua aplicação na Física Nuclear. Além disso, é apresentado o formalismo de formação e decaimento de núcleo composto, que é um mecanismo importante na faixa de energia e massa estudada e que serve de base para a discussão dos resultados.

O Capítulo II apresenta a descrição do experimento realizado no Laboratório Pelletron, indo desde a extração do feixe, passando pela aceleração do mesmo até a câmara de espalhamento onde está localizado o alvo e o sistema de detecção utilizado. Por fim é apresentado o sistema de aquisição e armazenamento dos dados brutos.

No Capítulo III, são apresentados os dados brutos obtidos e todos os procedimentos utilizados na redução dos mesmos, que vão resultar nas funções de correlação experimental.

O Capítulo IV descreve a análise das funções correlação, que foi feita a partir de um programa que simula a emissão de partículas, e calcula as trajetórias destas partículas considerando a interação coulombiana entre elas. Além disso estimativas de escalas temporais com base no decaimento de núcleo composto foram realizadas para estabelecer comparações com os resultados obtidos da técnica de correlações.

Por último, as principais conclusões extraídas deste trabalho são apresentadas bem como novas propostas que possam trazer resultados interessantes e ampliar o conhecimento sobre dinâmica de reações entre íons-pesados leves em baixas energias.

Capítulo I

Fundamentos Teóricos

Introdução

A investigação de características espaço-temporais de fontes emissoras, através do estudo de correlações entre partículas provenientes das mesmas, constitui um assunto que vem sendo explorado há muitos anos em várias áreas da Física Nuclear e de Partículas [11]. A técnica de medidas de correlações voltada para esse estudo é mais formalmente conhecida como Interferometria de Intensidade e tem suas origens na área de Astrofísica.

Em 1954, R. Hanbury-Brown e R. D. Twiss [12] deduziram o princípio de um novo tipo de rádio-interferômetro com o objetivo de obter uma resolução melhor do que a apresentada pelos interferômetros convencionais na determinação de dimensões de objetos astronômicos distantes. A manifestação desse princípio ficou conhecida como efeito HBT (*Hanbury-Brown and Twiss*). Mais tarde [15] constataram que o princípio era universal e esse efeito podia ser observado a partir de fontes de luz visível. Alguns anos depois [16], o comportamento observado em correlações envolvendo píons de mesmo sinal foi associado à manifestação desse efeito na Física de Partículas e esse fato deu origem à realização de vários experimentos nessa área e na Física Nuclear, com a adaptação da técnica utilizada em Astrofísica.

Após uma breve introdução do efeito HBT, tal como foi desenvolvido para os estudos em Astrofísica, será discutida sua aplicação em Física Nuclear, através das medidas de correlações entre partículas, apresentando os principais fundamentos teóricos e destacando as principais características das mesmas. Em especial, com relação à Física

Nuclear de baixas energias, as correlações entre partículas são governadas também e principalmente por interações de estado final, que são discutidas logo em seguida e que permitem a investigação de escalas temporais referentes ao intervalo de tempo entre as emissões das partículas correlacionadas.

Como em baixas energias o processo de fusão nuclear seguido da evaporação do núcleo composto formado constitui o principal mecanismo de emissão de partículas leves, serão apresentados os principais fundamentos que descrevem a formação e o decaimento do núcleo composto.

I.1 - Interferência Convencional e o Efeito HBT

O Efeito HBT é um efeito de interferência que difere daquele introduzido por Young através do clássico experimento de franjas de interferência.

O problema de interferência convencional é tratado partindo-se da superposição de duas ondas planas monocromáticas linearmente polarizadas na mesma direção. O campo elétrico associado, para um dado ponto $(\vec{r}, t)$, pode ser representado simplificadaamente por:

$$E_j(\vec{r}, t) = E_j e^{i(\vec{k}_j \cdot \vec{r} - \omega_j t - \phi_j(t))} \quad j = 1, 2 \quad (\text{I.1})$$

onde j corresponde a cada onda. Na verdade, o campo elétrico assim representado não é monocromático já que somente os E_j são constantes e, a princípio, as fases ϕ_j variam com o tempo.

A intensidade $I(\vec{r}, t)$ devida à superposição desses campos é dada pela expressão:

$$I(\vec{r}, t) = |E_1(\vec{r}, t) + E_2(\vec{r}, t)|^2 \quad (\text{I.2})$$

Substituindo-se (I.1) em (I.2) e desenvolvendo a expressão, resulta que:

$$I(\vec{r}, t) = E_1^2 + E_2^2 + 2E_1 E_2 \cos\left[(\vec{k}_2 - \vec{k}_1) \cdot \vec{r} - (\omega_2 - \omega_1) \cdot t - (\phi_2(t) - \phi_1(t))\right] \quad (\text{I.3})$$

De acordo com a expressão (I.3), somente poderá ser observado um padrão de interferência espacial estacionário se $\omega_1 = \omega_2$ e se a diferença de fase $\phi_2(t) - \phi_1(t)$ permanecer constante durante um intervalo de tempo longo o bastante para permitir a observação desse padrão. Essas condições são suficientes para estabelecer as definições de luz coerente, que é aquela para a qual a fase e a amplitude permanecem constantes durante um intervalo de tempo da ordem do tempo de observação, e de comprimento de coerência, que é o comprimento na direção de propagação do feixe para o qual a fase e a amplitude permanecem constantes. Em outras palavras, a partir da expressão (I.3) conclui-se que não é necessário que os campos sejam coerentes para produzir um padrão de interferência, mas sim que as flutuações de $\phi_1(t)$ e $\phi_2(t)$ não sejam independentes e que a diferença de caminho seja menor que o comprimento de coerência, o que garante que ela seja constante ao longo

do tempo. No experimento de Young essas condições são satisfeitas dividindo uma fonte de luz em duas componentes idênticas. A interferência que se observa nas condições mencionadas é conhecida como interferência de amplitude, dada a expressão (I.2).

Esse princípio foi aplicado em astronomia na medida de dimensões angulares de estrelas visíveis ou emissoras de ondas de rádio, através de interferômetros de Michelson. Na figura I.1 é apresentado um esquema simplificado desse tipo de interferômetro.

Figura I.1 - Esquema de um interferômetro de Michelson. A e B são duas antenas que recebem sinais de uma estrela, que seguem para um receptor, cuja intensidade resultante na saída é registrada.

O interferômetro do tipo Michelson é constituído por duas antenas A e B separadas por uma distância L , que são apontadas para uma fonte emissora de rádio. As antenas estão conectadas por um cabo e os sinais recebidos por elas são somados e enviados a um receptor, localizado a uma mesma distância das mesmas. A intensidade resultante na saída é assim registrada.

Para destacar as principais grandezas que influenciam essas medidas, considere uma estrela, representada na figura I.1 por um segmento coplanar com a linha de base AB do interferômetro. Seguindo a mesma linha de raciocínio utilizada para o experimento de Young, obtém-se que a fase δ , entre A e B, atingidas por dois raios emitidos a partir de um ponto P na estrela, assumindo que a distância à estrela é muito maior que a distância entre as duas antenas, vale:

$$\delta = \frac{\omega_0}{c} L \sin(\theta_0 + \theta) \quad (I.4)$$

sendo que ω_0 é a frequência angular na qual o receptor está sintonizado e os ângulos θ_0 e θ estão definidos na figura I.1. A intensidade total, I , observada no receptor, integrada sobre todas as contribuições I_P dos diferentes pontos da estrela, é proporcional a:

$$I \propto \int_{-\alpha/2}^{\alpha/2} I_P(\theta) d\theta \cos\left(\frac{\omega_0}{c} L \sin(\theta_0 + \theta)\right) \quad (I.5)$$

sendo que α corresponde à extensão da estrela. Como α é geralmente muito pequeno, de modo que pode-se usar as aproximações $\sin(\theta) \sim \theta$ e $\cos(\theta) \sim 1$, podemos reescrever a equação (I.5) como:

$$I \propto F_1 \cos\left(\frac{\omega_0 l}{c} \tan(\theta_0)\right) - F_2 \sin\left(\frac{\omega_0 l}{c} \tan(\theta_0)\right) \quad (I.6)$$

onde:

$$\begin{aligned} F_1 &= \int_{-\alpha/2}^{\alpha/2} I_P(\theta) \cos\left(\frac{\omega_0 l}{c} \theta\right) d\theta \\ F_2 &= \int_{-\alpha/2}^{\alpha/2} I_P(\theta) \sin\left(\frac{\omega_0 l}{c} \theta\right) d\theta \end{aligned} \quad (I.7)$$

$$l = L \cos(\theta_0)$$

Como a estrela se move em relação ao interferômetro, θ_0 varia com o tempo, o que faz com que a intensidade I oscile senoidalmente. A amplitude e a fase das oscilações são relacionadas às transformadas de Fourier, F_1 e F_2 , da distribuição angular da intensidade ao longo da estrela. É possível, assim, determinar a forma da estrela para uma

dada frequência a partir das amplitudes e fases relativas, obtidas em medidas idênticas nas quais somente o comprimento L é variado.

O poder de resolução do interferômetro de Michelson é da ordem de λ/L , podendo ser otimizado selecionando-se um comprimento de onda curto ou aumentando a separação L entre as antenas. Entretanto, a separação entre as antenas se restringe a algumas centenas de metros, pois distâncias maiores implicam em uma atenuação acentuada dos sinais. Por outro lado, nem sempre é possível selecionar comprimentos de onda muito curtos, já que as intensidades relativas a estes comprimentos, nas estrelas, são, em geral, baixas. Porém, é importante a medida do diâmetro efetivo da estrela como função de λ . Estas limitações levaram Hanbury-Brown e Twiss a desenvolver um novo tipo de interferômetro, o interferômetro de intensidade [12,15,17-18], cujo esquema é apresentado na figura I.2.

Figura I.2 - Esquema do interferômetro de intensidade, desenvolvido por Hanbury-Brown e Twiss.

No interferômetro de intensidade, em contraste com o interferômetro de Michelson, os sinais de duas antenas A e B são enviados a dois receptores independentes com mesma largura de banda e sintonizados na mesma frequência. O sinal de cada receptor passa por um filtro de frequências passa-baixa antes de ser enviado a um dispositivo capaz de medir o grau de correlação entre os dois sinais, cuja saída, I_{AB} , é registrada. Além disto, a saída de cada filtro, I_A e I_B , é registrada independentemente.

Para determinar como I_{AB} está relacionado com a extensão da estrela, considere novamente uma estrela representada por um segmento coplanar com a linha de base AB do interferômetro. No interferômetro de Michelson foi considerada a radiação emergindo de um único ponto da estrela com uma dada frequência. Naquele caso, sinais vindos de pontos diferentes ou sinais com frequências diferentes não são considerados já que os mesmos não são correlacionados. Para o interferômetro de intensidade o efeito que se deseja observar é resultante da contribuição de sinais de diferentes frequências ω_i vindos de diferentes pontos P_i da estrela.

Considerando por simplicidade somente dois pontos P_1 e P_2 em ângulos θ_1 e θ_2 e representando o campo elétrico por ondas planas linearmente polarizadas, como na equação (I.1) pode-se escrever a intensidade registrada em A devida às irradiações de P_1 e P_2 como:

$$I_A = |E_1(\vec{r}_{1A}, t) + E_2(\vec{r}_{2A}, t)|^2 = E_1^2 + E_2^2 + 2E_1E_2 \cos(-(\omega_1 - \omega_2) + \delta_A - (\phi_1 - \phi_2)) \quad (\text{I.8})$$

A diferença de caminho δ_A entre a radiação viajando de P_1 e P_2 até A é

$$\delta_A = \vec{k}_1 \vec{r}_{1A} - \vec{k}_2 \vec{r}_{2A} \quad (\text{I.9})$$

Similarmente, pode-se obter a intensidade registrada em B como:

$$I_B = |E_1(\vec{r}_{1B}, t) + E_2(\vec{r}_{2B}, t)|^2 = E_1^2 + E_2^2 + 2E_1E_2 \cos(-(\omega_1 - \omega_2) + \delta_B - (\phi_1 - \phi_2)) \quad (\text{I.10})$$

sendo que a diferença de caminho δ_B entre a radiação viajando de P_1 e P_2 até B é

$$\delta_B = \vec{k}_1 \vec{r}_{1B} - \vec{k}_2 \vec{r}_{2B} \quad (\text{I.11})$$

Quando $\omega_1 - \omega_2$ se encontra dentro da largura de banda do filtro os sinais I_A e I_B são enviados ao medidor de correlação. Na saída do mesmo, a intensidade integrada no tempo, I_{AB} , é dada por:

$$I_{AB} = \overline{I_A I_B} = \frac{1}{T} \int_t^{t+T} I_A I_B dt \quad (\text{I.12})$$

onde T é o tempo de integração. A integral pode ser facilmente calculada e, se $T \gg 2\pi/(\omega_2 - \omega_1)$ e $\omega_1 \approx \omega_2 = \omega$ (filtro passa-baixa), resulta que:

$$I_{AB} \propto \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda} L(\theta_1 - \theta_2)\right) \quad (\text{I.13})$$

Observa-se que, embora toda a informação a respeito da fase absoluta em cada receptor seja perdida, a informação à respeito do tamanho angular ($\theta_1 - \theta_2$) da estrela é preservada pela fase relativa entre as saídas dos receptores que está contida na saída do medidor de correlação. Como no caso do interferômetro de Michelson, a intensidade total é dada pela integral de I_{AB} sobre toda a extensão da estrela e o resultado é proporcional à transformada de Fourier da distribuição de intensidades ao longo da mesma. A partir de medidas para diferentes distâncias entre as antenas A e B pode-se obter a forma e o tamanho da estrela.

A grande vantagem do interferômetro de intensidade sobre os interferômetros de Michelson é seu grande poder de resolução já que a distância entre as antenas pode ser estendida até valores muito grandes pelo fato dos receptores estarem sempre próximos às antenas, eliminando o problema de atenuação dos sinais. Além disto, neste método, os ruídos atmosféricos são eliminados pelo fato de não estarem correlacionados. No entanto, este método só pode ser aplicado às estrelas mais brilhantes.

Hanbury-Brown e Twiss mostraram [15] que o mesmo método pode ser aplicado para estrelas visíveis quando as antenas são substituídas por fotomultiplicadoras [18]. Neste caso, o medidor de correlação conta o número de coincidências entre as duas fotomultiplicadoras e, define-se uma função correlação normalizada como sendo a razão entre o número de coincidências e o número de eventos *singles* em cada fotomultiplicadora, ou seja:

$$C(L) = \frac{I_{AB}}{I_A \cdot I_B} \quad (\text{I.14})$$

A partir da expressão (I.13) conclui-se que a largura desta função correlação é inversamente proporcional à extensão angular da estrela. Na figura I.3 são apresentadas funções correlação normalizadas, medidas com o interferômetro estelar do Observatório de Narrabi, para três estrelas de diferentes tamanhos angulares [19], para as quais se observa o comportamento discutido anteriormente.

Figura I.3 - Funções de correlação para três estrelas de tamanhos angulares diferentes [19].

O efeito HBT difere fundamentalmente da interferência convencional, na qual a ocorrência de um padrão de intensidade estacionário é devida à superposição de amplitude de duas ondas coerentes que têm a mesma frequência ($I_{A+B} = |E_A + E_B|^2$). A condição de coerência significa que, embora a fase de cada onda possa variar no tempo, a fase relativa deve permanecer constante. Ao contrário, o efeito HBT é observado na correlação de duas ondas independentes com frequências diferentes, mas próximas, e fases que variam aleatoriamente, uma em relação a outra ($I_{AB} = I_A \cdot I_B = E_A^2 \cdot E_B^2$). De acordo com a definição básica de interferência, como uma superposição de campos eletromagnéticos, a correlação de intensidade observada por Hanbury-Brown e Twiss pode ser identificada como um outro efeito de interferência que ocorre entre fótons emitidos espontaneamente por diferentes átomos. Por este motivo, o efeito HBT também é chamado de interferência de segunda ordem, interferência de intensidade ou correlação de intensidade.

I.2 - Correlações entre duas partículas na Física Nuclear

A primeira evidência do favorecimento da emissão de partículas com momentos relativos pequenos foi percebida por S. Goldhaber et. al [12] quando eles estudavam o decaimento do méson ρ em π^+ e π^- em colisões $p\bar{p}$. Eles observaram que pares de píons de mesma carga apresentavam uma probabilidade de serem emitidos em ângulos pequenos maior que a de pares de píons de cargas opostas. Este efeito foi associado à extensão da fonte de píons e ficou conhecido como efeito GGLP (Goldhaber, Goldhaber, Lee e Pais) [20].

Os fundamentos deste efeito são similares aos do efeito HBT, porém existe uma diferença básica entre eles. Na Astrofísica a emissão pode ser aproximada como estacionária ao longo do tempo de observação e na Física Nuclear o sistema está evoluindo, o que implica que o estudo de correlações de duas partículas permite investigar as características tanto espaciais como temporais da fonte emissora.

I.2.1 - Efeito HBT em correlações de partículas idênticas

Em Física de Partículas de alta energia o estudo de correlações entre partículas é feito quase que exclusivamente para píons carregados, uma vez que estes são os produtos de reação mais abundantes. Por isto, freqüentemente, associa-se o efeito HBT com a correlação de Bose-Einstein. No entanto, efeitos similares podem ser observados se, ao invés de correlações entre bósons, forem estudadas correlações entre férmions, como prótons, os quais são mais abundantes em física de íons-pesados em energias intermediárias e baixas. A condição essencial para que o efeito HBT se manifeste é que as partículas sejam idênticas, pois, o fator responsável por esta manifestação tem a ver com a simetria das funções de onda para um sistema de partículas idênticas, como será mostrado a seguir.

Considere uma fonte com distribuição de densidade representada por $\rho(\vec{r})$, constante no tempo, emitindo duas partículas que são detectadas nos detectores 1 e 2, conforme mostra a figura I.4.

Figura I.4 - Detecção de duas partículas idênticas emitidas de uma fonte.

Assim como foi definida uma função correlação para os estudos com o interferômetro HBT, foi definido um coeficiente de correlação, neste caso, descrito por:

$$R_{12}(\tilde{p}_{rel}) = \frac{P(\tilde{p}_1, \tilde{p}_2)}{P(\tilde{p}_1) \cdot P(\tilde{p}_2)} - 1 \quad (\text{I.15})$$

onde $\tilde{p}_{rel}$ é o quadri-momento relativo entre as duas partículas. $P(\tilde{p}_1, \tilde{p}_2)$ é a densidade de probabilidade de se encontrar as duas partículas com este momento relativo e $P(\tilde{p}_i)$ é a densidade de probabilidade individual de encontrar a partícula i com quadri-momento $\tilde{p}_i$.

Em analogia ao efeito HBT, suponha que as partículas são emitidas por uma fonte caótica. Nesse caso, a densidade de probabilidade para as duas partículas, provenientes dos pontos P_1 e P_2 e registradas nos detectores 1 e 2, pode ser representada por uma soma incoerente sobre a fonte, das amplitudes $\Psi_{12}(\tilde{p}_1, \tilde{p}_2)$:

$$P(\tilde{p}_1, \tilde{p}_2) = \int_{\text{fonte}} |\Psi_{12}(\tilde{p}_1, \tilde{p}_2)|^2 \rho(\tilde{r}_1) \rho(\tilde{r}_2) d^4 r_1 d^4 r_2 \quad (\text{I.16})$$

onde $\tilde{r}_i$ é o quadri-vetor posição. Como as duas partículas são indistinguíveis, não é possível determinar se a partícula registrada no detector 1 ou 2 foi emitida de P_1 ou P_2 . É necessário, então, considerar as duas possíveis contribuições representadas na figura I.4, escrevendo:

$$\Psi_{12}(\tilde{p}_1, \tilde{p}_2) = \frac{1}{\sqrt{2}} (\Psi(\tilde{p}_1, \tilde{p}_2) \pm \Psi(\tilde{p}_2, \tilde{p}_1)) \quad (\text{I.17})$$

onde o sinal positivo é usado para sistemas de bósons, para os quais a função de onda é simétrica, e o sinal negativo é usado para sistemas de férmions, para os quais a função de onda é anti-simétrica. Assumindo que as partículas sejam livres após a emissão, as funções de onda, representadas por ondas planas, serão dadas por:

$$\Psi(\tilde{p}_1, \tilde{p}_2) = e^{i\tilde{p}_1 \cdot \tilde{r}_1} \cdot e^{i\tilde{p}_2 \cdot \tilde{r}_2} \quad (\text{I.18})$$

$$\Psi(\tilde{p}_2, \tilde{p}_1) = e^{i\tilde{p}_2 \cdot \tilde{r}_1} \cdot e^{i\tilde{p}_1 \cdot \tilde{r}_2} \quad (\text{I.19})$$

Utilizando as expressões (I.17) a (I.19), a equação (I.16) pode ser reescrita como:

$$\begin{aligned} P(\tilde{p}_1, \tilde{p}_2) &= \int_{\text{fonte}} \Re(\tilde{r}) \cdot \Re^*(\tilde{r}) \cdot d^4 r \cdot d^4 r \\ &\pm \int_{\text{fonte}} \Re(\tilde{r}) \cdot e^{i(\tilde{p}_1 - \tilde{p}_2) \cdot \tilde{r}} \cdot d^4 r \cdot \Re^*(\tilde{r}) \cdot e^{-i(\tilde{p}_1 - \tilde{p}_2) \cdot \tilde{r}} \cdot d^4 r \\ &= |F[\Re(0)]|^2 \pm |F[\Re(\tilde{p}_{rel})]|^2 \end{aligned} \quad (\text{I.20})$$

onde $\Re(\tilde{r}) = \rho(\tilde{r}_1) \cdot \rho(\tilde{r}_2)$, $\tilde{p}_{rel} = \tilde{p}_1 - \tilde{p}_2$ e $F[\Re(\tilde{p}_{rel})]$ é a transformada de Fourier da distribuição de densidade da fonte que pode ser escrita como:

$$F[\Re(\tilde{p}_{rel})] = \int_{\text{fonte}} \Re(\tilde{r}) \cdot e^{i\tilde{p}_{rel} \cdot \tilde{r}} \cdot d^4 r \quad (\text{I.21})$$

Analogamente, a densidade de probabilidade individual para uma partícula é dada por:

$$P(\tilde{p}_i) = \int_{\text{fonte}} \rho(\tilde{r}_i)^2 |e^{i\tilde{p}_i \cdot \tilde{r}_i}|^2 \cdot d^4 r_i = F[\Re(0)] \quad (\text{I.22})$$

de forma que o denominador do coeficiente de correlação, na expressão (I.15) fica:

$$P(\tilde{p}_1) \cdot P(\tilde{p}_2) = |F[\Re(0)]|^2 \quad (\text{I.23})$$

o que implica que o coeficiente de correlação é dado por:

$$R_{12}(\tilde{p}_{rel}) = \begin{cases} + \frac{|F[\Re(\tilde{p}_{rel})]|^2}{|F[\Re(0)]|^2} & \text{para bósons} \\ - \frac{|F[\Re(\tilde{p}_{rel})]|^2}{|F[\Re(0)]|^2} & \text{para férmions} \end{cases} \quad (I.24)$$

Usualmente, a função correlação é definida como sendo:

$$C_{12}(\tilde{p}_{rel}) = 1 + R_{12}(\tilde{p}_{rel}) \quad (I.25)$$

Pode-se destacar que, para $\tilde{p}_{rel} = 0$ a função correlação assume os valores:

$$C_{12}(0) = \begin{cases} 2 & \text{para bósons} \\ 0 & \text{para férmions} \end{cases} \quad (I.26)$$

A partir das expressões obtidas, pode-se concluir que a dependência da função correlação com o quadri-momento relativo para partículas idênticas é determinada pela dependência espacial da região da fonte responsável pela emissão das mesmas. Para evidenciar esse aspecto, suponha para a distribuição de densidade da fonte uma forma gaussiana parametrizada como na expressão [21]:

$$\rho(\vec{r}, t) = \frac{1}{\pi^2 R^3 \tau} e^{\left(-\frac{r^2}{R^2} - \frac{t^2}{\tau^2}\right)} \quad (I.27)$$

onde R e τ são o raio e a vida média da fonte. Calculando-se as transformadas de Fourier, a função correlação dada pelas expressões (I.24) e (I.25) resulta em [21]:

$$C_{12}(p_{rel}) = 1 \pm e^{\left(-\frac{p_{rel}^2 \cdot R^2}{2} - \frac{E^2 \cdot \tau^2}{2}\right)} \quad (I.28)$$

onde $E = |E_1 - E_2|$ é a energia relativa entre as duas partículas. Da expressão (I.28) pode-se concluir que, para $p_{rel} = 0$ a função correlação para bósons é máxima, enquanto que, para férmions, é mínima, neste ponto. Isto é interpretado como um favorecimento da emissão de bósons em momentos relativos pequenos, enquanto que, para férmions, há uma inibição dessa emissão. A medida que p_{rel} assume valores maiores, a função correlação, em ambos os casos, tende a 1. As larguras dessas funções dependem, essencialmente, das características espaço-temporais (R e τ na expressão (I.27)) da fonte. Na figura I.5 é

mostrada a forma típica das funções correlação para bósons e férmions. No caso dos férmions, a região que vai do mínimo da função correlação até o ponto onde a mesma passa a ser constante é denominada região de anticorrelação.

Figura I.5 - Formas típicas de funções correlação para bósons e férmions considerando o efeito HBT.

As expressões obtidas até aqui resultam da hipótese de que as partículas foram emitidas incoerentemente da fonte. Na hipótese de uma emissão coerente, a densidade de probabilidade para duas partículas, emitidas dos pontos P_1 e P_2 e registradas nos detectores 1 e 2 em coincidência, pode ser escrita como uma soma coerente sobre a fonte das amplitudes $\Psi_{12}(\tilde{p}_1, \tilde{p}_2)$:

$$P(\tilde{p}_1, \tilde{p}_2) = \frac{1}{2} \left| \int_{\text{fonte}} \Psi_{12}(\tilde{p}_1, \tilde{p}_2) \cdot \rho(\tilde{r}_1) \cdot \rho(\tilde{r}_2) \cdot d^4 r_1 \cdot d^4 r_2 \right|^2 \quad (\text{I.29})$$

onde o fator $1/2$ é devido ao fato de as partículas serem indistinguíveis. Desenvolvendo a equação (I.29) resulta que:

$$P(\tilde{p}_1, \tilde{p}_2) = \begin{cases} |F[\Re(0)]|^2 & \text{para bósons} \\ 0 & \text{para férmions} \end{cases} \quad (\text{I.30})$$

e a função correlação fica:

$$C_{12}(\tilde{p}_{rel}) = \begin{cases} 2 & \text{para bósons} \\ 1 & \text{para férmions} \end{cases} \quad (I.31)$$

o que significa, que no caso de uma emissão coerente, a função correlação perde toda a informação espaço-temporal da fonte emissora. Para o caso de mistura entre emissão coerente e incoerente, a coerência tende a amortecer a função correlação.

Portanto, analogamente à situação que permite a observação do efeito HBT em Astrofísica, é a partir das emissões incoerentes da fonte que a investigação das características espaço-temporais pode ser realizada.

I.2.2 - Interações de estado final

Praticamente todas as partículas utilizadas no estudo de correlações em reações nucleares possuem carga e estão sujeitas a fortes interações. Por este motivo, pelo menos as interações coulombianas devem ser consideradas na análise das funções correlação medidas. Dependendo do caso, a interação nuclear também deve ser considerada. Essas interações são conhecidas como interações de estado final.

Para ilustrar a magnitude dos efeitos da interação coulombiana, são mostradas na figura I.6 as previsões para funções correlação para partículas não idênticas emitidas de uma fonte gaussiana, assumindo-se uma vida média $\tau = 0$, considerando apenas a interação coulombiana entre as partículas constituintes do sistema, para três tamanhos da fonte emissora, indicados por r_0 [22]. Como as partículas emitidas não são idênticas, o efeito HBT não se faz presente, já que ele é devido à simetria das funções de onda do movimento relativo. Por outro lado, é obtido um comportamento semelhante ao ilustrado na figura I.5 para a correlação entre férmions. Pode-se observar que o intervalo em p_{rel} no qual a interação coulombiana é significativa, para correlações envolvendo isótopos de hidrogênio é 10-30 MeV/c, e é maior ainda no caso das correlações envolvendo isótopos de hélio. Além disto, à medida que o tamanho da fonte diminui, a interação coulombiana entre as partículas é mais intensa, de modo que a largura da anticorrelação aumenta. A interação coulombiana é um fator que contribui para a inibição da emissão de partículas em momentos relativos pequenos.

Figura I.6 - Contribuição da interação coulombiana em correlações envolvendo partículas não idênticas [22].

Embora as estimativas da figura I.6 tenham sido feitas considerando-se a vida média do sistema como sendo nula, na verdade o sistema evolui no tempo e este fator também deve influenciar as interações entre as partículas emitidas, uma vez que a distância entre as mesmas depende do intervalo de tempo entre uma emissão e outra. Logo, a função correlação também deve fornecer informações sobre a escala temporal das emissões. Tendo em vista estes aspectos, pode-se assumir para o sistema um tamanho aparente resultante de duas componentes, sendo que uma é o seu tamanho real e a outra é devida à escala temporal. Na figura I.7 são ilustradas duas situações para dois intervalos de tempo diferentes entre as emissões das partículas 1 e 2 por uma fonte. A região abrangida pela linha tracejada representa o tamanho aparente da fonte, em cada caso, no instante de emissão da partícula 2. O esquema da esquerda representa a situação de menor escala temporal. Neste caso, as interações coulombianas são mais intensas que na situação representada no esquema da direita.

Figura I.7 - Tamanho aparente da fonte em duas situações de escala temporal diferentes. Na figura da esquerda, a escala temporal é pequena e na figura da direita a escala temporal é grande.

Para considerar os efeitos das interações de estado final é necessário obter a nova amplitude $\Psi_{12}(\tilde{p}_1, \tilde{p}_2)$ a partir da equação de Schrödinger para este caso. Em 1977, S. E. Koonin [23] desenvolveu uma teoria para uma correlação de dois prótons na qual, além do efeito HBT, as interações de estado final também são consideradas.

A amplitude $\Psi_{12}(\tilde{p}_1, \tilde{p}_2)$ do movimento relativo no canal de saída para um sistema de dois prótons é dada por:

$$\Psi_{12}(\vec{p}_1, \vec{p}_2) = \frac{1}{2} [{}^1\Psi_{p_1, p_2}(\vec{r})] + \frac{\sqrt{3}}{2} [{}^3\Psi_{p_1, p_2}(\vec{r})] \quad (\text{I.32})$$

onde ${}^1\Psi_{p_1, p_2}(\vec{r})$ é a função de onda do estado singlete, que é simétrica, e ${}^3\Psi_{p_1, p_2}(\vec{r})$ é a função de onda do estado tripleto, que é anti-simétrica, para os prótons de momentos $\vec{p}_1, \vec{p}_2$. Estas funções de onda satisfazem a equação de Schrödinger contendo o potencial nuclear e coulombiano para dois prótons emitidos. Os pesos representados na expressão (I.32) correspondem à distribuição estatística de spins para os prótons.

A distribuição de densidade da fonte proposta por Koonin é uma distribuição gaussiana, com uma dependência espacial e temporal, dada por:

$$\rho(\vec{r}, t) = \frac{1}{\pi^{3/2} r_0^3} e^{\left(-\frac{(\vec{r} - \vec{V}_0 t)^2}{r_0^2}\right)} \frac{1}{\pi^{1/2} \tau} e^{\left(-\frac{t^2}{\tau^2}\right)} \quad (\text{I.33})$$

sendo r_0 e τ as dimensões espacial e temporal da fonte e $\vec{V}_0$ é a velocidade da fonte no referencial do laboratório.

A partir das expressões (I.32) e (I.33) obtém-se a função correlação para dois prótons:

$$C_{12}(p_{rel}) = 1 + \frac{1}{(2\pi)^{3/2} r_0^2 \cdot d} \int_{\text{fonte}} d^3 r \cdot e^{-\frac{1}{2r_0^2} \left(r^2 - \left(\frac{\vec{r} \cdot \vec{V}' \cdot \tau}{d} \right)^2 \right)} \cdot |\Psi_{12}(\vec{p}_1, \vec{p}_2)|^2 \quad (\text{I.34})$$

Nesta expressão $\vec{V}' = \vec{V} - \vec{V}_0$, onde $\vec{V}$ é a velocidade do centro de massa dos dois prótons no referencial da fonte e

$$d = \sqrt{r_0^2 + (\vec{V}' \cdot \tau)^2} \quad (\text{I.35})$$

representa o tamanho aparente da fonte. Logo, no referencial do laboratório, a fonte apresenta uma forma prolata na direção de $\vec{V}'$ com elongação d .

Na figura I.8 são apresentadas algumas previsões para a função correlação com base no formalismo de Koonin para três diferentes valores de r_0 , sem efeitos temporais ($\tau = 0$), juntamente com uma correlação experimental [24]. Para momentos relativos próximos de 20 MeV/c observa-se um pico na função correlação que é devido à atração da interação forte entre os dois prótons no estado de singlete 1S_0 . Para momentos relativos maiores, os dois prótons estão muito afastados e somente a interação coulombiana é importante de modo que a função correlação tende a 1.

Figura I.8 - Previsões de correlação entre dois prótons com base no modelo de Koonin para vários valores de r_0 . Os dados correspondem à reação $^{16}\text{O} + \text{Au}$ em 25 MeV/nucleon [24].

Com base no que foi discutido até aqui, pode-se concluir que a anticorrelação na região de momentos relativos pequenos é devida às seguintes contribuições:

- manifestação do efeito HBT para correlações envolvendo partículas idênticas, devido à simetria das funções de onda do movimento relativo;
- Princípio de Exclusão de Pauli, que não permite que partículas idênticas ocupem um mesmo estado quântico. Neste caso, o Princípio da Incerteza nos permite estimar um limite superior, abaixo do qual observa-se a anticorrelação:

$$p_{rel} \leq \frac{\hbar}{d} \quad (I.36)$$

- repulsão coulombiana que impede que as partículas tenham trajetórias paralelas. Classicamente, a interação coulombiana de longo alcance entre partículas de carga z_1 e z_2 dá origem a uma anticorrelação observada para momentos relativos obedecendo aproximadamente a seguinte relação [25]:

$$p_{rel} \leq \left(\frac{2 \cdot \mu \cdot z_1 \cdot z_2 \cdot e^2}{d} \right)^{1/2} \quad (I.37)$$

Conclui-se que, além do efeito HBT para correlações de partículas idênticas, é possível extrair informações a respeito de dimensões da fonte emissora, a partir de efeitos relacionados a interações de estado final. Com relação a este aspecto, é possível realizar estudos de correlações entre partículas não idênticas com a vantagem de, neste caso, o efeito HBT e o Princípio de Exclusão de Pauli não estarem presentes [26]. Esta característica tem sido muito explorada em energias intermediárias para extrair dimensões de fontes, assumindo que os efeitos temporais são desprezíveis, o que fornece um limite superior para as dimensões. Por exemplo, para prótons rápidos, o tamanho da fonte é em geral comparável ao alvo o que leva a identificá-la com a região de participantes. Para prótons mais lentos, o tamanho da fonte em geral é grande o que pode indicar que efeitos temporais devam ser levados em conta. O fato de se obter, para o caso de prótons lentos, uma dimensão aparente maior do que a esperada, e a dificuldade experimental na separação entre os efeitos espaciais e temporais, leva a uma interpretação de que o efeito pode estar ligado a uma possível expansão da fonte ou um tempo finito de vida. Para o caso de partículas emitidas por uma fonte termalizada, a segunda possibilidade é a mais provável. Na figura I.9 é mostrada uma correlação próton-próton em energias mais baixas. Devido ao caráter térmico da fonte, a emissão sequencial reduz a interação nuclear, e ao mesmo tempo, o grau de caoticidade da fonte pode favorecer a observação do efeito HBT no caso de partículas idênticas. Sendo assim, as correlações a pequenos momentos relativos passaram a ser utilizadas recentemente como uma importante ferramenta para a obtenção de escalas temporais em energias intermediárias e baixas [13,25]. Além disto, nesta faixa de energia, pelo fato das trajetórias das partículas serem bem descritas através de aproximações clássicas, torna-se muito prático o uso de programas de simulações de trajetórias, utilizando-se métodos de Monte Carlo, para se extrair estas informações temporais.

Figura I.9 - Correlação próton-próton para o sistema $^{16}\text{O} + ^{27}\text{Al}$ em $E/A=8,75$ MeV. Neste caso, os efeitos devido a escalas temporais são mais importantes que os devido ao tamanho real da fonte emissora.

I.3 - O processo de fusão nuclear

Em baixas energias, o processo de fusão nuclear e posterior evaporação do núcleo composto formado é o principal mecanismo responsável pela emissão de partículas leves. Deste modo, medidas de correlação envolvendo estas partículas devem refletir essencialmente as escalas temporais de evaporação sequencial do núcleo composto.

O processo de fusão nuclear é o mecanismo de reação mais inelástico. Neste processo, a medida em que alvo e projétil se aproximam, começam a haver colisões muito inelásticas entre os núcleons de forma que a energia do movimento relativo dos núcleos iniciais é rapidamente absorvida em excitações intrínsecas do sistema composto. Este vive por um tempo longo o bastante que permite uma reestruturação, de modo a estabelecer um equilíbrio termodinâmico, que leva à formação do núcleo composto. Devido ao grande número de graus de liberdade envolvidos e devido ao fato de o sistema levar muito tempo para se reestruturar, o núcleo composto perde a memória de sua formação.

I.3.1 - Formação do núcleo composto

A seção de choque parcial de formação de um núcleo composto de momento angular $J_{N.C.}$, a partir de um alvo e projétil com momentos angulares J_a e J_p , na energia do centro de massa $E_{C.M.}$ é dada por:

$$\sigma_{N.C.}(J_{N.C.}) = \pi \lambda^2 \frac{2J_{N.C.} + 1}{(2J_a + 1)(2J_p + 1)} \sum_{S=|J_a - J_p|}^{J_a + J_p} \sum_{l=|J_{N.C.} - S|}^{J_{N.C.} + S} T_l(E_{C.M.}) \quad (I.38)$$

sendo $T_l(E_{C.M.})$ os coeficientes de transmissão pela barreira de potencial. Usualmente, toma-se para descrever os coeficientes de transmissão uma distribuição de Fermi da forma:

$$T_l(E_{C.M.}) = \frac{1}{1 + \exp\left\{\frac{l - l_{crit}(E_{C.M.})}{\delta}\right\}} \quad (I.39)$$

onde $l_{crit}(E_{C.M.})$ é o valor do momento angular crítico para a fusão e δ , a difusividade na distribuição de momentos angulares. A seção de choque total de formação do núcleo composto é a soma sobre todos os momentos angulares possíveis da expressão (I.1), ou seja:

$$\sigma_{N.C.}^{total} = \sum_{J_{N.C.}=0}^{\infty} \sigma_{N.C.}(J_{N.C.}) \quad (I.40)$$

I.3.2 - Decaimento do núcleo composto

A imagem do núcleo como uma gota líquida favorece o entendimento do processo de decaimento do núcleo composto. Quando o núcleo composto é formado, o mesmo possui um determinado momento angular e uma certa energia de excitação. A energia de excitação do núcleo composto está diretamente relacionada à sua temperatura. No caso de uma gota líquida, a mesma tende a esfriar por evaporação. Se esta gota estiver girando com elevada velocidade de rotação, a tendência natural é que a mesma se parta. A analogia com o núcleo composto é perfeita: o núcleo composto com elevada energia de excitação tende a esfriar por evaporação, neste caso, de partículas leves (neutrons, prótons e alfas, essencialmente) ou raios- γ . Se o mesmo possuir um elevado momento angular, a tendência é que este núcleo composto se parta, ou seja, fissione.

A probabilidade de um núcleo composto emitir uma determinada partícula é dada através do modelo de Hauser-Feshbach [27] e baseia-se na hipótese de que o decaimento de núcleo composto é independente de sua formação [28]. Esta probabilidade pode ser escrita em termos das larguras de decaimento em um determinado canal (c) e a largura de decaimento total, ou seja:

$$P_c = \frac{\Gamma_c}{\Gamma_{total}} \quad (I.41)$$

A largura total de decaimento do núcleo composto pode ser escrita como:

$$\Gamma_{total} = \sum_v \Gamma_v + \Gamma_\gamma + \Gamma_{fissão} \quad (I.42)$$

onde Γ_v é a largura de decaimento do núcleo composto por partículas leves (v = neutrons, prótons e alfas, essencialmente), Γ_γ é a largura de decaimento por emissão de raios- γ (normalmente é considerado o decaimento por ressonâncias gigantes de dipolo) e $\Gamma_{fissão}$ é a largura de decaimento por fissão do núcleo composto. No caso de partículas leves, a largura de decaimento em um dado canal, para um determinado momento angular do núcleo composto pode ser escrita na forma [29]:

$$\Gamma_v(J_{N.C.}) = \frac{1}{2\pi\rho_{N.C.}(E_{N.C.}^*, J_{N.C.})} \times \sum_{l=0}^{\infty} \int_0^{\infty} de_v T_l(e_v) \sum_{s=|J_{N.C.}-l|}^{J_{N.C.}+l} \sum_{j_v=|s-i_v|}^{s+i_v} \rho_v(E_v^*, j_v) \delta(E_{N.C.}^* - (e_v + E_v^* + B_v)) \quad (I.43)$$

sendo $E_{N.C.}^*$ e $J_{N.C.}$ a energia de excitação e momento angular do núcleo composto, respectivamente; E_v^* , j_v e i_v , a energia de excitação, o momento angular e o spin do resíduo de evaporação; e_v é a energia cinética do movimento relativo no canal de saída e B_v , a energia de ligação da partícula evaporada em relação ao núcleo composto. $\rho_{N.C.}$ e ρ_v são as densidades de níveis do núcleo composto e do resíduo de evaporação, respectivamente. Estas densidades de níveis dependem tanto da energia de excitação quanto do momento angular e refletem o número de níveis disponíveis por unidade de energia de excitação.

Usualmente, utiliza-se um modelo de gás de Fermi [30] para calcular a densidade de níveis, na região onde o espaçamento dos níveis é muito menor que a largura

média dos mesmos. De forma geral, a densidade de níveis de um núcleo com energia de excitação u e momento angular J pode ser escrita como:

$$\rho(u, J) = \frac{2J+1}{12} \sqrt{a} \left(\frac{\hbar^2}{2\mathfrak{I}} \right)^{3/2} u^{-2} \exp(2\sqrt{au}) \quad (\text{I.44})$$

sendo a o parâmetro de densidade de níveis (sistematicamente $a = A/6$, com A sendo o número de massa do núcleo considerado, reproduz bem os valores experimentais para grande parte dos núcleos na região de massa de interesse) e $\mathfrak{I}$, o momento de inércia do núcleo em questão.

A largura de decaimento de fissão para um determinado momento angular do núcleo composto pode ser expressa como a soma das larguras parciais de cada canal possível de fissão, tomando como referência o fragmento mais leve do par de partículas finais, caracterizado pela sua massa (A_L) e seu número atômico (Z_L):

$$\Gamma_{fissão}(J_{N.C.}) = \sum_{A_L, Z_L} \Gamma_{fissão}(A_L, Z_L, J_{N.C.}) \quad (\text{I.45})$$

As larguras parciais de fissão são calculadas utilizando uma expressão semelhante à equação (I.43), mas utilizando a densidade de níveis calculada no ponto de sela do sistema [31-32]. Desta forma, podemos expressar que:

$$\Gamma_{fissão}(A_L, Z_L, J_{N.C.}) = \frac{1}{2\pi\rho_{N.C.}(E_{N.C.}^*, J_{N.C.})} \int_0^\infty de \rho(E_{sela}^*, J_{N.C.}) T_{J_{N.C.}}(e) \quad (\text{I.46})$$

onde os coeficientes de transmissão são usualmente tomados na forma de corte abrupto.

Capítulo II

Arranjo Experimental

Introdução

As medidas foram realizadas no Laboratório Pelletron do Instituto de Física da Universidade de São Paulo. Em linhas gerais, um feixe de partículas produzido por uma fonte de íons é acelerado em direção a um alvo localizado numa câmara de espalhamento, equipada com um sistema de detecção para os produtos das colisões. Neste capítulo passamos a descrever todos os recursos utilizados. Em especial, o sistema de detecção é descrito com certo detalhamento, já que foi parte importante da formação experimental adquirida, pois foi projetado e construído especialmente para a realização das medidas desejadas, possibilitando o aprendizado de várias técnicas.

O sistema de detecção é composto de um conjunto de telescópios, a partir dos quais são obtidos o número atômico e a energia da partícula, agrupados numa configuração conhecida como hodoscópio e foi projetado para permitir medidas em coincidência de partículas com momentos relativos da ordem de 5 MeV/c até valores bastante grandes, conforme as partículas envolvidas. Para isso os telescópios precisam estar separados de um ângulo muito pequeno o que, devido às dimensões dos mesmos, pode implicar num distanciamento muito grande do alvo, o que diminui o ângulo sólido subtendido e, conseqüentemente, a estatística. Esse aspecto foi levado em conta de modo que houvesse um balanço entre os dois parâmetros. A separação angular entre os telescópios é $4,5^\circ$ e o ângulo sólido abrangido é $\Delta\Omega=0,33$ msr.

Os sistemas medidos foram o $^{16}\text{O}+^{10}\text{B}$ e o $^{16}\text{O}+^{12}\text{C}$.

II.1 - Produção do feixe

Para os dois sistemas medidos foi utilizado como projétil o ^{16}O . Este foi produzido a partir de uma fonte de íons do tipo SNICS (*Source of Negative Ions by Cesium Sputtering*) [33], localizada no 8º andar do Laboratório Pelletron. Seu princípio básico de funcionamento consiste em arrancar íons negativos do elemento desejado para o feixe a partir do bombardeamento com íons positivos de Césio sobre uma amostra do isótopo ou composto no qual um dos constituintes seja esse elemento. Este processo é conhecido como *sputtering*.

Um cadinho metálico, contendo o composto do elemento prensado, é acoplado no interior da câmara da fonte. Ele é mantido resfriado e num potencial de -4 kV, funcionando como catodo. Diante do catodo encontra-se um filamento de tungstênio percorrido por uma corrente da ordem de algumas dezenas de ampères. É injetado na câmara vapor de Césio aquecido. A ação do filamento faz com que este perca alguns elétrons e, como consequência, seja atraído para o catodo. Num processo dinâmico, forma-se uma fina camada de Césio sobre o composto, que está a baixa temperatura, enquanto outros íons positivos do Césio penetram no mesmo arrancando átomos, que ao atravessar a película ganham, na maioria das vezes, um elétron. Na saída da fonte há um dispositivo denominado extrator, que está num potencial de +20 kV em relação à fonte e atrai os íons negativos. A partir desse ponto, os íons são pré-acelerados horizontalmente por uma diferença de potencial de 70 kV, alcançando o eletroímã ME-20. Como estão todos praticamente com a mesma energia, o campo ajustado no ME-20 seleciona pela massa o elemento desejado, separando-o do feixe primário, e o deflete de 90°. O feixe desejado passa então a ser transmitido verticalmente até a entrada do acelerador, com uma energia $E_{\text{injeção}}=94 \text{ keV}$.

O composto utilizado para se extrair o feixe de ^{16}O foi o óxido de titânio (TiO_2). A corrente aplicada no filamento da fonte foi cerca de 30 A. A intensidade do feixe alcançada na entrada do acelerador foi cerca de 600 nA.

II.2 - Aceleração do Feixe

O feixe foi acelerado pelo acelerador eletrostático Pelletron 8UD [34] (figura II.1)

Na entrada do acelerador, as partículas do feixe, no estado de carga -1, são aceleradas em direção ao terminal que se encontra no centro do tubo, por uma tensão V_t de até +8 MV. Ao alcançar o terminal, elas atravessam uma fina folha de carbono, conhecida como *stripper*. Nesse processo, as partículas do feixe perdem vários elétrons, tornando-se íons positivos. A distribuição de carga do feixe emergente depende do tipo de partícula e da velocidade com que esta atinge o *stripper*. Devido à troca de carga, as partículas do feixe são novamente aceleradas em direção à saída do acelerador.

O feixe, composto então por vários estados de carga q , é transmitido para o ME-200, um segundo eletroímã analisador, que possui em seu interior uma sonda de ressonância magnética nuclear (NMR) [35], cuja frequência ajustável seleciona as partículas pelo estado de carga q e a energia, além de defletir o feixe de 90°, retornando-o à propagação horizontal. Desse modo, a energia total do feixe, para um dado estado de carga q , é dada por:

$$E_{\text{feixe}} = E_{\text{injeção}} + (1 + q)V_t \quad (\text{II.1})$$

O termo $(1+q)$ leva em conta a energia adquirida pelo feixe antes e depois deste atravessar o *stripper*.

Em seguida, o feixe é injetado no *Switching Magnet*, um eletroímã seletor que apenas desvia o feixe para uma das sete canalizações localizadas na sala de experiências do laboratório, em cujas extremidades se encontram diferentes câmaras de espalhamento para a acomodação dos alvos e dos sistemas de detecção.

Ao longo de todo o percurso, o feixe sofre distorções que são corrigidas por meio de uma série de elementos óticos, dentre eles, desviadores magnéticos, quadrupolos magnéticos e eletrostáticos e fendas colimadoras, cuja função é maximizar a intensidade do feixe no ponto onde está localizado o alvo.

Para o sistema $^{16}\text{O}+^{10}\text{B}$, a tensão V_t aplicada ao terminal foi +7,8 MV e para o sistema $^{16}\text{O}+^{12}\text{C}$ foi +8,0 MV. Em ambos os casos, o estado de carga seleccionado foi o 7+, de modo que a energia do ^{16}O , no sistema do laboratório, foi 62,5 MeV e 64,0 MeV, respectivamente.

Figura II.1 - Percurso do feixe: originado na fonte de íons, o feixe segue horizontalmente, sendo seleccionado em massa e defletido para a vertical pelo ME-20. Em seguida, incide no acelerador eletrostático Pelletron 8UD, do qual emerge com uma energia que vai depender do estado de carga. Segue para o ME-200 sendo seleccionado em carga e energia e defletido para a horizontal. Finalmente, o *Switching Magnet* deflete o feixe seleccionado para uma das canalizações.

II.3 - Alvos utilizados

Os alvos foram confeccionados no Laboratório de Alvos do Laboratório Pelletron. O procedimento para a confecção de alvos em geral é composto de várias etapas e exige muita meticulosidade, principalmente no que diz respeito às medidas adotadas para garantir a pureza dos alvos e sua uniformidade [36]. Mesmo assim, é comum a presença de contaminantes que, em geral, representam uma fração desprezível do alvo.

Os alvos utilizados nas duas medidas efetuadas foram obtidos através da técnica de evaporação em vácuo do isótopo do elemento. Em resumo, o material é evaporado sobre uma lâmina de vidro de microscópio na qual é aplicado um detergente solúvel em água. Na etapa seguinte, a lâmina revestida com a película evaporada e cortada no formato desejado é mergulhada na água. Com a reação do detergente, a película do alvo se solta da lâmina, flutua na água e é delicadamente capturada com o próprio suporte do alvo. Dependendo do material do alvo, foram utilizados dois métodos para a evaporação, o de bombardeamento eletrônico e o de passagem de corrente [36]. O primeiro consiste em direcionar elétrons emitidos por um filamento de tungstênio aquecido sobre o isótopo do alvo, acomodado num cadinho, arrancando as partículas do mesmo. O segundo consiste em aquecer o cadinho que sustenta o isótopo do alvo por meio da aplicação de uma corrente elétrica.

Na medida do sistema $^{16}\text{O}+^{10}\text{B}$ foram utilizados alvos de ^{10}B com cerca de $40\text{ }\mu\text{g}/\text{cm}^2$ de espessura, e alvos de ^{12}C com cerca de $60\text{ }\mu\text{g}/\text{cm}^2$ para fins de calibração para partículas com $Z=2$, como será esclarecido mais adiante. Para o sistema $^{16}\text{O}+^{12}\text{C}$ foram utilizados alvos de ^{12}C com cerca de $80\text{ }\mu\text{g}/\text{cm}^2$ de espessura, tanto para a medida como para a calibração para partículas com $Z=2$. Nas duas medidas, os alvos principais continham uma pequena camada de ^{197}Au com cerca de $5\text{ }\mu\text{g}/\text{cm}^2$ de espessura, para fins de calibração para partículas com $Z>2$. As espessuras dos alvos utilizados atendem a duas condições, permitem que a perda de energia do feixe ao atravessá-los seja desprezível mas são suficientes para resistir a pequenos impactos. Os alvos de boro e carbono foram confeccionados por evaporação por bombardeamento eletrônico e a camada de ouro foi evaporada sobre os mesmos por passagem de corrente. Os principais contaminantes presentes nos alvos foram ^{12}C (alvo de boro), ^{16}O , ^{28}Si , ^{40}Ar e ^{56}Fe .

II.4 - Câmara de Espalhamento

A câmara de espalhamento utilizada foi a da canalização 15° B (figura II.2), que consiste de um cilindro de cerca de 3,0 m de comprimento por 1,5 m de diâmetro, disposto horizontalmente, seccionado em três partes, sendo que as duas mais externas são apoiadas sobre trilhos e podem ser deslocadas conforme a conveniência na montagem experimental. A seção acoplada à extremidade da canalização, que é fixa, é provida de três discos dispostos numa pilha, que podem girar independentemente em torno de uma casca cilíndrica, fixa na parte de baixo da câmara, que atravessa o centro dos mesmos. Estes foram projetados para serem capazes de comportar sistemas de detecção de grandes dimensões. A pressão em regime de operação, atingida depois de um dia de bombeamento, é de 10^{-7} t.

Figura II.2 - Câmara de espalhamento da canalização 15°B do laboratório Pelletron; a) Vista da câmara fechada; b) Câmara aberta; 1 - seção fixa na canalização; 2 e 3 - Seções móveis; 4 - Conjunto de discos de sustentação; 5 - Entrada da câmara.

II.5 - Dispositivos Utilizados na Câmara de Espalhamento e Sistema de Detecção

O arranjo acoplado à câmara de espalhamento consistiu de uma montagem bastante elaborada, composta de vários elementos que são descritos a seguir.

II.5.1 - Suporte de alvos

O suporte de alvos utilizado consiste de uma base móvel, capaz de sustentar cinco alvos ao longo da horizontal, acoplada a um mecanismo de deslocamento que permite a troca dos alvos (figura II.3). Esse mecanismo é acionado por meio de uma manivela, localizada no exterior da câmara, que está acoplada ao sistema através de um cabo de aço. Um circuito de resistores acoplado à base dos alvos assume diferentes resistências equivalentes conforme o alvo selecionado. O circuito somente se fecha quando o alvo assume uma posição centralizada em relação à direção do feixe. A leitura da posição é feita por meio de um ohmímetro conectado aos terminais do circuito, que estão localizados num flange lateral da câmara. A precisão de posicionamento do sistema é de 1,0 mm. A base de toda a montagem é isolada e fica apoiada sobre o cilindro vertical da câmara. Esse sistema permite o uso de vários alvos num mesmo período ou substituições no caso de eventuais rompimentos, sem que seja necessário abrir a câmara, o que economiza o longo tempo gasto na pressurização e evacuação da mesma.

Figura II.3 - Suporte de alvos; 1 - Colimador para otimização do feixe; 2 - cabo de aço para troca de alvos; 3 - Escudo para feixe espalhado na entrada da câmara; 4 - Entrada da câmara.

Nas duas medidas realizadas foi colocado um colimador de 3,0 mm de diâmetro numa das posições do suporte para auxiliar a focalização do feixe, monitorada através do copo de Faraday localizado na extremidade da câmara. Depois que a intensidade do feixe era otimizada, posicionava-se, atrás do suporte de alvos e alinhado com este, um escudo móvel provido de um furo, sustentado por uma haste presa num dos flanges superiores da câmara. A função desse escudo é proteger o sistema contra o feixe espalhado na entrada da câmara. Para a medida $^{16}\text{O}+^{10}\text{B}$ foram colocados dois alvos de boro e dois alvos de carbono e para a medida $^{16}\text{O}+^{12}\text{C}$ foram colocados três alvos de carbono, sobrando uma posição vaga. Como mencionado anteriormente, no caso de rompimento dos alvos utilizados seria possível passar a utilizar os alvos reserva sem a necessidade de abrir a câmara.

II.5.2 - Sistema de Detecção:Hodoscópio

Dentre as principais características apresentadas pelos sistemas de detecção utilizados nesse tipo de medida de correlações, pode-se destacar a capacidade de detectar eventos em coincidência para ângulos pequenos, que correspondem a eventos que devem contribuir para a região de momentos relativos pequenos da função correlação, capacidade de detectar eventos em coincidência para uma faixa grande de momentos relativos, os quais evidenciam a região da função livre de correlações, e um ângulo sólido que permita o acúmulo estatístico necessário num período de tempo satisfatório.

Com base nisso, a exemplo de outros trabalhos [37-39], foi proposta a construção de um hodoscópio, que consiste de um conjunto de telescópios, posicionados adjacientemente, com espaçamento angular pequeno entre eles, formando uma área de detecção. Com o objetivo de detectar tanto partículas pesadas como partículas leves, foram construídos telescópios que atendessem a essas necessidades.

II.5.2.1 - Telescópios triplos

Em linhas gerais, pode-se dizer que os principais fatores a serem levados em conta para se detectar uma partícula são o modo como esta interage com a matéria e as informações que se deseja obter sobre a mesma, como sua identidade e outras grandezas [40].

Neste trabalho, tinha-se por objetivo identificar o número atômico Z da partícula e medir sua energia. Um sistema bastante comum utilizado para se obter essas informações é o telescópio ΔE - E . Em geral, são compostos por dois detectores, de modo que uma partícula ao incidir no telescópio perde uma fração da sua energia no primeiro detector (ΔE) e o restante no segundo (E). A curva $\Delta E \times E$ varia com a identidade da partícula incidente e pode ser usada para identificá-la, contanto que a partícula seja totalmente freada no segundo detector. Quanto maior a energia e menor o Z da partícula, maior sua penetração na matéria.

Um modelo de telescópio ΔE - E bastante popular em baixas energias é o composto por uma câmara de ionização [40], para a medida de ΔE , seguido de um detector de silício do tipo barreira de superfície [40]. Uma limitação que esse sistema apresenta, em geral, é a medida de partículas com Z muito baixo porque o detector barreira de superfície precisa ser muito espesso para frear essas partículas, o que o encarece muito.

Como nosso objetivo era medir partículas com Z altos e baixos, foram projetados e construídos por nós telescópios ΔE - E do tipo mencionado, com a adição de um terceiro detector, um cristal de iodeto de cério (CsI(Tl)) [40], para frear as partículas com Z mais baixo e permitir a identificação das mesmas. Esses telescópios passaram a ser chamados de telescópios triplos.

Na parte dianteira tem-se uma câmara de ionização (CI), composta de três anéis, separados por espaçadores de lucite, que os mantêm eletricamente isolados. A pilha de anéis é fixada numa base de acoplamento. Nessa base, é encaixado um detector de silício do tipo barreira de superfície (BS), correspondendo à parte central do telescópio. Este é constituído de uma caixa achatada de seção cilíndrica, com a face principal composta por silício coberto por uma fina camada de ouro, provida com um único terminal. Por último, tem-se o detector de iodeto de cério CsI , composto por uma caixa longa contendo um cristal de iodeto de cério coberto por uma fina camada de alumínio, acoplado a um fotodiodo e a um pré-amplificador. Ele também é encaixado na base de acoplamento, aprisionando o BS, e fixado por dois parafusos. Possui cinco entradas para a alimentação do pré-amplificador e uma saída para o sinal, todas localizadas na parte traseira da caixa.

A montagem, composta pelas três partes, é fixa no flange traseiro do telescópio, o qual possui três conectores simples e um quintuplo. Um dos simples, ligado aos anéis externos da CI por um cabo coaxial bastante fino que se estende ao longo do CsI , serve para

aplicar tensão e coletar o sinal gerado quando da passagem de uma partícula. Outro, ligado ao terminal do BS por um cabo coaxial do mesmo tipo, tem a mesma função que para a CI. O conector restante é ligado à saída de sinal do CsI por um fio comum. O conector quíntuplo é ligado por fios comuns às três entradas de alimentação do pré-amplificador do CsI, sendo elas +12V, -12V e +24V, a uma entrada para teste e a uma entrada para terra. O anel central da CI é ligado a um cabo coaxial conectado à carcaça do CsI, que é aterrada, mantendo-se assim na mesma condição. Optou-se pelo uso dos cabos coaxiais para evitar-se a indução de sinais pelo pré-amplificador do CsI, que foi verificada em testes com protótipos, nos quais foram usados fios comuns.

Além dos conectores, dois dutos muito finos são acoplados ao flange na parte interior e se estendem ao longo do CsI, alcançando a região da CI. Na parte exterior eles são acoplados a dois conectores para gás, também muito pequenos, confeccionados especialmente para essa montagem. Em condições de operação, os dutos funcionam como entrada e saída de gás, sendo mantido um fluxo e pressão de gás constantes, concentrados na região da CI. A montagem é acondicionada num tubo cilíndrico, que constitui a carcaça do telescópio, no qual o flange traseiro é rosqueado, e cuja extremidade dianteira é vedada por uma janela de polipropileno extremamente fina ($\sim 80 \mu\text{g}/\text{cm}^2$), colada num flange com um furo central, que também é rosqueado no tubo. Na figura II.4 é apresentada uma foto da montagem de um dos telescópios.

Os sinais gerados na CI, no BS e no CsI, quando da incidência de uma partícula no telescópio, são proporcionais à energia perdida por ela em cada detector. A resolução em perda de energia das CI é de aproximadamente 6% e a linearidade é muito boa, assim como a linearidade dos BS. Os CsI tem como característica uma dependência não linear apenas para energias muito baixas, o que não compromete as medidas. Outra característica dos CsI é que a calibração em energia varia com o tipo de partícula [41], o que não ocorre para os outros detectores. Na tabela II.1 são apresentadas algumas especificações da nossa montagem. Foram construídos 16 telescópios triplos, dos quais foram usados 14. Todos os detalhes dessa montagem foram projetados de modo a minimizar as dimensões dos telescópios, indo desde os cabos internos utilizados, passando pelos conectores na parte traseira e a opção de rosquear os flanges em vez de parafusá-los, o que resultou no menor diâmetro e comprimento possíveis para os telescópios. A partir da configuração final dos mesmos foi, então, projetada e desenvolvida a estrutura para sustentá-los, formando o conjunto do hodoscópio.

Figura II.4 - Montagem de um telescópio; a) Flange da janela, carcaça e conjunto composto pelos três detectores; b) Detalhe do flange traseiro de conectores; c) Esquema do conjunto.

Tabela II.1: Especificações de montagem dos telescópios triplos.

<i>Câmara de ionização</i>	espaçamento entre os anéis: 1 cm tensão aplicada: +100V gás utilizado: isobutano pressão do gás: 20 t
<i>Detetor BS de silício</i>	espessura: cerca de 150 μm área útil: 300 mm^2 tensões aplicadas: entre +50V e +120V fabricante: EG&G ORTEC
<i>Detetor de CsI</i>	espessura: cerca de 4 cm área útil: 177 mm^2 comprimento total: cerca de 12 cm alimentação do pré-amplificador: +12V, -12V, +24V fabricante: BICRON corp.

II.5.2.2 - Hodoscópio

Para desenvolver a montagem do hodoscópio foram feitas algumas estimativas com o objetivo de se determinar a configuração necessária para se observar a anticorrelação da função correlação.

Primeiramente, partindo-se de valores típicos de grandezas referentes aos sistemas a serem estudados, foi estimada uma distância média de separação entre as partículas correlacionadas no instante em que a segunda partícula é emitida [25]. Considerando-se uma interação coulombiana entre elas, obtém-se que a anticorrelação pode ser observada para valores de momento relativo $p_{rel} \sim 3-10$ MeV/c, dependendo das partículas correlacionadas. Isso corresponde a valores de ângulos relativos na faixa de $\theta \sim 3^\circ - 6^\circ$. Devido às dimensões dos telescópios, quanto menor a separação angular adotada entre eles maior deverá ser a distância ao alvo e menor o ângulo sólido compreendido. Com base nas estimativas, foram calculados ângulos sólidos para várias separações angulares dentro da faixa obtida. Optou-se por uma separação angular $\theta=4,5^\circ$ entre os telescópios, o que corresponde a posicioná-los numa distância tal que a abertura angular de cada telescópio é de $\Delta\theta=1,18^\circ$ e o ângulo sólido compreendido por cada telescópio é de $\Delta\Omega=0,33$ msr. Na tabela II.2 são apresentadas as separações angulares entre quaisquer pares de detectores. A maior separação é $16,5^\circ$. Neste trabalho não foi estimada a eficiência de detecção, já que as grandezas experimentais aqui estudadas não são analisadas em termos absolutos para se extrair as escalas temporais. Encontra-se na literatura sistemas com características similares a essas. [37-39]

A partir desses valores foi confeccionada a estrutura de sustentação dos telescópios. Esta consiste de uma base retangular vertical, com um furo circular central, no qual é acoplada uma calota esférica com cerca de 86 cm de raio de curvatura. Essa calota possui furos para acomodar 14 telescópios, voltados para o alvo, distribuídos como na figura II.5-a. Na traseira da base, tanto na parte superior como inferior, existem dois dutos de gás providos de uma entrada principal e 20 bocais, sendo que um deles é usado para a injeção de gás e o outro para a sucção de gás, simultaneamente em todos os telescópios (figura II.5-b). Existe também na parte superior uma base provida de uma alça de fixação, cuja função é sustentar pré-amplificadores utilizados para os sinais provenientes das CI e dos BS dos telescópios. Foram utilizados cinco módulos constituídos de caixas com seis pré-amplificadores. A localização dos pré-amplificadores tão proximamente aos telescópios

possibilita a utilização de cabos de conexão mais curtos, cujas capacitâncias são menores, minimizando a deformação dos sinais e o ruído. Esse conjunto é o que chamamos de hodoscópio.

Figura II.5 - Hodoscópio; a) Vista frontal: 1- detalhe da calota esférica; 2 -detalhe dos pré-amplificadores; b) Vista traseira: 1- detalhe de um dos dutos de gás.

Para minimizar o número de conexões a serem utilizadas nos flanges de conectores, foram posicionadas no interior da câmara de espalhamento caixas de distribuição para aplicação de tensão nas CI, para alimentação dos módulos de pré-amplificadores e dos pré-amplificadores dos CsI, o que reduziu o número de conexões pela metade. No caso dos BS isso não foi possível porque cada um é alimentado por uma tensão diferente.

Os dutos de gás, ligados por mangueiras a um flange lateral, foram alimentados por um sistema de gás bastante simples, localizado no exterior da câmara de espalhamento. O controle da pressão e do fluxo foi feito por meio da monitoração da leitura fornecida por um medidor de pressão.

O hodoscópio foi acoplado ao disco superior da câmara de espalhamento, com seu centro posicionado a 25° da direção do feixe no plano horizontal, de modo que a fileira

central, contendo quatro telescópios, ficasse na altura do feixe. Esse ângulo foi adotado por ser maior que o ângulo rasante para as nossas medidas, o que diminui a contribuição de processos mais diretos. Na figura II.6 tem-se uma foto do arranjo montado no interior da câmara de espalhamento. Na figura II.7 tem-se um esquema da vista frontal do hodoscópio e, na tabela II.2 são apresentadas as separações angulares entre quaisquer pares de detectores.

Figura II.6 - Montagem completa do sistema de detecção no interior da câmara de espalhamento.

Figura II.7 – Esquema da vista frontal do hodoscópio.

Tabela II.2 - Separações angulares entre os telescópios.

	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14
1	0.0	4.5	4.5	4.5	7.8	9.0	7.8	9.0	11.9	11.9	11.9	13.5	15.6	16.2
2	4.5	0.0	7.8	4.5	4.5	11.9	9.0	7.8	9	13.5	11.9	11.9	16.2	15.6
3	4.5	7.8	0.0	4.5	9.0	4.5	4.5	7.8	11.9	7.8	9.0	11.9	11.9	13.5
4	4.5	4.5	4.5	0.0	4.5	7.8	4.5	4.5	7.8	9.0	7.8	9.0	11.9	11.9
5	7.8	4.5	9.0	4.5	0.0	11.9	7.8	4.5	4.5	11.9	9.0	7.8	13.5	11.9
6	9.0	11.9	4.5	7.8	11.9	0.0	4.5	9.0	13.5	4.5	7.8	11.9	9.0	11.9
7	7.8	9.0	4.5	4.5	7.8	4.5	0.0	4.5	9.0	4.5	4.5	7.8	7.8	9.0
8	9.0	7.8	7.8	4.5	4.5	9.0	4.5	0.0	4.5	7.8	4.5	4.5	9.0	7.8
9	11.9	9.0	11.9	7.8	4.5	13.5	9.0	4.5	0.0	11.9	7.8	4.5	11.9	9.0
10	11.9	13.5	7.8	9.0	11.9	4.5	4.5	7.8	11.9	0.0	4.5	9.0	4.5	7.8
11	11.9	11.9	9.0	7.8	9.0	7.8	4.5	4.5	7.8	4.5	0.0	4.5	4.5	4.5
12	13.5	11.9	11.9	9.0	7.8	11.9	7.8	4.5	4.5	9.0	4.5	0.0	7.8	4.5
13	15.6	16.2	11.9	11.9	13.5	9.0	7.8	9.0	11.9	4.5	4.5	7.8	0.0	4.5
14	16.2	15.6	13.5	11.9	11.9	11.9	9.0	7.8	9.0	78	4.5	4.5	4.5	0.0

II.6 - Eletrônica e Aquisição de Dados

Os sinais produzidos nos telescópios seguiam para o exterior da câmara de espalhamento e passavam por dois processos. O primeiro, baseado na norma NIM (*Nuclear Instrumentation Module*), consiste em modificar os sinais analógicos, preparando-os para o segundo processo, baseado na norma CAMAC (*Computer Automated Measurement and Control*), onde os sinais, então digitais, são interpretados e enviados a um computador para armazenamento.

II.6.1 - Eletrônica NIM

Cada telescópio pode fornecer três sinais. Um proveniente da CI (ΔE_{CI}), outro proveniente do BS (E_{BS}) e outro proveniente do CsI (E_{CsI}). Os sinais já saíam da câmara pré-amplificados e passavam então por amplificadores (AMP). No caso do BS, o sinal era dividido, sendo que um era amplificado com um ganho mais baixo, usado para separar as partículas com $Z > 2$, e o outro com ganho mais alto, usado para separar as partículas com $Z \leq 2$.

As saídas lentas dos AMP, que correspondiam à informação da energia depositada em cada detector, eram enviadas aos conversores analógico-digitais, os ADCs (*Analogic to Digital Converter*), do sistema CAMAC.

As saídas rápidas dos AMP para os sinais de E_{BS} de ganho baixo foram usadas para indicar a existência de um evento. Primeiramente essa saída passava por um módulo discriminador a fração constante, o CFD (*Constant Fraction Discriminator*), cuja função é converter um sinal com uma amplitude qualquer em outro com um valor bem definido. Todas as saídas de CFD foram conectadas a um FIFO (*Logic Fan In Fan Out*), que é um módulo lógico. O FIFO, ao receber um sinal proveniente de qualquer CFD, enviava um sinal para o GDG (*Gate and Delay Generator*), que é um módulo responsável pela indicação da existência de um evento. Esse módulo gerava um sinal com largura em tempo ajustada para $5\mu s$, que seguia então para os módulos do sistema CAMAC, dando sequência ao processo de aquisição. Na figura II.8 é apresentado um esquema que resume a lógica da configuração eletrônica descrita.

II.6.2 - Sistema CAMAC

A eletrônica CAMAC é composta basicamente dos módulos ADC, que convertem os sinais analógicos provenientes dos detectores em sinais digitais, módulos de memória, para armazenamento temporário de informações, e um módulo programável para o processamento dos eventos, o *Event Handler* (E.H.) [42]. Quando um sinal de evento é gerado pelo GDG ele segue para os ADCs e para o E.H.. Os ADCs operam sobre os sinais provenientes dos telescópios e o E.H. faz a leitura dos ADCs, enviando os sinais recebidos para o módulo de memória. Durante esse processo o sistema ignora qualquer novo evento. Quando o módulo de memória está cheio, o E.H. transfere seu conteúdo para um computador. Neste é executado um programa, utilizado tanto para a monitoração da experiência através da histogramação dos dados, como para o armazenamento em fita, para posterior redução e análise dos dados. O tempo morto da aquisição de dados, considerando todas as etapas descritas anteriormente, é praticamente desprezível, sendo desnecessárias eventuais correções.

Figura II.8 - Esquema da eletrônica utilizada. Os sinais lentos dos AMPs que vão para os ADCs são proporcionais às energias depositadas nos detectores. Os sinais rápidos são utilizados para inicializar o processo de armazenamento dos dados.

Capítulo III

Redução dos Dados

Introdução

Inicialmente, são descritas as condições experimentais nas quais foram realizadas as medidas e são apresentados os dados brutos obtidos, que foram separados em dois tipos de espectros bi-paramétricos, um para $Z > 2$ e outro para $Z \leq 2$.

A calibração dos dados, feita em vários passos, correspondentes à calibração em energia dos sinais coletados de cada detector, é discutida detalhadamente. Para a calibração da energia das partículas com $Z > 2$ foi adotado um procedimento bastante comum, no qual utiliza-se o pico de espalhamento elástico das partículas do feixe pelo ^{197}Au presente nos alvos em pouquíssima, mas suficiente, quantidade. Na calibração para partículas com $Z = 1$ usou-se o recuo do espalhamento elástico das partículas do feixe pelo ^1H presente no alvo devido à matéria orgânica e umidade. Para $Z = 2$, pretendia-se identificar estados excitados do ^{24}Mg , associados aos picos presentes no espectro de $Z = 2$ em medidas do sistema $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$, e utilizar essas informações para a calibração, mas esse procedimento não foi bem sucedido, como será explicado, tendo sido adotado um outro procedimento um pouco mais elaborado.

Depois de calibrados, os dados foram reorganizados em dois tipos de figuras utilizadas neste tipo de trabalho, o espectro de diferença dos módulos das velocidades das partículas correlacionadas e a função correlação em momento relativo, a partir das quais foi efetuada a análise que determina escalas temporais de processos.

III.1 - Medidas Realizadas

As primeiras medidas realizadas foram para testes de um protótipo de telescópio e serviram para o aprimoramento do mesmo, e, também para testes do hodoscópio com todos os telescópios montados. O sistema medido foi o $^{16}\text{O}+^{10}\text{B}$, que além de ser um dos sistemas de interesse era também similar ao outro sistema de interesse, o $^{16}\text{O}+^{12}\text{C}$, de modo que os resultados dos testes instrumentais poderiam ser aproveitados para as medidas propriamente ditas. Somando-se todos os períodos de máquina para testes, foram usados aproximadamente 10 dias. A partir desses testes foi possível estimar o tempo necessário para as medidas de interesse que resultasse numa estatística satisfatória. Concluídos os testes, foram realizadas as medidas para os sistemas $^{16}\text{O}+^{10}\text{B}$ e $^{16}\text{O}+^{12}\text{C}$.

Para o sistema $^{16}\text{O}+^{10}\text{B}$, foram usados alvos de ^{10}B com espessura de $40\text{ }\mu\text{g}/\text{cm}^2$ e uma pequena quantidade de ^{197}Au de $5\text{ }\mu\text{g}/\text{cm}^2$. A energia do feixe de ^{16}O no referencial do laboratório foi $E_{lab} = 62,5\text{ MeV}$, que corresponde a uma energia no referencial do centro de massa $E_{cm} = 24,0\text{ MeV}$. A princípio a energia pretendida era $E_{lab} = 64,0\text{ MeV}$, mas o acelerador não apresentou as condições necessárias. A intensidade do feixe manteve-se em torno de 60 nA no alvo. Foram feitas também medidas para calibração dos dados. Para as partículas com $Z \neq 2$ foram feitas medidas rápidas com o alvo de ^{10}B nas energias de 39, 47 e 55 MeV, para usar os resultados das interações do feixe com o ouro e com o hidrogênio (matéria orgânica e umidade inerentes) presentes no alvo. Para as partículas com $Z=2$ foram usados alvos de ^{12}C de $60\text{ }\mu\text{g}/\text{cm}^2$. Durante a preparação do experimento, o centro do hodoscópio havia sido posicionado a um ângulo de 25° com a direção do feixe no plano horizontal, mas, em cálculos cinemáticos posteriores, verificou-se que o hodoscópio não estava nesta posição, ficando seu centro posicionado a $25,45^\circ$ em relação à linha do feixe.

Para o sistema $^{16}\text{O}+^{12}\text{C}$, foram usados três alvos de ^{12}C , com espessura de $80\text{ }\mu\text{g}/\text{cm}^2$ e a mesma quantidade de ^{197}Au que no alvo de ^{10}B . A energia do ^{16}O foi $E_{lab} = 64,0\text{ MeV}$, que corresponde a $E_{cm} = 27,4\text{ MeV}$ e a intensidade no alvo também foi de 60 nA . Com relação às medidas para calibração, não foi necessário efetuar medidas extras para o caso das partículas com $Z=2$ já que o alvo principal era o próprio ^{12}C , de modo que somente foram feitas as medidas rápidas nas energias de 40, 48 e 56 MeV para as partículas com $Z \neq 2$. O centro do hodoscópio ficou posicionado a 25° em relação à linha do feixe.

Para cada medida o período de máquina durou cerca de 8 dias integralmente, isto é, sem interrupções no turno noturno. Na tabela III.1 são apresentadas de forma resumida as características das medidas realizadas.

Tabela III.1 – Resumo das características das medidas realizadas.

Sistema	$^{16}\text{O}+^{10}\text{B}$	$^{16}\text{O}+^{12}\text{C}$
Alvo (+ 5 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ de ^{197}Au)	^{10}B (40 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$)	^{12}C (80 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$)
Feixe de ^{16}O (60 nA no alvo)	$E_{lab} = 62.5 \text{ MeV}$ ($E_{cm} = 24.0 \text{ MeV}$)	$E_{lab} = 64.0 \text{ MeV}$ ($E_{cm} = 27.4 \text{ MeV}$)
Calibração para $Z \neq 2$	Medidas nas energias 39, 47 e 55 MeV para o ^{197}Au e ^1H do alvo de ^{10}B	Medidas nas energias 40, 48 e 56 MeV para o ^{197}Au e ^1H do alvo de ^{12}C
Calibração para $Z=2$	alvo de ^{12}C (60 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$)	-
Posição do centro do hodoscópio	25,45°	25,0°
Tempo de aquisição	8 dias	8 dias

Os dados adquiridos foram os sinais provenientes das CI, dos BS e dos CsI dos 14 telescópios, tendo sido os sinais dos BS divididos e amplificados com dois ganhos diferentes. Sendo assim cada telescópio possuía quatro parâmetros que, somados sobre todos os telescópios, totalizaram 56 parâmetros para cada evento. Através do programa de aquisição utilizado, os eventos foram registrados em fitas magnéticas para posterior análise.

III.2 – Organização dos Dados: Espectros Bi-paramétricos

O tratamento dos dados brutos adquiridos foi feito por meio de uma série de programas pertencentes ao VAXPAK [43], que é um pacote de programas para uso em sistemas VMS. O programa SCANM, pertencente ao pacote, faz a leitura dos arquivos de dados gravados em fita e pode efetuar operações e cálculos com os parâmetros. Em

conjunto com o programa CHIL, ele organiza os resultados em espectros multicanais ou bi-paramétricos. Para a visualização dos espectros foi utilizado o programa DAMM, um programa gráfico que permite trabalhar com os espectros, executando funções como, por exemplo, seleção de eventos através do traçado de contornos, visualização de projeções, ajustes de picos, etc.

Com esses programas, os dados foram então organizados em espectros bi-paramétricos do tipo $\Delta E \times Er$. ΔE é o parâmetro referente à parcela de energia perdida pela partícula num detector e Er , chamado de energia residual, é o parâmetro referente ao restante da energia perdida no outro detector, no qual ela foi freada.

Foram construídos dois tipos de espectros bi-paramétricos para cada telescópio. Um é formado pelo parâmetro da energia perdida na CI, representado por ΔE_{CI} , como função do parâmetro da energia perdida no BS amplificado com ganho baixo, representado por Er_{BS} , que permite a identificação das partículas com $Z > 2$. O outro é formado pelo parâmetro da energia perdida no BS amplificado com ganho alto, representado por ΔE_{BS} , como função do parâmetro da energia perdida no CsI, representado por Er_{CsI} , que permite a identificação das partículas com $Z \leq 2$. No total foram obtidos 28 espectros para cada sistema medido.

Na figura III.1 são apresentados dois espectros típicos, para o sistema $^{16}\text{O} + ^{10}\text{B}$. Os espectros originais são coloridos, o que é indispensável para a interpretação dos mesmos. As tonalidades representam o número de contagens e cada faixa corresponde a um valor de Z . Em ambos os casos, observa-se a boa separação em número atômico, sendo que no espectro de $Z \leq 2$ observa-se uma boa separação em massa na faixa de $Z=1$.

No espectro de $Z > 2$ a identificação em Z é feita através do espalhamento elástico do ^{16}O pelo ^{197}Au presente nos alvos, que se apresenta como um pico muito intenso na região de canais maiores do espectro, na faixa de $Z=8$. Espera-se também nessa faixa um pico referente ao espalhamento elástico do ^{16}O pelo alvo. A ocorrência de mais picos indica a possibilidade de um ou mais contaminantes no alvo ou ainda processos inelásticos. Nesse espectro pode-se constatar que para $Z=2$ a identificação fica comprometida e para $Z=1$ esta é impossível, evidenciando-se a necessidade do espectro para $Z \leq 2$. No espectro de $Z \leq 2$, a faixa de ^1H apresenta um pico referente ao recuo do espalhamento elástico do ^{16}O devido à matéria orgânica ou umidade presente no alvo.

A partir dos espectros bi-paramétricos foi feita então a calibração dos dados em energia.

Figura III.1 – Espectros bi-paramétricos com os dados brutos. Nota-se uma boa separação em Z . No espectro de $Z > 2$ a faixa de $Z=8$ apresenta vários picos, dentre eles o de espalhamento elástico do ^{16}O pelo ^{197}Au e pelo alvo. No espectro de $Z \leq 2$ observa-se uma boa separação em massa para $Z=1$ e a presença do pico do recuo do espalhamento elástico do ^{16}O pelo ^1H , devido à umidade presente no alvo.

III.3 – Calibração dos Espectros

A calibração em energia dos espectros foi feita através da utilização de outros dois programas do VAXPAK [43]. Um deles, o KINEQ, a partir de dados que caracterizam o sistema no canal de entrada, calcula grandezas cinemáticas, como energias e ângulos de emissão, para um dado canal de saída, por meio de cinemática de dois corpos. O outro, o STOPX, baseado no formalismo de Ziegler [44] para o poder de freamento, calcula a energia perdida por uma partícula ao incidir num dado material a partir da energia incidente e de dados que caracterizem o material, como composição e espessura.

O procedimento básico consistiu em considerar pontos dos espectros cuja energia incidente podia ser determinada através do KINEQ e usar esses valores como parâmetros de entrada para o STOPX que fornecia a energia perdida em todos os absorvedores existentes no telescópio, que são a janela, o gás da CI, o ouro e o silício do BS e o cristal de CsI.

Cada um dos espectros obtidos para os 14 telescópios possui calibrações diferentes. Para cada eixo dos espectros foi aplicado um procedimento diferente, sendo que no caso do eixo de Er_{CsI} a calibração depende de Z . Entretanto, o procedimento é o mesmo para todos os telescópios, para os dois sistemas medidos. A incerteza em energia obtida, considerando o método utilizado para a calibração dos sinais, fica em torno de 5-10%.

III.3.1 – Calibração do eixo de Er_{BS}

O eixo de Er_{BS} foi calibrado a partir das projeções das faixas com $Z=8$ nas quatro diferentes energias medidas. Um exemplo desse conjunto de projeções é apresentado na figura III.2. Nessas energias, a interação do ^{16}O com o ^{197}Au consiste essencialmente de espalhamento elástico, que resulta em picos muito intensos na região de canais maiores, devido ao fato do ouro ser muito mais pesado que o oxigênio, absorvendo dele pouca energia. A energia desses picos foi determinada através dos programas mencionados, resultando em quatro pontos de calibração para cada telescópio. Na figura III.3 é apresentado um conjunto de pontos típico, para o qual foi feito um ajuste linear, dado por:

$$Er_{\text{BS}}(\text{MeV}) = a_{\text{BS}} + b_{\text{BS}} \cdot Er_{\text{BS}}(\text{canais}) \quad (\text{III.1})$$

onde a_{BS} e b_{BS} são os parâmetros obtidos no ajuste.

Figura III.2 - Projeções no eixo de Er_{BS} da faixa de $Z=8$ nas quatro energias medidas, para um dado telescópio, para o sistema $^{16}\text{O}+^{10}\text{B}$. Destaque para os picos do espalhamento elástico para $^{16}\text{O}+^{197}\text{Au}$.

Figura III-3 - Calibração do eixo de Er_{BS} através de ajuste linear dos pontos referentes ao espalhamento elástico do $^{16}\text{O}+^{197}\text{Au}$ em quatro diferentes energias, para um dado telescópio, para o sistema $^{16}\text{O}+^{10}\text{B}$.

A partir dessa calibração foi possível também determinar as identidades dos contaminantes presentes nos alvos, por meio da comparação da dependência angular da energia dos picos observados com cálculos cinemáticos do espalhamento elástico do ^{16}O por vários elementos, como pode ser visto na figura III.4. Os contaminantes identificados foram o ^{12}C (no caso do alvo de ^{10}B), ^{16}O , ^{28}Si , ^{40}Ar e ^{56}Fe .

Figura III.4 - Identificação dos contaminantes presentes nos alvos. a) -As curvas representam os cálculos cinemáticos para a energia do ^{16}O espalhado por vários elementos, para o caso do sistema $^{16}\text{O} + ^{10}\text{B}$. Os pontos representam os picos das projeções com $Z=8$ medidos em vários ângulos. b) - Projeção da faixa de $Z=8$ num dado telescópio, para o sistema $^{16}\text{O} + ^{10}\text{B}$ com $E_{lab} = 62,5 \text{ MeV}$. Os picos, referentes aos contaminantes identificados, aparecem indicados.

III.3.2 - Calibração do eixo de ΔE_{CI}

Na calibração do eixo de ΔE_{CI} foram usadas as projeções de picos pertencentes a faixas com diferentes valores de Z , em particular $Z=5, 6, 7$ e 8 . Foi determinada a energia residual perdida no BS, projetando-se esses picos no eixo de Er_{BS} e usando-se a calibração obtida no passo anterior. A partir desses valores, determinou-se a correspondente energia perdida na CI por meio dos cálculos do STOPX. Essas energias foram então associadas aos centróides das gaussianas ajustadas às projeções dos picos no eixo de ΔE_{CI} (figura III.5).

Figura III.5 - Projeções de picos com diferentes valores de Z , no eixo de ΔE_{CI} , e gaussianas ajustadas, para um dado telescópio, para o sistema $^{16}\text{O}+^{10}\text{B}$. Os centróides das gaussianas foram associados às respectivas energias perdidas na CI.

Foram obtidos, também nesse caso, quatro pontos para calibração, para os quais foi feito um ajuste linear dado por:

$$\Delta E_{CI} (MeV) = a_{CI} + b_{CI} \cdot \Delta E_{CI} (canais) \quad (III.2)$$

onde a_{CI} e b_{CI} são os parâmetros obtidos no ajuste. Um exemplo típico obtido para um telescópio é apresentado na figura III.6.

Figura III.6 - Calibração do eixo de ΔE_{CI} através do ajuste linear dos centróides dos picos projetados para diferentes valores de Z , para um dado telescópio, para o sistema $^{16}\text{O}+^{10}\text{B}$.

III.3.3 - Calibração do eixo de ΔE_{BS}

Para a calibração do eixo de ΔE_{BS} foram usados os pontos referentes às energias para as quais as partículas com $Z \leq 2$ começam a atravessar o detector BS, que são os canais no eixo de ΔE_{BS} correspondentes aos canais mais baixos no eixo de $E_{r_{CS}}$. Além desses pontos, foram usadas também as projeções dos picos de recuo do espalhamento elástico do ^{16}O pelo ^1H presente nos alvos, nas quatro energias medidas. No total, foram usados sete pontos para a calibração desse eixo, para os quais foi feito um ajuste linear dado por:

$$\Delta E_{BS} (MeV) = a_{BS} + b_{BS} \cdot \Delta E_{BS} (canais) \quad (III.3)$$

onde a_{BS} e b_{BS} são os parâmetros obtidos no ajuste. Na figura III.7 é apresentado um exemplo de um ajuste para um dado telescópio.

Figura III.7 - Calibração do eixo de ΔE_{BS} através do ajuste linear de pontos correspondentes às energias para as quais as partículas atravessam o detector BS e pontos referentes às projeções dos picos de recuo de espalhamento elástico para $^{16}\text{O}+^1\text{H}$.

III.3.4 - Calibração do eixo de Er_{CSl}

A calibração para o eixo Er_{CSl} varia com o valor de Z [45]. Por esse motivo, foi necessário adotar procedimentos diferentes para as calibrações para $Z=1$ e $Z=2$.

III.3.4.1- Calibração do eixo de Er_{CSl} para $Z=1$

No caso de $Z=1$, foram usadas as projeções das faixas de ^1H no eixo de Er_{CSl} , referentes aos picos de recuo do espalhamento elástico do ^{16}O pelo ^1H , nas quatro energias medidas. Na figura III.8 tem-se um exemplo desses conjuntos de projeções. A curva de calibração resultante foi um ajuste linear dado por:

$$Er_{CSl}(\text{MeV}) = a_{1CSl} + b_{1CSl} \cdot Er_{CSl}(\text{canais}) \quad (\text{III.4})$$

onde a_{1CSl} e b_{1CSl} são os parâmetros obtidos no ajuste, para $Z=1$. Um exemplo de um ajuste obtido para um dado telescópio é apresentado na figura III.9.

Figura III.8 - Projeções no eixo de E_{CsI} da faixa de $Z=1$ nas quatro energias medidas, para um dado telescópio, para o sistema $^{16}\text{O} + ^{10}\text{B}$. Destaque para os picos do espalhamento elástico para $^{16}\text{O} + ^1\text{H}$.

Figura III-9 - Calibração do eixo de E_{CsI} , para $Z=1$, através de ajuste linear dos pontos referentes ao espalhamento elástico do $^{16}\text{O} + ^1\text{H}$ em quatro diferentes energias, para um dado telescópio, para o sistema $^{16}\text{O} + ^{10}\text{B}$.

III.3.4.2 - Calibração do eixo de Er_{CsI} para $Z=2$

Inicialmente pretendia-se usar os resultados das medidas com os alvos de ^{12}C para a calibração de $Z=2$. A projeção da faixa de $Z=2$ para essas medidas apresenta vários picos (figura III.10), referentes a estados excitados do ^{24}Mg . O objetivo era identificar esses estados e calcular as energias perdidas no CsI. Como não se dispunha de nenhum espectro de referência, o procedimento consistiu em assumir várias configurações de estados para o conjunto de picos até obter uma que resultasse numa calibração linear. Contudo, foram obtidas várias configurações que satisfizeram essa condição. Não tendo sido encontrada nenhuma solução para eliminar as ambigüidades, decidiu-se por adotar um outro procedimento de calibração.

Figura III.10 - Projeção no eixo de Er_{CsI} para $Z=2$, para o sistema $^{16}\text{O}+^{12}\text{C}$, num dado telescópio. Os picos são referentes a estados excitados do ^{24}Mg .

O novo procedimento consistiu em se estabelecer uma relação entre a energia perdida no BS, cujo eixo já havia sido calibrado, e a energia residual perdida no CsI, para o ^4He . Isso foi feito através do STOPX. Na figura III.11 é apresentada uma curva típica de

$Er_{CsI} \times \Delta E_{BS}$ para a configuração dos telescópios. Foi feito um ajuste à curva resultante dos cálculos com o STOPX, dado por:

$$Er_{2CsI} = c_0 + a_1 \cdot \exp\left(-\frac{\Delta E_{BS}}{t_1}\right) + a_2 \cdot \exp\left(-\frac{\Delta E_{BS}}{t_2}\right) + a_3 \cdot \exp\left(-\frac{\Delta E_{BS}}{t_3}\right) \quad (III.5)$$

sendo os parâmetros do ajuste c_0 , a_1 , t_1 , a_2 , t_2 , a_3 e t_3 , e Er_{2CsI} a energia residual perdida no CsI pelo ^4He . Desse modo, ao se determinar a perda de energia no BS determinou-se a energia residual perdida no CsI que foi associada à curva média que passa pela faixa de $Z=2$ no espectro bi-paramétrico.

Figura III.11 - Energia residual no CsI (Er_{CsI}) como função da perda de energia no BS (ΔE_{BS}). Foi feito um ajuste, dado pela expressão III.5, aos resultados obtidos com os cálculos do STOPX.

Foram obtidas curvas de calibração para Er_{2CsI} como as da figura III.12, às quais foram feitos ajustes polinomiais da forma:

$$Er_{2CsI} (MeV) = \sum_{n=0}^m c_n \cdot (Er_{2CsI} (canais))^n \quad (III.6)$$

onde c_n são os parâmetros ajustados, m é o grau do polinômio, que variou de telescópio para telescópio, mas não passou de 9, e Er_{2CsI} é a energia residual no CsI para partículas com $Z=2$.

Figura III.12 - Curva de calibração do eixo de Er_{Csl} , para $Z=2$, num dado telescópio, para o sistema $^{16}O+^{12}C$. Foi feito um ajuste polinomial aos dados através da expressão III.6. Os canais adotados correspondem à curva média que passa pela faixa com $Z=2$ do espectro bi-paramétrico. As energias residuais associadas aos canais foram obtidas através dos valores correspondentes de perda de energia ΔE_{BS} .

III.4 - Energia Total

Com todos os parâmetros calibrados em energia tornou-se possível a determinação da energia total E_T de uma partícula que incidiu num dado telescópio, dada por:

$$E_T = \begin{cases} \Delta E_{janela} + \Delta E_{CI} + Er_{BS} & \text{para } Z > 2 \\ \Delta E_{janela} + \Delta E_{CI} + \Delta E_{BS} + Er_{Csl} & \text{para } Z \leq 2 \end{cases} \quad (III.7)$$

onde ΔE_{janela} é a energia perdida pela partícula na janela do telescópio e os outros parâmetros são as outras parcelas definidas anteriormente, já calibradas em energia, sendo que Er_{Csl} é dada por Er_{1Csl} para $Z=1$ ou Er_{2Csl} para $Z=2$. Como a energia ΔE_{janela} não é medida, essa parcela foi incluída na energia total através de um parâmetro, definido por $\beta(Er)$, dado por:

$$\beta(Er) = \frac{\Delta E_{janela}(Er) + \Delta E_{CI}(Er)}{\Delta E_{CI}(Er)} \quad (III.8)$$

onde Er é a energia residual que sobra depois da partícula passar pela CI.

Através de cálculos com o STOPX foi obtido $\beta(Er)$ como função de Er , para a configuração dos telescópios utilizados, para alguns valores de Z , cujos resultados são apresentados na figura III.13. Observando-se a figura nota-se que o comportamento de $\beta(Er)$ é praticamente constante e, por isso, foi utilizado um valor $\beta(Er)=\beta=cte$. Desse modo, a energia total passou a ser dada por:

$$E_T = \begin{cases} \beta \cdot \Delta E_{CI} + Er_{BS} & \text{para } Z > 2 \\ \beta \cdot \Delta E_{CI} + \Delta E_{BS} + Er_{CSI} & \text{para } Z \leq 2 \end{cases}, \beta = cte \quad (III.9)$$

Figura III.13 - Parâmetro $\beta(Er)$ como função de Er , para alguns valores de Z , que se apresenta praticamente constante.

III.5 - Obtenção dos Espectros de ν_{dif} e Funções de Correlação em p_{rel}

As escalas temporais estudadas neste trabalho são intervalos de tempo entre as emissões de duas partículas de identidades definidas, emitidas pelo sistema composto, que são detectadas em coincidência pelo hodoscópio, de modo que os eventos em coincidência constituem o principal objetivo das medidas efetuadas.

Com relação a esses eventos, pode-se classificar as correlações estudadas em duas espécies: correlações envolvendo partículas idênticas e correlações envolvendo

partículas não idênticas. Para as correlações envolvendo partículas não idênticas ocorre uma limitação experimental que é a impossibilidade de se determinar, para um dado evento, a sequência na qual as partículas foram emitidas, de modo que os dois tipos de evento contribuem para as correlações desse tipo.

A última etapa de redução dos dados consistiu na seleção dos eventos em coincidência para um dado par de partículas, para obtenção dos espectros e curvas utilizados nesse tipo de estudo. Para isso, foi utilizado o programa SCANM, que faz a leitura dos dados das fitas, e, juntamente com o programa CHIL, identifica os eventos em coincidência. Através de sub-rotinas, o SCANM realiza operações com os parâmetros dos eventos, usando as calibrações obtidas, para obtenção das grandezas de interesse e pode fornecer resultados, de acordo com essas grandezas, na forma de valores simples ou espectros, que também são organizados pelo SCANM em conjunto com o CHIL.

III.5.1 - Espectros de v_{dif}

Um dos espectros obtidos foi o de diferença dos módulos das velocidades das partículas em coincidência, representada aqui por v_{dif} . O programa localiza o evento em coincidência envolvendo as partículas 1 e 2 selecionadas e identifica em que telescópios estas incidiram. Usando as calibrações obtidas, calcula o módulo das velocidades $\vec{v}_1$ e $\vec{v}_2$, respectivamente, e a diferença dos módulos das velocidades, dada por:

$$v_{dif} = v_1 - v_2 \quad (III.10)$$

onde $v_i = |\vec{v}_i|$, $i=1,2$.

Os resultados obtidos são armazenados e incrementados formando o espectro de v_{dif} .

Para partículas de identidades diferentes, a forma desse espectro é fortemente afetada pela proporção relativa entre os eventos de cada sequência emitida, como será mostrado na parte de análise dos dados. Esse aspecto é utilizado para a obtenção dessa proporção entre os eventos.

Nas figuras III.14 a III.17 são apresentados exemplos desses espectros, para partículas de identidades iguais e para partículas de identidades diferentes, para ambos os sistemas medidos.

Figura III.14 - Espectro de v_{dif} para a correlação p-p (próton-próton), do sistema $^{16}\text{O}+^{10}\text{B}$.

Figura III.15 - Espectro de v_{dif} para a correlação p- α (próton-alfa), do sistema $^{16}\text{O}+^{10}\text{B}$.

Figura III.16 - Espectro de v_{dif} para a correlação p-d (próton-dêuteron), do sistema $^{16}\text{O}+^{12}\text{C}$.

Figura III.17 - Espectro de v_{dif} para a correlação α - α (alfa-alfa), do sistema $^{16}\text{O}+^{12}\text{C}$.

Em correlações envolvendo partículas iguais, os espectros de v_{dif} se apresentam simétricos em relação à $v_{dif} = 0$ por não ser possível determinar qual das duas partículas foi emitida primeiro e por se tratar de partículas idênticas. Outro aspecto observado é que em correlações envolvendo partículas diferentes o pico do espectro se apresenta para valores de v_{dif} nos quais a partícula mais leve tem velocidade maior que a outra partícula.

III.5.2 - Funções de Correlação em p_{rel}

As escalas temporais estudadas são obtidas a partir do ajuste da função de correlação em momento relativo, representado por p_{rel} . A função de correlação experimental é dada por [46]:

$$1 + R(p_{rel}) = C \cdot \frac{\sum Y_{12}(p_1, p_2)}{\sum Y_1(p_1) \cdot Y_2(p_2)} \quad (\text{III.11})$$

onde $Y_{12}(p_1, p_2)$ são as ocorrências em coincidência de partículas 1 e 2 com momentos de módulos p_1 e p_2 no referencial do laboratório, que resultam num momento relativo com módulo p_{rel} , calculado no referencial do centro de massa das partículas. O termo no numerador da expressão III.11 é a soma sobre todas as combinações de p_1 e p_2 , envolvendo qualquer par de detectores, que resultam num dado p_{rel} . $Y_i(p_i)$, com $i=1,2$, são as ocorrências do momento de módulo p_i para a partícula i em um dado detector, que podem ser definidas de duas formas. Numa delas, as ocorrências $Y_i(p_i)$ são provenientes de qualquer evento para a partícula i . Na outra, as ocorrências $Y_i(p_i)$ são provenientes apenas de eventos em coincidência com a outra partícula, para diferentes valores de momento da mesma. Desse modo, o termo no denominador, em qualquer das duas situações, também é a soma sobre todas as combinações de p_1 e p_2 , envolvendo qualquer par de detectores, que resultam num dado p_{rel} , mas envolve ocorrências que não estão necessariamente em coincidência entre si. C é uma constante de normalização tal que, para grandes valores de p_{rel} , $R(p_{rel})=0$.

Com base no que foi descrito, foram obtidos os espectros de coincidência em p_{rel} , que correspondem ao numerador da expressão III.11, e os espectros chamados de espectros de referência, correspondentes ao denominador da mesma, para a obtenção das funções de correlação em p_{rel} .

Os eventos em coincidência, para a obtenção do espectro de coincidências em p_{rel} , são identificados da mesma forma que na obtenção do espectro de v_{dif} , na qual os

eventos são lidos diretamente das fitas. Para esses eventos o módulo do momento relativo ao referencial do centro de massa das partículas p_{rel} é obtido por:

$$p_{rel} = \mu \cdot |\vec{v}_1 - \vec{v}_2| \quad (\text{III.12})$$

ou ainda,

$$p_{rel} = \mu \cdot \sqrt{v_1^2 + v_2^2 - 2 \cdot v_1 \cdot v_2 \cdot \cos(\theta_{12})} \quad (\text{III.13})$$

sendo μ a massa reduzida das partículas e θ_{12} o ângulo subtendido entre suas direções de emissão.

O espectro de referência não é obtido diretamente da leitura dos eventos brutos. A partir dos dados brutos, são obtidos os espectros de módulo p_i do momento no referencial do laboratório, para os dois tipos de eventos mencionados anteriormente, para cada telescópio, que é corresponde a uma direção no laboratório. Esses espectros servem de entrada para outro programa de estrutura simples, escrito em linguagem FORTRAN, que gera o espectro de referência. Fixado o espectro de uma partícula numa dada direção, o programa toma o espectro da outra partícula, correspondente a outra direção, e efetua os produtos das contagens, que correspondem a diferentes valores de p_{rel} . Os espectros das duas partículas são variados de forma a abranger todas as combinações de direções. Os valores dos produtos são incrementados ao espectro de referência.

Foram obtidos assim dois espectros de referência, correspondentes aos dois tipos de espectros de momentos para as partículas. Aquele que envolve todas as ocorrências para uma e para a outra partícula é definido como formado a partir de eventos *singles*. O outro, que envolve os espectros de momentos formados apenas por eventos em coincidência, é definido como obtido pelo procedimento de mistura de eventos (*event mixing*).

As funções de correlação foram então obtidas a partir das razões entre os espectros de coincidência e os espectros de referência. Os erros foram obtidos utilizando-se a teoria de erros [47] e são devidos essencialmente às flutuações estatísticas do número de coincidências para um dado valor de p_{rel} e variam de 1% a 60%, dependendo da correlação estudada. Nas figuras III.18 a III.25 são apresentados vários exemplos de espectros de coincidência, espectros de referência obtidos pelos dois modos mencionados e funções de

correlação, em função de p_{rel} , para diferentes correlações estudadas, para ambos os sistemas medidos. Observa-se que os dois tipos de espectros de referência apresentam o mesmo comportamento, diferindo apenas na amplitude, permitindo a utilização de qualquer um dos dois para a obtenção da função correlação. Neste trabalho, foram utilizados os espectros de referência formados por mistura de eventos.

Nas funções correlação pode-se observar a região de anticorrelação, para os valores menores de p_{rel} , evoluindo para um comportamento constante para os valores maiores de p_{rel} . São mostrados também dois exemplos de funções que apresentam picos de correlação, referentes a partículas provenientes de uma quebra de um núcleo instável.

A partir das funções de correlação em p_{rel} e dos espectros de coincidência em v_{dif} foi efetuada a análise para a obtenção das escalas temporais procuradas.

Figura III.18 - Espectro de coincidência e espectros de referência obtidos por *singles* e por mistura de eventos, em função de p_{rel} , para a correlação p- α do sistema $^{16}\text{O}+^{10}\text{B}$.

Figura III.19 - Função correlação em p_{rel} para a correlação p- α do sistema $^{16}\text{O}+^{10}\text{B}$.

Figura III.20 - Espectro de coincidência e espectros de referência obtidos por *singles* e por mistura de eventos, em função de p_{rel} , para a correlação d- α do sistema $^{16}\text{O}+^{10}\text{B}$.

Figura III.21 - Função correlação em p_{rel} , para a correlação d- α do sistema $^{16}\text{O}+^{10}\text{B}$. O pico próximo a 42 MeV/c corresponde à quebra do ^6Li em d e α .

Figura III.22 - Espectro de coincidência e espectros de referência obtidos por *singles* e por mistura de eventos, em função de p_{rel} , para a correlação p-p do sistema $^{16}\text{O}+^{12}\text{C}$.

Figura III.23 - Função correlação em p_{rel} , para a correlação p-p do sistema $^{16}\text{O}+^{12}\text{C}$.

Figura III.24 - Espectro de coincidência e espectros de referência obtidos por *singles* e por mistura de eventos, em função de p_{rel} , para a correlação α - α do sistema $^{16}\text{O}+^{12}\text{C}$.

Figura III.25 - Função correlação em p_{rel} , para a correlação α - α do sistema $^{16}\text{O}+^{12}\text{C}$. O pico próximo a 18 MeV/c corresponde à quebra do ^8Be em duas α 's.

Capítulo IV

Análise dos Dados e Discussão dos Resultados

Introdução

A análise dos dados foi baseada nos ajustes dos espectros de diferença dos módulos das velocidades e das funções correlação para os vários pares de partículas estudados.

Os ajustes foram feitos com o auxílio do código MENEKA, que é baseado no método Monte Carlo e a partir de cinemática de três corpos simula eventos de emissão sequencial de partículas por um núcleo excitado, fornecendo espectros de v_{dif} e funções correlação das partículas emitidas.

No caso de correlações de partículas não idênticas, os eventos em coincidência são compostos por dois tipos, um no qual as emissões ocorrem numa dada seqüência e outro no qual as emissões ocorrem na seqüência inversa. O ajuste dos espectros de v_{dif} permite determinar a proporção relativa entre esses eventos. Esse aspecto foi explorado para auxiliar na determinação de uma escala temporal para cada seqüência de emissão que contribui para a mesma correlação, ao invés de se assumir um valor médio como é feito usualmente.

Para avaliar os resultados obtidos para as escalas temporais, estas foram comparadas com estimativas de intervalos de tempo de decaimento de núcleo composto.

IV.1 - Objetivos

O objetivo principal desta análise é determinar a escala temporal τ envolvida numa emissão sequencial de duas partículas a partir da função correlação em p_{rel} . Contudo, nos casos em que as correlações estudadas envolvem partículas não idênticas, não é possível separar experimentalmente os eventos em que as partículas foram emitidas numa dada sequência daqueles em que elas foram emitidas na sequência inversa. São dois processos diferentes que contribuem para a mesma correlação, representando um fator a mais a ser considerado. Na figura IV.1 é apresentado um esquema para as duas possíveis situações numa dada correlação A-B.

Figura IV.1 – Exemplos das duas seqüências de emissão possíveis que contribuem para uma dada correlação A-B.

O ajuste de simulações, que levam em conta a seqüência de emissão das partículas, a espectros de diferença dos módulos das velocidades se mostrou um procedimento muito útil na investigação da contribuição relativa desses eventos [48].

Em linhas gerais, pode-se supor duas situações para duas partículas emitidas numa dada seqüência. Numa delas, a segunda partícula é emitida com velocidade menor que a primeira, de modo que a interação coulombiana entre elas deverá ser menos intensa já que a primeira partícula tende a se afastar cada vez mais da segunda. Na outra situação, a segunda partícula é emitida com velocidade maior que a primeira tendendo a se aproximar da mesma até um certo ponto, o que deve resultar numa interação coulombiana mais intensa. O espectro de diferença dos módulos das velocidades (v_{dif}) das partículas emitidas deve apresentar uma forma definida por essas interações, que deve variar de acordo com as partículas envolvidas, com a ordem de emissão das mesmas e com a escala temporal. Essa forma característica pode ser usada para determinar, num espectro de diferença de

velocidades composto pelos dois tipos de emissão, a fração de eventos referente a uma dada seqüência e a escala temporal correspondente.

O procedimento comumente adotado nesse tipo de trabalho consiste em obter uma proporção entre as seqüências de emissão e associar uma escala temporal média aos dois processos envolvidos na mesma correlação. Neste trabalho além do procedimento usual, foi adotado um procedimento para investigar a possibilidade de se determinar uma escala temporal para cada tipo de emissão além da contribuição de cada uma para o número total de coincidências. Nos próximos tópicos, descreveremos o programa utilizado na análise dos dados, os procedimentos seguidos e os resultados obtidos.

IV.2 - O código MENEKA

IV.2.1 - Características

Para efetuar tanto o ajuste do espectro de v_{dif} como o da função correlação em p_{rel} foi utilizado o código MENEKA [49], gentilmente cedido pelo grupo da *State University of New York - Stony Brook*, EUA. O código, baseado no método Monte Carlo, simula a emissão de partículas por um sistema composto em estágios sucessivos. O programa é bastante versátil, apresentando quatro modos de simulação. A seguir, são descritos os aspectos referentes ao modo utilizado neste trabalho.

Foi utilizada a opção de emissão de duas partículas em dois estágios, separados por um intervalo de tempo, a qual corresponde ao tipo de evento envolvendo mais de duas partículas que é esperado com maior probabilidade nas medidas efetuadas.

Primeiramente são lidos do arquivo de entrada os parâmetros utilizados nos cálculos. São eles: energia do projétil; massas e números atômicos do projétil e do alvo; massas, números atômicos e espectros de energias finais das partículas 1 e 2 emitidas; intervalo de tempo médio entre as emissões das partículas (escala temporal τ); direções, aberturas angulares, cortes e resoluções em energia referentes às partículas emitidas, para cada detector; região do laboratório na qual as partículas são emitidas (escolhida de modo a abranger a região ocupada pelo sistema de detecção); número desejado de coincidências simuladas N_C e fração, $f_{r(1,2)}$, desses eventos para a qual a partícula 1 é emitida primeiro.

O programa parte de condições finais próximas às reais obtidas para as partículas emitidas, efetuando cálculos aproximados para as trajetórias incluindo a interação coulombiana, para obter as condições iniciais correspondentes. A partir dessas condições iniciais, as trajetórias são recalculadas, usando cinemática de três corpos e é verificado se essas partículas atingiram o sistema de detecção num evento em coincidência. Esse procedimento aumenta a chance do evento simulado ser aceito, poupando tempo de execução do programa.

Inicialmente, é definido aleatoriamente qual das duas partículas será emitida primeiro. Em seguida, os ângulos de emissão para as duas partículas são sorteados dentro da região permitida, definida pelos parâmetros de entrada. Na etapa seguinte, são escolhidos vários parâmetros que determinam a trajetória da primeira partícula emitida. Primeiro, é escolhida a energia final ϵ a partir do espectro de energia da partícula, que pode ser fornecido ao programa de duas maneiras. Numa delas o programa assume uma distribuição $P(\epsilon) \propto (\epsilon - V)^2 \cdot e^{-\epsilon/T}$, onde T e V , que correspondem à temperatura efetiva e barreira nucleares, são dados como parâmetros de entrada. Seus valores podem ser obtidos por meio de ajustes de espectros experimentais ou calculados teoricamente. Na outra opção, é fornecido o espectro experimental obtido através das próprias medidas, que é lido de um arquivo no qual ele está organizado numa tabela. A partir dessa energia e do ângulo sorteado no laboratório é calculada a direção assintótica da partícula no referencial do núcleo emissor. Em seguida, é escolhido o momento angular orbital relativo $\vec{\ell}\hbar$ a partir de uma distribuição triangular (modelo de corte abrupto). Essa distribuição é limitada pela condição $\vec{\ell}_{\max}\hbar = \vec{p} \times \vec{R}$, onde $\vec{R}$ é a distância de emissão e $\vec{p}$ é o momento linear no ponto de emissão. A direção do momento angular é escolhida aleatoriamente no plano perpendicular à direção final da partícula. A partir desses resultados são obtidas as condições iniciais para a primeira partícula.

No passo seguinte, é sorteado o intervalo de tempo entre as emissões a partir de uma distribuição do tipo decaimento exponencial com vida média τ , cujo valor é a escala temporal fornecida no arquivo de entrada. A posição da primeira partícula depois desse intervalo de tempo é calculada partindo do ponto correspondente à distância de emissão R , considerando a interação coulombiana.

É aplicado o mesmo procedimento utilizado para a primeira partícula para determinar a energia final e o momento angular orbital da segunda partícula. Depois disso, ela é colocada no ponto de emissão no instante do seu surgimento. O ângulo entre os

momentos angulares orbitais das duas partículas é ajustado a um valor mínimo, correspondendo a uma situação mais provável.

As condições iniciais para o sistema de três corpos são definidas depois das várias etapas descritas. A partir delas, são calculadas as trajetórias das três partículas no referencial de centro de massa, governadas principalmente por interação coulombiana, embora seja possível também incluir a força nuclear. A cada evento é dado um peso geométrico resultante do produto dos jacobianos de transformação do referencial do centro de massa das partículas para o referencial do laboratório (na opção de método Monte Carlo com peso).

É verificado se a primeira partícula atinge algum detector. Em caso negativo, o evento é logo rejeitado, pois não poderá resultar numa coincidência. Em caso afirmativo, verifica-se o mesmo para a segunda partícula. Caso não atinja nenhum detector, o evento é rejeitado e um novo evento é simulado.

Além desse tipo de evento em coincidência, onde as partículas foram emitidas independentemente, o MENEKA simula também eventos de partículas correlacionadas, provenientes da quebra de um fragmento instável. Para isso são fornecidos, no arquivo de entrada, parâmetros que definem o espectro de energia original do fragmento, o valor- Q da quebra do fragmento nas duas partículas correlacionadas, que pode estar no estado fundamental ou num estado excitado, sua meia-vida e a fração desses eventos em relação ao número total de coincidências. O evento é simulado partindo da emissão do fragmento instável pelo núcleo composto. O ponto de emissão, a velocidade e a direção são escolhidos aleatoriamente do mesmo modo que para as partículas não correlacionadas. O tempo de voo é escolhido de uma distribuição exponencial cuja vida média é a do fragmento instável e é calculada a trajetória de dois corpos para o fragmento e o núcleo residual durante esse intervalo de tempo. Então o fragmento decai nas duas partículas para as quais se está estudando a correlação com uma energia relativa total no referencial do centro de massa das mesmas $E_r = E^* + \text{valor-}Q$, onde o valor- Q é aquele referente à quebra do fragmento nas duas partículas. Por último é calculada a trajetória de três corpos, considerando-se a interação coulombiana para as três partículas e é verificada a medida em coincidência. O momento relativo para as duas partículas provenientes da quebra é bem definido ($p_{rel} = \sqrt{2\mu E_r}$), de modo que a função correlação apresenta um pico neste momento relativo.

Para as coincidências válidas, as energias finais de cada partícula, os momentos relativos e as diferenças dos módulos das velocidades das partículas, além de outras grandezas referentes a outros tipos de saídas disponíveis, são distribuídos em espectros, em intervalos fixados no arquivo de entrada. Além do espectro de coincidências em p_{rel} o programa calcula também o espectro de referência, para poder fornecer a função correlação. Esse espectro pode ser obtido tanto a partir dos eventos *singles* simulados, como a partir da técnica de mistura de eventos, do mesmo modo obtido experimentalmente. A simulação de eventos continua até que sejam satisfeitas as condições para o número de coincidências desejado e para a fração $fr_{(1;2)}$ dessas coincidências na qual a partícula 1 deve ser emitida primeiro. No caso da inclusão de eventos com fragmentos instáveis, a simulação continua até atingir também a fração para esses fragmentos.

O MENEKA fornece uma série de diferentes saídas, dentre as quais foram utilizadas apenas algumas neste trabalho. O espectro de v_{dif} é fornecido em três modos. Em dois deles são separados os eventos para os dois tipos de sequência de emissão possíveis. O terceiro é a soma normalizada desses dois espectros, na proporção relativa ao parâmetro $fr_{(1;2)}$. Além desses espectros, fornece a função de correlação em p_{rel} .

IV.2.2 - Adaptações efetuadas

Algumas adaptações foram efetuadas no MENEKA para atender certas necessidades referentes aos objetivos deste trabalho. Para isso contou-se com a colaboração de um dos autores do código, o que assegura a confiabilidade das alterações.

Uma das alterações foi a substituição da sub-rotina geradora de números aleatórios original, denominada ran3 [50], pela sub-rotina denominada ran0 [50]. Isso foi feito porque inicialmente o programa ao ser executado entrava em laço infinito e uma das causas poderia ser essa sub-rotina. De acordo com a referência [50], a sub-rotina ran3 não foi ainda exaustivamente testada, enquanto que a sub-rotina ran0 é bastante bem sucedida. A utilização da sub-rotina ran0 permitiu a execução do programa normalmente. A única restrição que deve ser levada em conta é que o número de eventos simulados deve ser bem menor do que o período do gerador randômico, o que pôde ser feito seguramente sem comprometer a estatística.

Outra questão que se apresentou foi o longo tempo gasto nas primeiras tentativas de simulações, o que tornaria impraticável o procedimento de análise. Parte da eficiência em tempo do programa está associada ao sorteio inicial das direções finais das partículas, que é feito numa região no referencial do laboratório onde está localizado o sistema de detecção. A região é um pouco maior que a que abrange os detectores. Essa técnica é eficiente quando o sistema de detecção simulado apresenta uma área útil quase contínua, aumentando a chance de um evento em coincidência. O hodoscópio utilizado neste trabalho apresenta regiões de detecção intercaladas por regiões inativas, já que as janelas dos telescópios correspondem a uma fração dos diâmetros totais dos mesmos. Esse aspecto foi significativo para diminuir a eficiência da simulação em gerar um evento em coincidência. Devido a isso, foi feita uma alteração na qual a região utilizada para o sorteio inicial das direções finais das partículas abrange somente as áreas úteis dos telescópios, definidas pelos parâmetros de entrada, o que diminuiu o tempo de simulação de um fator aproximadamente 100. Outra modificação implementada foi a adição de saídas dos espectros de coincidência e referência em p_{rel} além da função correlação gerada por eles.

Na figura IV.2 são mostradas simulações, tanto para funções correlação em diferentes escalas temporais quanto para espectros de diferença de velocidades (v_{dif}), obtidas com a versão modificada do programa MENEKA.

Figura IV.2 - Exemplos típicos de simulações obtidas com o programa MENEKA. Na figura da esquerda são mostradas funções correlação simuladas em diferentes escalas temporais enquanto na figura da direita são mostrados espectros de diferença de velocidades simulados, onde são mostrados os espectros individuais para cada sequência de emissão e o somado, segundo uma dada proporção.

IV.3 - Obtenção das escalas temporais e da proporção das duas seqüências de emissão que contribuem para uma mesma correlação

Como já foi mencionado anteriormente, foram adotados dois procedimentos para a obtenção das escalas temporais e da contribuição relativa dos dois tipos de seqüência de emissão possíveis em correlações envolvendo partículas não idênticas. No caso de partículas idênticas só há um tipo de ordem de emissão envolvida e conseqüentemente somente uma escala temporal associada. Apesar disso, os dois procedimentos adotados foram executados do mesmo modo que no caso de partículas não idênticas porque não possuem nenhuma restrição quanto à identidade das partículas, devendo retornar resultados compatíveis com essa condição.

Em ambos os procedimentos, os únicos parâmetros do arquivo de entrada para o MENEKA que foram variados foram a escala temporal τ e a fração $fr_{(1;2)}$. A fração $fr_{(1;2)}$ é um parâmetro que pode variar de 0 a 1, utilizado para fixar o número de coincidências desejado para a emissão (1;2), $N_{(1;2)}$, obtida por :

$$N_{(1;2)} = fr_{(1;2)} \cdot N_C \quad (IV.1)$$

onde N_C é o número total de coincidências entre 1 e 2. Os espectros de energias finais das partículas utilizados foram os obtidos experimentalmente. O espectro de referência foi calculado por mistura de eventos, pois no caso calculado a partir dos *singles* a função de correlação resultante apresentava flutuações na região da anticorrelação. O número de coincidências simuladas foi fixado em 1.000.000 de eventos. As incertezas relativas das simulações ficaram em torno de 0,5%.

Os procedimentos diferem com respeito à manipulação das saídas fornecidas pelo MENEKA. Para facilitar a descrição, é adotada a notação 1 e 2 para representar as diferentes partículas. Numa correlação 1-2, as seqüências de emissão serão representadas por (1;2), correspondente a partícula 1 emitida antes da partícula 2, e (2;1), correspondente a partícula 2 emitida antes da partícula 1.

IV.3.1 - Procedimento 1 - Determinação de uma única escala temporal e do valor $fr_{(1;2)}$ correspondente

No primeiro passo, executa-se o MENEKA para uma dada escala temporal τ com o valor de $fr_{(1;2)} = 50\%$, ou seja, metade dos eventos em coincidência são simulados numa sequência de emissão e a outra metade é simulada na outra sequência. O MENEKA fornece as saídas dos espectros de ν_{dif} , representadas por $H_{(1;2)}(\nu_{dif}, \tau)$ e $H_{(2;1)}(\nu_{dif}, \tau)$ para a emissões (1;2) e (2;1), respectivamente. Como a forma desses espectros não varia com $fr_{(1;2)}$, foi utilizado o valor que consome menos tempo de execução do programa.

Um dado espectro total de ν_{dif} simulado, para uma dada escala temporal τ e fração fr é obtido a partir dos espectros parciais através da expressão:

$$H(\nu_{dif}, \tau, fr) = N_{\nu_{dif}} \cdot \left(fr \cdot \frac{H_{(1;2)}(\nu_{dif}, \tau)}{N_{(1;2)}} + (1 - fr) \cdot \frac{H_{(2;1)}(\nu_{dif}, \tau)}{N_{(2;1)}} \right) \quad (IV.2)$$

onde $H(\nu_{dif}, \tau, fr)$ é o número de coincidências para um dado valor de ν_{dif} , $N_{(1;2)}$ e $N_{(2;1)}$ são os números totais das coincidências simuladas para (1;2) e (2;1), respectivamente, $N_{\nu_{dif}}$ é o número total de coincidências experimental entre 1 e 2 e fr é um parâmetro que pode assumir valores de 0 a 1 e também está associado à sequência de emissão (1;2).

O parâmetro fr é variado em passos de 1%, resultando em vários espectros totais de ν_{dif} simulados. Estes são, então, comparados com o espectro experimental através do cálculo do χ^2_{red} . O melhor valor para a fração fr é aquele para o qual o χ^2_{red} é mínimo. Na figura IV.3 é apresentado o χ^2_{red} para o espectro de ν_{dif} como função de fr , numa dada escala temporal fixa, para uma dada correlação. Pode-se notar a presença de um valor mínimo bem definido, que corresponde à melhor fração para a ordem de emissão das partículas envolvidas.

São obtidos os valores ótimos de fr para diferentes valores de τ . Esses resultados são substituídos no arquivo de entrada do MENEKA que é re-executado para fornecer as funções correlação em p_{rel} . As correlações simuladas são comparadas com a experimental através do cálculo do χ^2_{red} . O melhor valor de escala temporal τ é associado ao valor mínimo de χ^2_{red} obtido. Como a maior parte da função correlação apresenta um comportamento constante, somente os pontos iniciais da curva foram usados nesse cálculo,

caso contrário a variação do χ^2_{red} em função da escala temporal seria mínima aumentando a incerteza sobre o melhor ajuste. Na figura IV.4 é apresentado o χ^2_{red} de função correlação como função de τ , para uma dada correlação.

Figura IV.3 - χ^2_{red} do espectro de ν_{dif} como função do parâmetro f_r , numa dada escala temporal, para a correlação d- α do sistema $^{16}\text{O} + ^{10}\text{B}$. O parâmetro f_r corresponde à fração de eventos para a emissão (d; α).

Figura IV.4 - χ^2_{red} da função correlação em p_{rel} como função da escala temporal τ , para a correlação d- α do sistema $^{16}\text{O} + ^{10}\text{B}$. A região hachurada corresponde à faixa de 98% de confiabilidade para o χ^2_{red} .

Ao determinar-se o melhor valor para a escala temporal τ fica definido o valor de $fr_{(1;2)}$ que é o valor de fr utilizado na simulação da função correlação com a escala temporal que resultou no menor valor de χ_{red}^2 das funções correlação.

Com relação às incertezas a serem associadas aos parâmetros τ e $fr_{(1;2)}$, não existe, dentro deste procedimento, um formalismo definido para a obtenção das mesmas. Por esse motivo, foi adotado um critério baseado na faixa de 98% de confiabilidade do χ_{red}^2 para um ajuste, a qual depende do número de graus de liberdade do mesmo [47]. Um grau de confiabilidade de 95,4% está associado a aproximadamente quatro vezes o valor de σ de uma distribuição de erros gaussiana. Pode-se então assumir que a faixa de variação dos parâmetros associados a esses χ_{red}^2 correspondem a 4σ , extraindo-se com esse critério a incerteza para os parâmetros. Na faixa de 98% de confiabilidade temos que esta largura vale aproximadamente 5σ . Assim, para superestimar as incertezas experimentais foi adotada uma largura de 4σ para a faixa de 98% de confiabilidade do χ_{red}^2 . Nas figuras IV.3 e IV.4 as regiões hachuradas indicam as faixas de 98% de confiabilidade dos ajustes.

IV.3.2 - Procedimento 2 - Determinação de duas escalas temporais e do valor $fr_{(1;2)}$ correspondente

Os primeiros passos são idênticos ao do procedimento 1. O MENEKA é executado para diferentes valores de τ , com $fr_{(1;2)}=50\%$. São obtidas as saídas dos espectros de ν_{dif} , representadas por $H_{(1;2)}(\nu_{dif}, \tau)$ para a emissão (1;2) e $H_{(2;1)}(\nu_{dif}, \tau)$ para a emissão (2;1). No passo seguinte, os espectros de ν_{dif} totais são obtidos a partir da expressão:

$$H(\nu_{dif}, \tau_1, \tau_2, fr) = N_{\nu_{dif}} \cdot \left(fr \cdot \frac{H_{(1;2)}(\nu_{dif}, \tau_2)}{N_{(1;2)}} + (1 - fr) \cdot \frac{H_{(2;1)}(\nu_{dif}, \tau_1)}{N_{(2;1)}} \right) \quad (IV.3)$$

onde $H(\nu_{dif}, \tau_1, \tau_2, fr)$ é o número de coincidências para um dado valor de ν_{dif} e para a combinação de escalas temporais (τ_1, τ_2) dada pelos espectros $H_{(1;2)}(\nu_{dif}, \tau_2)$ e $H_{(2;1)}(\nu_{dif}, \tau_1)$, observando-se que τ_1 é a escala temporal associada à emissão (2;1) e τ_2 é a escala temporal associada à emissão (1;2). Os demais parâmetros são os mesmos da expressão IV.2. Nesse ponto, a diferença desse procedimento para o procedimento 1 está no fato de que são misturados espectros com escalas temporais diferentes para se obter o espectro total.

Obtém-se o melhor valor de fr para uma dada combinação (τ_1, τ_2) do mesmo modo que no procedimento anterior, através do valor mínimo de χ_{red}^2 do espectro de ν_{dif} .

São obtidos os vários mínimos de χ_{red}^2 para as diferentes combinações de (τ_1, τ_2) . Dentre todos esses resultados é extraído um mínimo absoluto associado ao melhor ajuste ao espectro experimental de ν_{dif} , definindo os valores ótimos de $fr_{(1,2)}$ e das escalas temporais τ_1 e τ_2 . Além da obtenção desse mínimo absoluto é analisada a curva do χ_{red}^2 do espectro de ν_{dif} em função de (τ_1, τ_2) , para verificar a sensibilidade dos resultados obtidos em função desses parâmetros. Na figura IV.5 é apresentado um exemplo da correlação p- α do sistema $^{16}\text{O}+^{10}\text{B}$ dos χ_{red}^2 mínimos do espectro de ν_{dif} como função das combinações (τ_p, τ_α) , onde percebe-se claramente uma região de mínimo localizada.

Figura IV.5 - Mínimos de χ_{red}^2 do espectro de ν_{dif} para diferentes combinações de escalas (τ_p, τ_α) , para a correlação p- α do sistema $^{16}\text{O}+^{10}\text{B}$.

Diferentemente do procedimento 1, os parâmetros $fr_{(1;2)}$, τ_1 e τ_2 referentes ao mínimo absoluto obtido para o ajuste do espectro de v_{dif} são utilizados para ajustar também a função correlação. Na última etapa executa-se o MENEKA para dois casos, um com $fr=0\%$ e escala τ_1 , referente à emissão (2;1) e outro com $fr=100\%$ e escala τ_2 , referente à emissão (1;2). São obtidos os espectros de coincidência e referência em p_{rel} , para cada caso, e esses espectros são somados segundo a proporção definida por $fr_{(1;2)}$ ótimo. A partir desses resultados calcula-se a função correlação total e compara-se com a obtida experimentalmente. A função correlação total simulada é obtida através da expressão:

$$(1 + R(p_{rel}))_{\tau_1, \tau_2, fr_{(1;2)}} = C \cdot \left(\frac{fr_{(1;2)} \cdot Y_{(1;2)}(p_{rel}, \tau_2) + (1 - fr_{(1;2)}) \cdot Y_{(2;1)}(p_{rel}, \tau_1)}{fr_{(1;2)} \cdot Y_{ref}(p_{rel}, \tau_2) + (1 - fr_{(1;2)}) \cdot Y_{ref}(p_{rel}, \tau_1)} \right) \quad (IV.4)$$

onde $(1 + R(p_{rel}))_{\tau_1, \tau_2, fr_{(1;2)}}$ é a correlação simulada para as escalas temporais τ_1 , τ_2 com fração $fr_{(1;2)}$. C é uma constante de normalização de tal modo que $(1 + R(p_{rel}))_{\tau_1, \tau_2, fr_{(1;2)}} = 1$ para momentos relativos grandes. $Y_{(1;2)}(p_{rel}, \tau_2)$ e $Y_{(2;1)}(p_{rel}, \tau_1)$ são os espectros de coincidência simulados para cada seqüência de emissão e escalas temporais. $Y_{ref}(p_{rel}, \tau_2)$ e $Y_{ref}(p_{rel}, \tau_1)$ são os espectros de referência simulados para cada escala temporal. Na verdade, estes espectros são independentes da escala temporal pelo fato dos mesmos serem gerados a partir da mistura de eventos diferentes, mas, mesmo assim, foram somados segundo a proporção $fr_{(1;2)}$ por uma questão de coerência.

As incertezas são estimadas similarmente ao procedimento 1, partindo-se da faixa de 98% de confiabilidade para os ajustes. Na figura IV.6 tem-se um exemplo típico para o parâmetro $fr_{(1;2)}$. Para as escalas temporais, tomam-se as duas projeções da superfície de χ^2_{red} que passam pelo mínimo absoluto e aplica-se o mesmo critério. Na figura IV.7 tem-se um exemplo para duas escalas temporais na correlação p- α do sistema $^{16}\text{O} + ^{10}\text{B}$.

Figura IV.6 - χ^2_{red} do espectro de ν_{dif} como função do parâmetro fr , para um dado par de escalas temporais, para a correlação $p-\alpha$ do sistema $^{16}O+^{10}B$. O parâmetro fr corresponde à fração de eventos para a emissão ($p;\alpha$).

Figura IV.7 – Projeções da superfície de χ^2_{red} do espectro de ν_{dif} (figura IV.5) que passam pelo mínimo absoluto da mesma.

IV.4 - Estimativa do tempo de decaimento de um núcleo composto

Com o objetivo de avaliar as escalas temporais obtidas pelos procedimentos aplicados, baseando-se na hipótese de uma predominância de processos de formação e decaimento de núcleo composto, foi utilizada uma expressão semi-empírica [51] para o cálculo de larguras Γ de decaimento.

A expressão utilizada para o cálculo da largura de decaimento de um núcleo é dada por:

$$\Gamma = 14 \cdot \exp\left(-4,69 \cdot \sqrt{\frac{A}{E_A^* (\text{MeV})}}\right) \text{MeV} \quad (\text{IV.4})$$

onde A é o número de massa do núcleo excitado e E_A^* é sua energia de excitação.

Estimada a largura de decaimento, a vida média τ do núcleo excitado é obtida através do Princípio da Incerteza por:

$$\tau \approx \frac{\hbar}{\Gamma} \quad (\text{IV.5})$$

Para calcular uma dada largura de decaimento é necessário estimar a energia de excitação do núcleo para o qual se quer determinar a vida média. Para um núcleo composto resultante de uma reação, a energia de excitação E_{NC}^* pode ser calculada através da expressão:

$$E_{NC}^* = E_{cm} + Q_{NC} - E_{rot} \quad (\text{IV.6})$$

onde E_{cm} é a energia disponível no centro de massa, Q_{NC} é o valor- Q de formação do núcleo composto e E_{rot} é sua energia de rotação, calculada considerando um momento angular médio e uma forma esférica para o núcleo composto. No nosso caso, o momento angular médio foi extraído da curva de seção de choque de fusão em função do momento angular do núcleo composto, obtida através do programa STATIS [52]. Para um núcleo A_2 excitado, resultante do decaimento de um núcleo A_1 excitado, a energia de excitação $E_{A_2}^*$ pode ser obtida por:

$$E_{A_2}^* = E_{A_1}^* + Q_{A_1-A_2} - E_{cin} \quad (IV.7)$$

onde $E_{A_1}^*$ é a energia de excitação do núcleo A_1 , $Q_{A_1-A_2}$ é o valor- Q para o decaimento de um núcleo A_1 num núcleo A_2 e E_{cin} é a energia cinética relativa total dos fragmentos. Assim, partindo de um núcleo composto excitado que decai sequencialmente, é possível estimar larguras de decaimento para cada estágio. A vida média do núcleo composto é obtida calculando-se a largura de decaimento utilizando-se a energia de excitação obtida pela expressão (IV.6). Nas etapas seguintes, as larguras de decaimento dos núcleos residuais, e suas vidas médias, são obtidas a partir do cálculo de suas energias de excitação, utilizando-se a expressão (IV.7). Na figura IV.8 é mostrado um esquema de decaimento sequencial de um núcleo composto.

Figura IV.8 – Esquema do decaimento sequencial de um núcleo composto excitado.

As estimativas de tempo de decaimento foram obtidas para as várias seqüências referentes às correlações obtidas neste trabalho. Isto foi feito em duas situações limites, de modo a estabelecer um intervalo de escalas temporais possíveis. Numa delas considera-se que $E_{cin}=0$, de tal modo que a energia de excitação dos fragmentos é máxima em cada estágio de decaimento, o que vai resultar em limites inferiores para as vidas médias. Na outra, as energias de excitação utilizadas são as mínimas necessárias para que a seqüência de decaimento ocorra, o que corresponde a uma situação onde parte da energia de excitação do núcleo composto converte-se em energia cinética dos fragmentos. As vidas médias obtidas a partir deste procedimento correspondem a limites superiores.

Em alguns casos, essas estimativas podem ser melhoradas considerando-se a contribuição de eventos com três partículas emitidas, nos quais a terceira partícula não

detectada teria sido emitida antes ou entre as duas partículas correlacionadas. Esse aspecto deve contribuir para a obtenção de intervalos de tempo de emissão maiores. De um lado, um núcleo tem sua energia de excitação reduzida ao emitir a primeira partícula e o intervalo de tempo entre a segunda e terceira emissão pode ser relativamente grande devido à pouca energia disponível para o decaimento. De outro, se as partículas correlacionadas são a primeira e a terceira, o intervalo de tempo obtido pode ser grande por ser referente não à apenas um, mas dois estágios de emissão.

Para estimar a contribuição desses eventos foram realizados alguns cálculos utilizando o código LILITA [53], que também é baseado no método Monte Carlo e simula o decaimento sequencial de um núcleo composto baseado no modelo de Hauser-Feshbach. Entretanto ele só simula o decaimento em prótons, nêutrons e partículas α , de forma que a estimativa de eventos envolvendo três partículas emitidas só terá utilidade para as correlações envolvendo estas partículas (p-p, p- α e α - α).

Ao fornecer os parâmetros de entrada que definem o sistema de interesse, é possível obter uma saída gerada pelo LILITA do tipo “evento por evento”, que contém a sequência na qual as partículas foram emitidas e as grandezas cinemáticas correspondentes. Essa saída é fornecida como entrada para outro programa que verifica se a direção na qual as partículas foram emitidas coincide com a região ocupada pelo hodoscópio, procurando as coincidências e separando os eventos pela sequência de emissão.

IV.4 - Resultados Obtidos

Várias correlações foram obtidas para os dois sistemas medidos através dos dois procedimentos descritos. Neste trabalho não houve nenhuma preferência por nenhum tipo de correlação com respeito às partículas envolvidas. As correlações escolhidas foram as que apresentaram uma estatística satisfatória que definia razoavelmente a região de anti-correlação da função correlação.

Nesse segmento são apresentados os vários resultados obtidos. Diferentes propriedades foram observadas de acordo com as partículas envolvidas nas correlações, e foram utilizadas para caracterizá-las. Com relação aos dois procedimentos adotados, os resultados obtidos a partir de cada um foram comparados entre si com a finalidade de se estabelecer vantagens e desvantagens em cada caso.

Primeiramente, são apresentadas as correlações obtidas para o sistema $^{16}\text{O}+^{10}\text{B}$ e, em seguida, as do sistema $^{16}\text{O}+^{12}\text{C}$.

IV.4.1 - Correlações obtidas para o sistema $^{16}\text{O}+^{10}\text{B}$

Os dois primeiros casos a serem discutidos serão as correlações p-p e p-d, que apresentaram algumas características similares. Pelo procedimento para obtenção de uma escala temporal foram obtidas as curvas de χ^2_{red} da função correlação como função de τ para ambas as correlações citadas acima, apresentadas nas figuras IV.9 e IV.10. Observa-se, nos dois casos, mínimos bem localizados que permitem a associação de escalas temporais com um grau de confiança satisfatório. Para a correlação p-p foram obtidos $\tau=(10,0\pm 1,8)\times 10^{-20}$ s e $fr_{(p,p)}=(44\pm 11)\%$, que é compatível com o valor de 50% esperado, referente à uma correlação de partículas idênticas. Para a correlação p-d foram obtidos $\tau=(3,0\pm 1,0)\times 10^{-20}$ s e $fr_{(p,d)}=(40\pm 25)\%$. As incertezas relativamente grandes nesse caso são devidas à baixa estatística apresentada.

No caso do procedimento para obtenção de duas escalas temporais, foram obtidas, para cada caso, a superfície de χ^2_{red} do espectro de ν_{dif} como função de (τ_1, τ_2) e as projeções da superfície que passam pelo ponto de mínimo absoluto, que são apresentadas nas figuras IV.11 e IV.12 para a correlação p-p, e, IV.13 e IV.14 para a correlação p-d. Verifica-se que, a partir de um certo ponto, as superfícies apresentam um comportamento praticamente constante, não sendo possível distinguir uma região de mínimo bem acentuada. Apesar de, nas figuras IV.12 e IV.14, parte das curvas estarem dentro da faixa de confiabilidade, as incertezas associadas nesses casos são indeterminadas de acordo com o critério adotado neste trabalho.

No caso da correlação p-p, é interessante observar que a superfície da figura IV.11 apresenta uma certa simetria em relação às escalas iguais. De fato, o mínimo absoluto obtido foi para $\tau_{p1}=\tau_{p2}=7\times 10^{-20}$ s, cujas ordens de grandeza não diferem muito do valor obtido pelo procedimento 1 para uma escala temporal. Além disso, o valor de $fr_{(p,p)}$ obtido foi $fr_{(p,p)}=(46\pm 15)\%$, também compatível com 50%. Esses resultados são consistentes com os esperados para uma correlação de partículas idênticas. Já para a correlação p-d o mínimo absoluto foi obtido para $\tau_p=14\times 10^{-20}$ s, referente à emissão (d;p) e $\tau_d=20\times 10^{-20}$ s, referente à emissão (p;d), cujas ordens de grandeza não são compatíveis com o valor obtido pelo outro procedimento mas, tendo em vista a falta de sensibilidade, neste

caso, isto não sugere uma inconsistência nos métodos utilizados. A fração correspondente foi $fr_{(p;d)}=(4\pm 25)\%$ que, considerando-se a barra de erro excessivamente grande, é compatível com o outro valor obtido.

Figura IV.9 - χ_{red}^2 da função correlação como função da escala temporal τ , para a correlação p-p do sistema $^{16}\text{O}+^{10}\text{B}$. A região hachurada corresponde à faixa de 98% de confiabilidade para o χ_{red}^2 .

Figura IV.10 - χ_{red}^2 da função correlação como função da escala temporal τ , para a correlação p-d do sistema $^{16}\text{O}+^{10}\text{B}$. A região hachurada corresponde à faixa de 98% de confiabilidade para o χ_{red}^2 .

De acordo com a escala temporal obtida para a correlação p-p pelo procedimento 1, o comportamento apresentado na figura IV.11 pode ser devido ao fato de a

escala temporal envolvida nessa correlação ser grande o suficiente de modo que a interação coulombiana entre as partículas é pouco intensa. Com isso as simulações em torno dessa escala devem diferir muito pouco. Já no caso da correlação p-d, a falta de sensibilidade da superfície na figura IV.13 para diferentes combinações de (τ_p, τ_d) pode ser devida apenas à baixa estatística, onde as incertezas associadas são muito grandes e reduzem os valores do χ^2_{red} , que como pode ser observado na figura IV.14, se apresentaram no limiar da faixa de confiabilidade para valores menores.

Em vista dos resultados, foram adotados os valores obtidos pelo procedimento para uma escala temporal em ambos os casos. Nas figuras IV.15 e IV.17 são apresentados os espectros de ν_{dif} ajustados e nas figuras IV.16 e IV.18 são apresentadas as funções correlação experimentais, as simuladas a partir dos valores obtidos para o melhor ajuste e duas outras simulações para escalas temporais diferentes, para fins de comparação.

Figura IV.11 -. Mínimos de χ^2_{red} do espectro de ν_{dif} para diferentes combinações de escalas temporais (τ_{p1}, τ_{p2}) para a correlação p-p do sistema $^{16}\text{O}+^{10}\text{B}$.

Figura IV.12 - Projeções da superfície de χ^2_{red} do espectro de v_{dif} (figura IV.11) que passam pelo mínimo absoluto da mesma.

Figura IV.13 - Mínimos de χ^2_{red} do espectro de v_{dif} para diferentes combinações de escalas (τ_p, τ_d) para a correlação p-d do sistema $^{16}\text{O} + ^{10}\text{B}$.

Figura IV.14 - Projeções da superfície de χ^2_{red} do espectro de ν_{dif} (figura IV.13) que passam pelo mínimo absoluto da mesma, para a correlação p-d do sistema $^{16}\text{O}+^{10}\text{B}$.

Figura IV.15 – Espectro de diferença de velocidades (ν_{dif}) da correlação p-p do sistema $^{16}\text{O}+^{10}\text{B}$. São mostradas as simulações para as duas seqüências de emissão e o ajuste total para a fração (fr) e escala temporal (τ) obtidas pelo procedimento 1, que corresponde à curva tracejada.

Figura IV.16 – Função correlação p-p do sistema $^{16}\text{O}+^{10}\text{B}$. A curva contínua corresponde ao ajuste pelos parâmetros obtidos através do procedimento 1 e as demais correspondem a ajustes para outras escalas temporais.

Figura IV.17 - Espectro de diferença de velocidades (v_{dif}) da correlação p-d do sistema $^{16}\text{O}+^{10}\text{B}$. São mostradas as simulações para as duas seqüências de emissão e o ajuste total para a fração (fr) e escala temporal (τ) obtidas com o procedimento 1, que corresponde à curva tracejada.

Figura IV.18 - Função correlação p-d do sistema $^{16}\text{O}+^{10}\text{B}$. A curva contínua corresponde ao ajuste pelos parâmetros obtidos pelo procedimento 1 e as demais correspondem a ajustes para outras escalas temporais.

Com relação às estimativas de tempo de decaimento de núcleo composto, no caso da correlação p-p, o intervalo estimado para τ para uma sequência de decaimento com somente dois prótons foi de $0,4\sim 4,0 \times 10^{-20}$ s. A partir dos cálculos com o LILITA obteve-se que 51% dos eventos em coincidência correspondem a eventos com três partículas emitidas. Na tabela IV.1 são apresentadas as frações obtidas para as sequências que contribuem para uma correlação p-p e os intervalos estimados para τ , bem como o intervalo médio para a correlação ponderado por essas frações. Os índices a e m representam as partículas não detectadas, emitidas antes e entre as duas partículas que atingem o hodoscópio e n corresponde ao nêutron.

O intervalo médio obtido para os tempos de decaimento foi $0,8\sim 6,5 \times 10^{-20}$ s. O valor obtido para a escala temporal $\tau=(10,0\pm 1,8)\times 10^{-20}$ s da correlação p-p através do MENEKA não se encontra dentro desse intervalo mas é da mesma ordem de grandeza do extremo superior.

Tabela IV.1 - Frações de seqüências de emissão obtidas de cálculos com o LILITA e estimativa de intervalos de tempo de decaimento de núcleo composto para a correlação p-p do sistema $^{16}\text{O}+^{10}\text{B}$. A última linha corresponde à média ponderada pelas frações de cada seqüência.

	fração (LILITA)	$\tau_{\min}$ ($\times 10^{-20}$ s)	$\tau_{\max}$ ($\times 10^{-20}$ s)
p-p	49%	0,4	4,0
n-p-p	14%	0,7	3,9
p-n-p	30%	1,2	12,0
p_{α} -p-p	4%	1,3	5,5
p- p_m -p	3%	1,7	6,2
total	100%	0,8	6,5

Para a correlação p-d não é possível simular o decaimento do núcleo composto em dêuterons através do LILITA. Nesse caso foram estimados os intervalos para τ apenas para as seqüências (p;d) e (d;p) utilizando-se a proporção obtida com o MENEKA pelo procedimento 1 para calcular o intervalo médio para τ . Os resultados estão na tabela IV.2.

O intervalo médio obtido nesse caso foi $1,8 \sim 3,3 \times 10^{-20}$ s e o valor obtido através do MENEKA para a escala temporal $\tau = (3,0 \pm 1,0) \times 10^{-20}$ s da correlação p-d se encontra dentro desse intervalo.

Tabela IV.2 - Estimativa de intervalos de tempo de decaimento de núcleo composto para a correlação p-d do sistema $^{16}\text{O}+^{10}\text{B}$. A última linha corresponde à média ponderada pelas frações de cada seqüência.

	fração (MENEKA)	$\tau_{\min}$ ($\times 10^{-20}$ s)	$\tau_{\max}$ ($\times 10^{-20}$ s)
p-d	40%	1,0	1,4
d-p	60%	2,3	4,5
total	100%	1,8	3,3

A próxima correlação a ser discutida é a p- α . Na figura IV.19 é apresentado o χ^2_{red} de função correlação em função de τ , obtido pelo procedimento 1. Apesar da curva apresentar uma região de mínimo bem definida verifica-se que os resultados apresentam-se totalmente fora da faixa de confiabilidade. O mínimo foi obtido para $\tau = 8 \times 10^{-20}$ s e a fração correspondente é $fr_{(p;\alpha)} = (36 \pm 11)\%$.

Figura IV.19 - χ^2_{red} da função correlação como função da escala temporal τ , para a correlação p- α do sistema $^{16}\text{O}+^{10}\text{B}$. Apesar de os valores não estarem dentro da faixa de 98% de confiabilidade do χ^2_{red} , a curva apresenta um mínimo localizado.

Pelo procedimento para escalas diferentes foi obtida a superfície de χ^2_{red} do espectro de ν_{dif} da figura IV.20 e as projeções que passam pelo mínimo absoluto na figura IV.21. É apresentado também o corte na diagonal da superfície para $\tau_p = \tau_\alpha$. Nesse caso verifica-se uma região de mínimo bem definida em torno do mínimo absoluto e é possível extrair duas escalas para as emissões. Na figura IV.21 verifica-se que os valores do χ^2_{red} estão dentro da faixa de confiabilidade. Em contraste, verifica-se que a curva da diagonal para escalas iguais está fora dessa faixa, o que indica que o ajuste para escalas diferentes é mais apropriado. Os valores obtidos foram $\tau_p = (13,0 \pm 2,5) \times 10^{-20}$ s, referente à emissão (α ;p), $\tau_\alpha = (5,0 \pm 0,8) \times 10^{-20}$ s, referente à emissão (p; α), e a fração foi $fr_{(p;\alpha)} = (30 \pm 12)\%$.

Figura IV.20 -. Mínimos de χ^2_{red} do espectro de v_{dif} para diferentes combinações de escalas (τ_p, τ_α) para a correlação p- α do sistema $^{16}\text{O} + ^{10}\text{B}$.

Figura IV.21 - Projeções da superfície de χ^2_{red} do espectro de v_{dif} (figura IV.20) que passam pelo mínimo absoluto da mesma e projeção da diagonal, para a correlação p- α do sistema $^{16}\text{O} + ^{10}\text{B}$.

Nas figuras IV.22 e IV.23 são apresentados o espectro de v_{dif} e a função correlação respectivamente, ambos ajustados pelos parâmetros obtidos pelo procedimento 1. Além do melhor ajuste para uma determinada escala temporal há também dois exemplos em condições diferentes na figura IV.23. O ajuste para $\tau=8 \times 10^{-20}$ s se apresenta satisfatório, apesar do χ^2_{red} , neste caso, estar fora da faixa de confiabilidade (ver figura IV.19).

Nas figuras IV.24 e IV.25 são apresentados os mesmos dados que em IV.22 e IV.23 ajustados pelos parâmetros do procedimento 2. Além da função correlação composta de duas escalas temporais diferentes também é apresentada a correlação para escalas iguais correspondente ao mínimo da diagonal da superfície de χ^2_{red} , que aparece na figura IV.21. O ajuste com duas escalas diferentes é muito melhor que o de escalas iguais correspondente ao referido mínimo. Comparando com o ajuste obtido pelo procedimento 1 pode-se observar que o ajuste obtido pelo procedimento 2 ainda é melhor, sugerindo que o ajuste por escalas temporais diferentes deva ser mais razoável, neste caso.

Figura IV.22 - Espectro de diferença de velocidades (v_{dif}) da correlação p- α do sistema $^{16}\text{O}+^{10}\text{B}$. São mostradas as simulações para as duas seqüências de emissão e o ajuste total para a fração (f_r) e escala temporal (τ) obtidas pelo procedimento 1, que corresponde à curva tracejada.

Figura IV.23 - Função correlação $p-\alpha$ do sistema $^{16}\text{O}+^{10}\text{B}$. A curva contínua corresponde ao ajuste pelos parâmetros obtidos através do procedimento 1 e as demais correspondem a ajustes para outras escalas temporais.

Figura IV.24 - Espectro de diferença de velocidades (v_{diff}) da correlação $p-\alpha$ do sistema $^{16}\text{O}+^{10}\text{B}$. São mostradas as simulações para as duas seqüências de emissão e o ajuste total para a fração (fr) e escalas temporais diferentes, obtidas pelo procedimento 2, que corresponde à curva tracejada.

Figura IV.25 - Função correlação p- α do sistema $^{16}\text{O}+^{10}\text{B}$. A curva contínua corresponde ao ajuste para as duas escalas temporais obtidas pelo procedimento 2.

A correlação p- α foi outro caso para o qual pôde-se estimar por meio do LILITA as frações de eventos contendo três partículas, e obter a estimativa para o intervalo médio para τ . Nesse caso foram obtidos um intervalo para a emissão (p; α) e outro para a emissão (α ;p). Obteve-se uma fração de 36% para eventos (p; α) que é compatível com os valores de 30% e 36% obtidos pelos dois procedimentos. Também foi obtido que 64% dos eventos (p; α) e 76% dos eventos (α ;p) são eventos onde há a emissão de três partículas. Os resultados das estimativas dos intervalos de tempo de decaimento estão nas tabelas IV.3 e IV.4.

Tabela IV.3 - Frações de seqüências de emissão obtidas de cálculos com o LILITA e estimativa de intervalos de tempo de decaimento de núcleo composto para a correlação p- α do sistema $^{16}\text{O}+^{10}\text{B}$. A última linha corresponde à média ponderada pelas frações de cada seqüência.

	fração (LILITA)	$\tau_{\min}$ ($\times 10^{-20}$ s)	$\tau_{\max}$ ($\times 10^{-20}$ s)
p- α	36%	1,0	1,3
n-p- α	14%	3,5	8,2
p-n- α	8%	4,4	9,7
α_n -p- α	28%	5,1	12,9
p- α_m - α	14%	6,0	14,2
total	100%	3,5	8,0

Tabela IV.4 - Frações de seqüências de emissão obtidas de cálculos com o LILITA e estimativa de intervalos de tempo de decaimento de núcleo composto para a correlação α -p do sistema $^{16}\text{O}+^{10}\text{B}$. A última linha corresponde à média ponderada pelas frações de cada seqüência.

	Fração (LILITA)	$\tau_{\min}$ ($\times 10^{-20}$ s)	$\tau_{\max}$ ($\times 10^{-20}$ s)
α -p	24%	1,1	1,6
n- α -p	12%	59,8	4700
α -n-p	34%	60,9	4702
α_a - α -p	17%	6,0	240
α - α_m -p	13%	7,1	242
total	100%	30	2235

Para a emissão (p; α) foi estimado um intervalo de tempo de decaimento para τ_α de $3,5\sim 8,0 \times 10^{-20}$ s sendo que o valor obtido pelo procedimento 2 foi $\tau_\alpha = (5,0 \pm 0,8) \times 10^{-20}$ s que está dentro desse intervalo. Para a emissão (α ;p) o intervalo obtido foi de $30\sim 2235 \times 10^{-20}$ s sendo que o valor obtido pelo procedimento 2 foi $\tau_p = (13 \pm 2,5) \times 10^{-20}$ s, que está fora do intervalo mas é da mesma ordem de grandeza do extremo inferior. Como já foi mencionado anteriormente, essas aproximações variam bastante com a energia de excitação do núcleo composto E_{NC}^* .

As duas correlações seguintes a serem apresentadas serão a d- α e a α - α . São dois casos que apresentam picos de correlação referentes à quebra de núcleos instáveis cujos fragmentos são detectados em coincidência. Infelizmente a opção do MENEKA que leva em conta esse tipo de evento se mostrou ineficiente na simulação dos mesmos tanto devido ao longo tempo de execução, já que esses representam uma fração realmente muito pequena do total de eventos, quanto no ajuste do pico da função correlação. Como esses eventos não interferem na escala temporal associada à correlação, as simulações foram feitas sem a contribuição desses eventos e os cálculos de χ_{red}^2 foram efetuados sem levar em conta os pontos referentes aos mesmos.

Na figura IV.26, a curva de χ_{red}^2 da função correlação, obtida através do procedimento 1, para o par d- α , apresenta um mínimo para a escala temporal $\tau = (11,0 \pm 2,2) \times 10^{-20}$ s correspondente a uma fração $fr_{(d;\alpha)} = (69 \pm 5)\%$.

Figura IV.26 - χ_{red}^2 da função correlação como função da escala temporal τ , para a correlação d- α do sistema $^{16}\text{O}+^{10}\text{B}$. A região hachurada corresponde à faixa de 98% de confiabilidade para o χ_{red}^2 .

Na figura IV.27, é apresentada a superfície de χ_{red}^2 do espectro de ν_{dif} . Nesse caso a região de mínimo não é tão bem definida mas é possível, observando as projeções que passam pelo mínimo absoluto, na figura IV.28, obter duas escalas temporais com certo grau de confiança. Os valores obtidos foram $\tau_d = (11,0 \pm 3,5) \times 10^{-20}$ s e $\tau_\alpha = 1 \times 10^{-20}$ s (a incerteza associada é indeterminada) e a fração correspondente $f_{r(d;\alpha)} = (38 \pm 5)\%$. Os resultados obtidos pelos dois procedimentos para as frações não são compatíveis.

Na figura IV.29 é mostrado o espectro de ν_{dif} e na figura IV.30 é mostrada a função correlação, ambos ajustados pelos parâmetros do procedimento 1 para a correlação d- α . A função correlação é mostrada em dois intervalos de p_{rel} diferentes. Na parte superior fica evidenciado o pico de correlação referente à quebra do $^6\text{Li}^*$ no estado $E_{Li}^* = 2,186$ MeV em deuteron e α . Na parte inferior são apresentadas as simulações para o melhor ajuste e para duas outras condições. Na figura IV.31 é mostrado o espectro de ν_{dif} e na figura IV.32 é mostrada a função correlação, ambos ajustados pelos parâmetros do procedimento 2. Na figura IV.32 é apresentada a simulação para escalas diferentes e a simulação para escalas iguais correspondente ao mínimo da diagonal da superfície de χ_{red}^2 do espectro de ν_{dif} . Todos os ajustes obtidos se mostraram igualmente satisfatórios.

Figura IV.27 - Mínimos de χ_{red}^2 do espectro de ν_{dif} para diferentes combinações de escalas (τ_d, τ_α) para a correlação d- α do sistema $^{16}\text{O}+^{10}\text{B}$.

Figura IV.28 - Projeções da superfície de χ_{red}^2 do espectro de ν_{dif} (figura IV.27) que passam mínimo absoluto da mesma, para a correlação d- α do sistema $^{16}\text{O}+^{10}\text{B}$.

A estimativa do intervalo de tempo de decaimento foi feita para as seqüências (d; α) e (α ;d) separadamente. Nesse caso como se obteve duas escalas temporais não foi calculada a média ponderada por frações, mesmo porque os valores obtidos pelos dois procedimentos são bem diferentes. Como no caso da correlação p-d, não é possível obter as frações de emissão pelo LILITA porque ele não simula o decaimento em deutêrons. Os resultados são mostrados na tabela IV.5. Para a emissão (d; α) obteve-se um intervalo $0,5 \sim 8,8 \times 10^{-20}$ s e para a emissão (α ;d) obteve-se um intervalo de $1,6 \sim 13,3 \times 10^{-20}$ s, ambos compatíveis com os valores experimentais $\tau_\alpha = 1 \times 10^{-20}$ s e $\tau_d = (11 \pm 3,5) \times 10^{-20}$ s.

Tabela IV.5 - Estimativa de intervalos de tempo de decaimento de núcleo composto para cada seqüência de emissão da correlação p-d do sistema $^{16}\text{O} + ^{10}\text{B}$. A última linha corresponde à média ponderada pelas frações de cada seqüência.

	$\tau_{\min}$ ($\times 10^{-20}$ s)	$\tau_{\max}$ ($\times 10^{-20}$ s)
d; α	0,5	8,8
α ;d	1,6	13,3

Figura IV.28 - Espectro de diferença de velocidades (v_{dif}) da correlação d- α do sistema $^{16}\text{O} + ^{10}\text{B}$. Os picos próximos a $v_{dif} = -1$ cm/ns e $v_{dif} = 1$ cm/ns são referentes à quebra do ^6Li em d e α . São mostradas as simulações parciais para as duas seqüências de emissão e o ajuste total para a fração (fr) e escala temporal (τ) obtidas pelo procedimento 1, que corresponde à curva tracejada.

Figura IV.30 - Função correlação d- α do sistema $^{16}\text{O} + ^{10}\text{B}$. Na parte superior destaca-se o pico de correlação, referente à quebra do ^6Li no estado excitado de 2,186 MeV. A curva contínua corresponde ao ajuste pelos parâmetros obtidos pelo procedimento 1 e as demais correspondem a ajustes para outras escalas temporais.

Figura IV.31 - Espectro de diferença de velocidades (v_{diff}) da correlação $d-\alpha$ do sistema $^{16}\text{O}+^{10}\text{B}$. São mostradas as simulações para cada seqüência de emissão e o ajuste total para a fração (f_r) e escalas temporais diferentes, obtidas pelo procedimento 2, que corresponde à curva tracejada.

Figura IV.32 - Função correlação $d-\alpha$ do sistema $^{16}\text{O}+^{10}\text{B}$. A curva contínua corresponde ao ajuste para as duas escalas temporais obtidas pelo procedimento 2.

A correlação α - α se apresentou com características semelhantes à correlação p-p. Na figura IV.33 tem-se o χ^2_{red} da função correlação obtido a partir do procedimento 1, para escalas temporais iguais. Neste caso, o mínimo obtido foi para $\tau=(7,0\pm1,0)\times10^{-20}$ s para uma fração de $f_{r(\alpha_1,\alpha_2)}=(49\pm2)\%$.

Figura IV.33 - χ^2_{red} da função correlação em como função da escala temporal τ , para a correlação α - α do sistema $^{16}\text{O}+^{10}\text{B}$. A região hachurada corresponde à faixa de 98% de confiabilidade para o χ^2_{red} .

Pelo procedimento 2, a superfície de χ^2_{red} do espectro de v_{dif} na figura IV.34 também se apresenta sem uma região de mínimo bem definida, como no caso para a correlação p-p, como pode ser confirmado na figura IV.35 das projeções que passam pelo ponto de mínimo absoluto. Este foi obtido para $\tau_{\alpha 1}=10\times10^{-20}$ s e $\tau_{\alpha 2}=11\times10^{-20}$ s para uma fração de $f_{r(\alpha_1,\alpha_2)}=(49\pm2)\%$, que pelo menos são valores compatíveis com uma correlação de partículas idênticas.

Na figura IV.36 é apresentado o espectro de v_{dif} e na figura IV.37 é apresentada a função correlação, ambos ajustados para os parâmetros do procedimento 1. A correlação α - α também apresenta um pico de correlação referente à quebra do ^8Be , no estado fundamental, em duas partículas α . Como se pode observar as regiões que não são ajustadas em ambas as figuras correspondem aos eventos referentes à essa quebra.

Figura IV.34 -. Mínimos de χ_{red}^2 do espectro de v_{dif} para diferentes combinações de escalas $(\tau_{\alpha_1}, \tau_{\alpha_2})$ para a correlação $\alpha-\alpha$ do sistema $^{16}\text{O}+^{10}\text{B}$.

Figura IV.35 - Projeções da superfície de χ_{red}^2 do espectro de v_{dif} (figura IV.34) que passam pelo mínimo absoluto da mesma, para a correlação $\alpha-\alpha$ do sistema $^{16}\text{O}+^{10}\text{B}$.

Figura IV.36 - Espectro de diferença de velocidades (v_{dif}) da correlação α - α do sistema $^{16}\text{O}+^{10}\text{B}$. Os picos próximos a $v_{dif} = 0$ cm/ns correspondem à quebra do ^8Be em duas partículas α . São mostradas as simulações para as duas seqüências de emissão e o ajuste total para a fração (f_r) e escala temporal (τ) obtidas pelo procedimento 1, que corresponde à curva tracejada.

Figura IV.37 - Função correlação α - α do sistema $^{16}\text{O}+^{10}\text{B}$. O pico em $p_{rel} \sim 18$ MeV/c é relativo à quebra do ^8Be em duas partículas α . A curva contínua corresponde ao ajuste pelos parâmetros obtidos através do procedimento 1 e as demais correspondem a ajustes para outras escalas temporais.

Os cálculos com o LILITA resultaram que 74% dos eventos em coincidência possuem uma terceira partícula emitida e não detectada. As estimativas para o intervalo de decaimento estão na tabela IV.6.

Tabela IV.6 - Frações de seqüências obtidas de cálculos com o LILITA e estimativa de intervalos de tempo de decaimento de núcleo composto para a correlação α - α do sistema $^{16}\text{O}+^{10}\text{B}$. A última linha corresponde à média ponderada pelas frações de cada seqüência.

	fração (LILITA)	$\tau_{\min}$ ($\times 10^{-20}$ s)	$\tau_{\max}$ ($\times 10^{-20}$ s)
α - α	26%	1,1	9,0
n- α - α	2%	10,1	23,7
p- α - α	8%	6,0	30,0
α -p- α	7%	1,0	14,7
α_a - α - α	32%	6,0	61,0
α - α_m - α	25%	7,1	63,1
total	100%	4,7	41,4

O intervalo médio de tempo de decaimento obtido foi de $4,7 \sim 41,4 \times 10^{-20}$ s que é compatível com a escala de $\tau = (7,0 \pm 1,0) \times 10^{-20}$ s obtida para a correlação α - α .

As próximas correlações a serem estudadas são a p-C e p-N, cujos resultados obtidos serão descritos a seguir.

Nas figuras IV.38 e IV.39 são mostradas as curvas de χ^2_{red} da função correlação para cada caso. Os valores obtidos referentes aos mínimos das curvas foram $\tau = (4,0 \pm 1,5) \times 10^{-20}$ s e $fr_{(p;C)} = (100 \pm 2)\%$ para a correlação p-C e $\tau = (2,0 \pm 1,2) \times 10^{-20}$ s e $fr_{(p;N)} = (90 \pm 9)\%$ para a correlação p-N, pelo procedimento de obtenção de uma escala temporal. Nas figuras IV.40 a IV.43, são apresentadas as superfícies de χ^2_{red} do espectro de ν_{dif} e as projeções que passam pelos pontos de mínimo gerais para ambos os casos. Para a correlação p-C, observa-se que a superfície de χ^2_{red} (figura IV.40) e as projeções da superfície (figura IV.41) apresentam uma região de mínimo bem definida para a escala τ_C mas são totalmente invariantes em relação à escala τ_p . O resultado obtido, pelo procedimento com duas escalas, foi uma escala $\tau_C = (4,0 \pm 1,9) \times 10^{-20}$ s com uma fração de $fr_{(p;C)} = (100 \pm 4)\%$. Nesse caso não foi obtida a escala τ_p referente à emissão (C;p) já que a fração associada a esta é zero. Esse resultado é totalmente compatível com o obtido pelo procedimento 1. No caso da correlação p-N, observa-se um comportamento semelhante à

p-C com relação à superfície de χ_{red}^2 do espectro de ν_{dif} (figura IV.42) e as projeções que passam pelo mínimo absoluto (figura IV.43) também apresentam uma região de mínimo bem definida para a escala τ_N . Já com relação à escala τ_p o mínimo obtido tem uma incerteza associada indeterminada. Os valores obtidos para a correlação p-N foram $\tau_p=16 \times 10^{-20}$ s e $\tau_N=(1,0 \pm 0,5) \times 10^{-20}$ s e uma fração $fr_{(p;N)}=(94 \pm 8)\%$, que também são resultados compatíveis com os obtidos pelo procedimento 1.

Figura IV.38 - χ_{red}^2 da função correlação como função da escala temporal τ , para a correlação p-C do sistema $^{16}\text{O}+^{10}\text{B}$. A região hachurada corresponde à faixa de 98% de confiabilidade para o χ_{red}^2 .

Figura IV.39 - χ_{red}^2 da função correlação como função da escala temporal τ , para a correlação p-N do sistema $^{16}\text{O}+^{10}\text{B}$. A região hachurada corresponde à faixa de 98% de confiabilidade para o χ_{red}^2 .

Figura IV.40 -. Mínimos de χ^2_{red} do espectro de v_{dif} para diferentes combinações de escalas (τ_p, τ_C) para a correlação p-C do sistema $^{16}\text{O} + ^{10}\text{B}$.

Figura IV.41 - Projeções da superfície de χ^2_{red} do espectro de v_{dif} (figura IV.40) que passam pelo mínimo absoluto da mesma, para a correlação p-C do sistema $^{16}\text{O} + ^{10}\text{B}$.

Figura IV.42 - Mínimos de χ_{red}^2 do espectro de v_{dif} para diferentes combinações de escalas (τ_p, τ_N) para a correlação p-N do sistema $^{16}\text{O} + ^{10}\text{B}$.

Figura IV.43 - Projeções da superfície de χ_{red}^2 do espectro de v_{dif} (figura IV.42) que passam pelo mínimo absoluto da mesma, para a correlação p-N do sistema $^{16}\text{O} + ^{10}\text{B}$.

Na figura IV.44 tem-se o espectro de v_{dif} e na figura IV.45 a função correlação, ambos para a correlação p-C ajustados pelos parâmetros obtidos pelo procedimento para uma escala temporal, que foram os mesmos obtidos pelo procedimento para duas escalas temporais. Apesar da função correlação experimental apresentar muitas flutuações os valores de χ^2_{red} obtidos em ambos os procedimentos permitiram obter resultados com um grau de confiança elevado.

Figura IV.44 - Espectro de diferença de velocidades (v_{dif}) da correlação p-C do sistema $^{16}\text{O}+^{10}\text{B}$. É mostrado o ajuste total para a fração (f_r) e escala temporal (τ) obtidas pelo procedimento 1, que corresponde à curva tracejada.

Figura IV.45 - Função correlação p-C do sistema $^{16}\text{O}+^{10}\text{B}$. A curva contínua corresponde ao ajuste pelos parâmetros obtidos através do procedimento 1 e as demais correspondem a ajustes para outras escalas temporais.

Para a correlação p-N tem-se, na figura IV.46, o espectro de v_{dif} e na figura IV.47 a função correlação, ajustados pelos parâmetros obtidos pelo procedimento para uma escala temporal. A função correlação experimental apresenta barras de erros relativamente grandes na região da anti-correlação, mas apresenta flutuações menos intensas.

Figura IV.46 - Espectro de diferença de velocidades (v_{dif}) da correlação p-N do sistema $^{16}\text{O}+^{10}\text{B}$. São mostradas as simulações para as duas seqüências de emissão e o ajuste total para a fração (f_r) e escala temporal (τ) obtidas pelo procedimento 1, que corresponde à curva tracejada.

Figura IV.47 - Função correlação p-N do sistema $^{16}\text{O}+^{10}\text{B}$. A curva contínua corresponde ao ajuste pelos parâmetros obtidos através do procedimento 1 e as demais correspondem a ajustes para outras escalas temporais.

Na figura IV.48 tem-se o espectro de v_{dif} e na figura IV.49 a função correlação, para a correlação p-N ajustados pelos parâmetros obtidos pelo procedimento para duas escalas temporais. Nesse caso os resultados obtidos pelos dois procedimentos são compatíveis e ajustam satisfatoriamente os dados.

Figura IV.48 - Espectro de diferença de velocidades (v_{dif}) da correlação p-N do sistema $^{16}\text{O}+^{10}\text{B}$. São mostradas as simulações para as duas seqüências de emissão e o ajuste total para a fração (f_r) e escalas temporais diferentes, obtidas pelo procedimento 2, que corresponde à curva tracejada.

Figura IV.49 - Função de correlação p-N do sistema $^{16}\text{O}+^{10}\text{B}$. A curva mostra o ajuste pelos parâmetros obtidos através do procedimento 2.

A estimativa do intervalo de tempo de decaimento para a correlação p-C, considerando-se apenas a emissão (p;C) resultou num intervalo $1,0 \sim 7,6 \times 10^{-20}$ s, compatível com o valor de $\tau_C = (4,0 \pm 1,5) \times 10^{-20}$ s. Para a correlação p-N o intervalo obtido para a emissão (p;N), que corresponde a mais de 90% dos eventos, foi de $1,0 \sim 3,5 \times 10^{-20}$ s compatível com os dois valores, $\tau = (2,0 \pm 1,2) \times 10^{-20}$ s obtido pelo procedimento 1, e $\tau_N = (1,0 \pm 0,5) \times 10^{-20}$ s obtido pelo procedimento 2.

A última correlação apresentada para o sistema $^{16}\text{O} + ^{10}\text{B}$ é a α -C. Os valores de χ_{red}^2 da função correlação obtidos pelo procedimento 1 são mostrados na figura IV.50. O mínimo foi obtido para a escala $\tau = (30,0 \pm 8,8) \times 10^{-20}$ s com uma fração $fr_{(\alpha;C)} = 80\%$ (incerteza associada indeterminada). A escala temporal, neste caso, é bem maior do que as obtidas em todas as outras correlações.

Figura IV.50 - χ_{red}^2 da função correlação como função da escala temporal τ , para a correlação α -C do sistema $^{16}\text{O} + ^{10}\text{B}$. A região hachurada corresponde à faixa de 98% de confiabilidade para o χ_{red}^2 .

Para o procedimento com duas escalas temporais foram obtidos os valores de χ_{red}^2 do espectro de ν_{dif} mostrados na figura IV.51. Além de não se observar uma região de mínimo bem localizada, os resultados ficaram todos fora da faixa de confiabilidade para os ajustes. Na figura IV.52 são apresentadas duas projeções da superfície da figura IV.51, que passam por um ponto a partir do qual o χ_{red}^2 do espectro de ν_{dif} varia pouco, que é o ponto $\tau_\alpha = \tau_C = 80 \times 10^{-20}$ s, além da projeção da diagonal de escalas iguais. Pode-se observar que os

valores para o χ^2_{red} decrescem suavemente a partir desse ponto em todas as projeções. De fato o mínimo absoluto é obtido para as escalas $\tau_\alpha = \tau_C = 200 \times 10^{-20}$ s, mas a tendência das projeções sugere que escalas maiores poderiam fornecer valores de χ^2_{red} mínimos ainda menores, se bem que não muito diferentes.

Figura IV.50 - Mínimos de χ^2_{red} do espectro de ν_{dif} para diferentes combinações de escalas (τ_α, τ_C) , para a correlação α -C do sistema $^{16}\text{O}+^{10}\text{B}$.

Figura IV.51 - Projeções da superfície de χ^2_{red} do espectro de ν_{dif} (figura IV.50) que passam pelo valor mínimo de χ^2_{red} , para a correlação α -C do sistema $^{16}\text{O}+^{10}\text{B}$.

Na figura IV.52 é apresentado o espectro de v_{dif} ajustado pelos parâmetros do procedimento 1, na figura IV.53 tem-se o espectro de v_{dif} ajustado pelos parâmetros referentes às duas projeções apresentadas na figura IV.51 e na figura IV.54 é apresentada além da função correlação, três simulações com escalas iguais para as duas emissões, sendo que duas delas correspondem aos mesmos parâmetros utilizados para os espectros de v_{dif} nas figuras IV.52 e IV.53.

Figura IV.52 - Espectro de diferença de velocidades (v_{dif}) da correlação α -C do sistema $^{16}\text{O}+^{10}\text{B}$. São mostradas as simulações para as duas seqüências de emissão e o ajuste total para a fração (f_r) e escala temporal (τ) obtidas pelo procedimento 1, que corresponde à curva tracejada.

Figura IV.53 - Espectro de diferença de velocidades (v_{dif}) da correlação α -C do sistema $^{16}\text{O}+^{10}\text{B}$. São mostradas as simulações para as duas seqüências de emissão e o ajuste total para a fração (f_r) e escalas temporais diferentes, obtidas pelo procedimento 2, que corresponde à curva tracejada.

Figura IV.54 - Função correlação α -C do sistema $^{16}\text{O}+^{10}\text{B}$. A curva contínua corresponde ao ajuste pelos parâmetros obtidos através do procedimento 1 e as demais correspondem a ajustes para outras escalas temporais.

Embora o χ^2_{red} da função correlação esteja dentro da faixa de confiabilidade e a simulação observada na figura IV.54 se mostre razoável, os ajustes dos espectros de ν_{dif} nas figuras IV.52 e IV.53 não se apresentaram satisfatórios, o que é consistente com o fato dos valores de χ^2_{red} do espectro de ν_{dif} estarem fora da faixa de confiabilidade do ajuste.

As estimativas para o intervalo de tempo de decaimento de núcleo composto, ponderadas pela fração obtida pelo procedimento 1 fornecem um intervalo médio de $0,6 \sim 1,7 \times 10^{-20}$ s. A escala temporal $\tau = (30 \pm 8,8) \times 10^{-20}$ s obtida pelo procedimento 1 está totalmente fora desse intervalo.

Todos esses resultados levam a crer que outros processos além do decaimento de núcleo composto podem estar contribuindo. Para investigar melhor esses processos, seria necessária uma análise mais detalhada da cinemática das partículas envolvidas na correlação, o que não foi possível realizar neste trabalho, devido a limitações angulares do arranjo experimental e à baixa estatística apresentada em espectros de coincidências envolvendo apenas dois detectores.

IV.4.2 - Correlações obtidas para o sistema $^{16}\text{O}+^{12}\text{C}$

As duas primeiras correlações a serem apresentadas para esse sistema são a p-p e a p-d. Pelo procedimento para uma escala temporal foram obtidos os resultados apresentados na figura IV.55 para o χ^2_{red} da função correlação para a correlação p-p. O mínimo foi obtido para $\tau=(13,0\pm2,5)\times10^{-20}$ s e uma fração $fr_{(p_1,p_2)}=(46\pm12)\%$, compatível com o valor esperado de 50% para uma correlação de partículas idênticas. Para a correlação p-d foram obtidos os resultados da figura IV.56 para o χ^2_{red} da função correlação. O mínimo se deu para $\tau=(5,0\pm1,5)\times10^{-20}$ s e uma fração $fr_{(p,d)}=(2\pm50)\%$.

Figura IV.55 - χ^2_{red} da função correlação em p_{rel} como função da escala temporal τ , para a correlação p-p do sistema $^{16}\text{O}+^{12}\text{C}$. A região hachurada corresponde à faixa de 98% de confiabilidade para o χ^2_{red} .

Figura IV.56 - χ^2_{red} da função correlação em p_{rel} como função da escala temporal τ , para a correlação p-d do sistema $^{16}\text{O}+^{12}\text{C}$. A região hachurada corresponde à faixa de 98% de confiabilidade para o χ^2_{red} .

Pelo procedimento para duas escalas temporais, para a correlação p-p foram obtidas a superfície de χ^2_{red} do espectro de v_{dif} que aparece na figura IV.57 e as projeções que passam pelo mínimo geral na figura IV.58. Para a correlação p-d, foram obtidas a superfície da figura IV.59 e as projeções da figura IV.60. Também para o sistema $^{16}\text{O}+^{12}\text{C}$ não foi possível definir regiões de mínimo bem localizadas em ambos os casos. Nesse sentido, os resultados foram similares aos obtidos para o sistema $^{16}\text{O}+^{10}\text{B}$. Para a correlação p-p o mínimo geral obtido foi para $\tau_{p1}=\tau_{p2}=11 \times 10^{-20}$ s (incertezas associadas indeterminadas) e fração de $f_{r(p;p)}=(48 \pm 12) \%$. Para a correlação p-d o mínimo geral obtido foi para $\tau_p=2 \times 10^{-20}$ s e $\tau_d=17 \times 10^{-20}$ s (incertezas associadas indeterminadas) com uma fração de $f_{r(p;d)}=(79 \pm 43) \%$. Os valores obtidos para as frações $f_{r(p;d)}$ pelos dois procedimentos são compatíveis entre si se forem levadas em conta as incertezas associadas, que são bastante grandes. Esse resultado para essas frações é similar ao obtido para o sistema $^{16}\text{O}+^{10}\text{B}$.

Figura IV. 57 - Mínimos de χ_{red}^2 do espectro de ν_{dif} para diferentes combinações de escalas (τ_{p1}, τ_{p2}) para a correlação p-p do sistema $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$.

Figura IV.58 - Projeções da superfície de χ_{red}^2 do espectro de ν_{dif} (figura IV.57) que passam pelo mínimo absoluto da mesma, para a correlação p-p do sistema $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$.

Figura IV.59 - Mínimos de χ^2_{red} do espectro de v_{dif} para diferentes combinações de escalas (τ_p, τ_d) para a correlação p-d do sistema $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$.

Figura IV.60 - Projeções da superfície de χ^2_{red} do espectro de v_{dif} (figura IV.59) que passam pelo mínimo absoluto da mesma, para a correlação p-d do sistema $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$.

Na figura IV.61 é apresentado o espectro de v_{dif} e na figura IV.62 é apresentada a função correlação para a correlação p-p. Para a correlação p-d o espectro de v_{dif} é

apresentado na figura IV.63 e a função correlação é apresentada na figura IV.64. Ambas as correlações são mostradas com seus respectivos ajustes obtidos pelo procedimento 1, para uma escala temporal apenas.

Figura IV.61 - Espectro de diferença de velocidades (v_{diff}) da correlação p-p do sistema $^{16}\text{O}+^{12}\text{C}$. As curvas mostram os ajustes parciais para as duas seqüências de emissão e o ajuste total para a fração (fr) e escala temporal (τ) obtidas com o procedimento 1.

Figura IV.62 - Função correlação p-p do sistema $^{16}\text{O}+^{12}\text{C}$. A curva contínua corresponde ao ajuste pelos parâmetros obtidos através do procedimento 1 e as demais correspondem a ajustes para outras escalas temporais.

Figura IV.63 - Espectro de diferença de velocidades (v_{dif}) da correlação p-d do sistema $^{16}\text{O}+^{12}\text{C}$. As curvas mostram os ajustes parciais para as duas seqüências de emissão e o ajuste total para a fração (f_r) e escala temporal (τ) obtidas com o procedimento 1.

Figura IV.64 - Função correlação p-d do sistema $^{16}\text{O}+^{12}\text{C}$. A curva contínua corresponde ao ajuste pelos parâmetros obtidos através do procedimento 1 e as demais correspondem a ajustes para outras escalas temporais.

Para a correlação p-p, através dos cálculos com o LILITA foi obtido que 75% dos eventos em coincidência correspondem a eventos com uma terceira partícula emitida. Na tabela IV.7 são apresentadas as estimativas de intervalo de tempo de decaimento para cada emissão bem como o intervalo médio ponderado pelas frações de cada uma. O

intervalo médio obtido nesse caso foi $10,6 \sim 35,6 \times 10^{-20}$ s, que está condizente com o resultado obtido experimentalmente, $\tau = (13,0 \pm 2,5) \times 10^{-20}$ s.

Tabela IV.7 - Frações de seqüências obtidas de cálculos com o LILITA para a correlação p-p do sistema $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$ e estimativa de intervalos de tempo de decaimento de núcleo composto. A última linha corresponde à média ponderada pelas frações de cada seqüência.

	fração (LILITA)	$\tau_{\min}$ ($\times 10^{-20}$ s)	$\tau_{\max}$ ($\times 10^{-20}$ s)
p-p	25%	1,7	22,5
n-p-p	13%	19,94	50,9
p-n-p	44%	12,7	43,2
p- α -p	18%	10,9	24,4
total	100%	10,6	35,6

No caso da correlação p-d, cujas frações não podem ser estimadas pelo LILITA, obteve-se os intervalos de tempo de decaimento para as seqüências (p;d) e (d;p) e foi calculada a média ponderada pela fração obtida com o MENEKA pelo procedimento 1. Como a incerteza associada à $f_{r(p;d)}$ é muito grande, foi utilizado um valor médio de fração que fica dentro da faixa de incerteza desse parâmetro. Os resultados estão na tabela IV.8. O intervalo médio obtido foi $3,1 \sim 18,8 \times 10^{-20}$ s sendo que a escala obtida pelo procedimento 1 foi $\tau = (5,0 \pm 1,5) \times 10^{-20}$ s que se encontra dentro do intervalo estimado.

Tabela IV.8 - Frações de seqüências obtidas do ajuste com o programa MENEKA para a correlação p-d do sistema $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$ e estimativa de intervalos de tempo de decaimento de núcleo composto. A última linha corresponde à média ponderada pelas frações de cada seqüência.

	fração (MENEKA)	$\tau_{\min}$ ($\times 10^{-20}$ s)	$\tau_{\max}$ ($\times 10^{-20}$ s)
p;d	25%	0,4	2,7
d;p	75%	4,0	24,2
total	100%	3,1	18,8

A próxima correlação do sistema a ser discutida é a p- α . A curva de χ^2_{red} da função correlação obtida pelo procedimento 1 é apresentada na figura IV.65. Analogamente ao caso do sistema $^{16}\text{O} + ^{10}\text{B}$, essa curva apresenta um mínimo bem definido para $\tau = 8 \times 10^{-20}$ s, mas está fora da faixa de 98% de confiabilidade para o ajuste não sendo

possível atribuir uma incerteza ao valor obtido segundo o critério adotado. A fração $fr_{(p;\alpha)}$ correspondente a essa escala temporal foi $fr_{(p;\alpha)}=(49\pm15)\%$.

Figura IV.65 - χ^2_{red} da função correlação em p_{rel} como função da escala temporal τ , para a correlação $p-\alpha$ do sistema $^{16}\text{O}+^{12}\text{C}$.

Pelo procedimento com duas escalas temporais foram obtidas a superfície de χ^2_{red} do espectro de ν_{dif} apresentada na figura IV.66 e as projeções dessa superfície que passam pelo ponto de mínimo geral, na figura IV.67. Pode-se observar uma região de mínimo bem definida, assim como ocorreu com essa mesma correlação para o sistema $^{16}\text{O}+^{10}\text{B}$. Os valores obtidos para as duas escalas foram $\tau_p=(12,0\pm3,8)\times10^{-20}$ s e $\tau_\alpha=(2,0\pm0,8)\times10^{-20}$ s e a fração foi $fr_{(p;\alpha)}=(41\pm8)\%$.

Na figura IV.68 é apresentado o espectro de ν_{dif} e na figura IV.69 é apresentada a função correlação, ambos ajustados pelos parâmetros do procedimento 1. Apesar da escala temporal obtida por esse procedimento estar associada a um χ^2_{red} que se encontra fora da faixa de confiabilidade, o ajuste da função correlação se mostra razoável.

Com relação às duas escalas temporais obtidas pelo procedimento 2, são apresentados os dados ajustados nas figuras IV.70 e IV.71 para o espectro de ν_{dif} e a função correlação, respectivamente. Na figura IV.71 também é apresentada uma simulação referente ao mínimo da diagonal da superfície de χ^2_{red} do espectro de ν_{dif} que aparece na

figura IV.67. Assim como no caso do sistema $^{16}\text{O}+^{10}\text{B}$, o ajuste para escalas diferentes é muito melhor que o associado à escala correspondente ao mínimo dessa diagonal.

Figura IV.66 - Mínimos de χ_{red}^2 do espectro de ν_{dif} para diferentes combinações de escalas (τ_p, τ_α) para a correlação p- α do sistema $^{16}\text{O}+^{12}\text{C}$.

Figura IV.67 - Projeções da superfície de χ_{red}^2 do espectro de ν_{dif} (figura IV.66) que passam pelo mínimo absoluto da mesma, para a correlação p- α do sistema $^{16}\text{O}+^{12}\text{C}$.

Figura IV.68 - Espectro de diferença de velocidades (v_{dif}) da correlação p- α do sistema $^{16}\text{O}+^{12}\text{C}$. As curvas mostram os ajustes parciais para as duas seqüências de emissão e o ajuste total para a fração (f_r) e escala temporal (τ) obtidas com o procedimento 1.

Figura IV.69 - Função correlação p- α do sistema $^{16}\text{O}+^{12}\text{C}$. A curva contínua corresponde ao ajuste pelos parâmetros obtidos através do procedimento 1 e as demais correspondem a ajustes para outras escalas temporais.

Figura IV.70 - Espectro de diferença de velocidades (v_{dif}) da correlação p- α do sistema $^{16}\text{O}+^{12}\text{C}$. As curvas mostram os ajustes parciais para as duas seqüências de emissão e o ajuste total para a fração (fr) e escalas temporais diferentes, obtidas com o procedimento 2.

Figura IV.71 - Função de correlação p- α do sistema $^{16}\text{O}+^{12}\text{C}$. As curvas mostram os ajustes para diferentes escalas temporais obtidas com o procedimento 2.

Na tabela IV.8 e IV.9 são apresentadas as frações simuladas pelo LILITA e as estimativas de intervalos de tempo de decaimento para cada fração nos casos (p; α) e (α ;p).

Foi obtido que 26% dos eventos corresponderiam à emissão ($p;\alpha$). As frações obtidas pelo MENEKA forneceram valores em torno de 45%. Também foi obtido que apenas 6% dos eventos ($p;\alpha$) e 12% dos eventos ($\alpha;p$) corresponderiam a eventos com uma terceira partícula emitida. O intervalo médio obtido para ($p;\alpha$) foi $1,6\sim 11,6 \times 10^{-20}$ s compatível com a escala obtida de $\tau_p=(12,0\pm 3,8)\times 10^{-20}$ s. Para ($\alpha;p$) o intervalo obtido foi $1,7\sim 9,1 \times 10^{-20}$ s também compatível com a escala temporal $\tau_\alpha=(2,0\pm 0,8)\times 10^{-20}$ s. Apesar da fração total de eventos ($p;\alpha$) não ser compatível com o valor obtido com o MENEKA, as escalas temporais obtidas são compatíveis com os intervalos estimados de tempo de decaimento de núcleo composto.

Tabela IV.8- Frações de seqüências obtidas de cálculos com o LILITA para a correlação $p-\alpha$ do sistema $^{16}\text{O}+^{12}\text{C}$ e estimativa de intervalos de tempo de decaimento de núcleo composto. A última linha corresponde à média ponderada pelas frações de cada seqüência.

	fração (LILITA)	$\tau_{\min}$ ($\times 10^{-20}$ s)	$\tau_{\max}$ ($\times 10^{-20}$ s)
p- α	94%	1,6	10,1
n-p- α	1%	2,1	11,2
p-n- α	2%	2,6	12,0
p_a -p- α	1%	1,0	7,3
p- p_m - α	2%	1,4	8,5
total	100%	1,6	11,6

Tabela IV.9 - Frações de seqüências obtidas de cálculos com o LILITA para a correlação α -p do sistema $^{16}\text{O}+^{12}\text{C}$ e estimativa de intervalos de tempo de decaimento de núcleo composto. A última linha corresponde à média ponderada pelas frações de cada seqüência.

	fração (LILITA)	$\tau_{\min}$ ($\times 10^{-20}$ s)	$\tau_{\max}$ ($\times 10^{-20}$ s)
α -p	88%	1,9	8,9
α -n-p	2%	2,5	17,4
p_a - α -p	9%	0,9	9,3
α - p_m -p	1%	1,2	10,0
total	100%	1,7	9,1

As duas próximas correlações a serem apresentadas são a d- α e a α - α . Para a correlação d- α , foram obtidos os valores de χ^2_{red} da função correlação apresentados na figura IV.72. A escala temporal obtida foi $\tau=(8,0\pm 4,1)\times 10^{-20}$ s para uma fração $f_{r(d;\alpha)}=(81\pm 5)\%$.

Figura IV.73 - χ_{red}^2 da função correlação em p_{rel} como função da escala temporal τ , para a correlação d- α do sistema $^{16}\text{O}+^{12}\text{C}$. A região hachurada corresponde à faixa de 98% de confiabilidade para o χ_{red}^2 .

Pelo procedimento para obtenção de duas escalas temporais foram obtidas a superfície de χ_{red}^2 do espectro de ν_{dif} da figura IV.73 e as projeções que passam pelo ponto de mínimo geral na figura IV.74. Esse caso apresenta um mínimo geral melhor definido do que no caso obtido para o sistema $^{16}\text{O}+^{10}\text{B}$. As escalas obtidas foram $\tau_d = (7,0 \pm 4,0) \times 10^{-20}$ s e $\tau_\alpha = (4,0 \pm 2,8) \times 10^{-20}$ s e uma fração de $fr_{(d;\alpha)} = (76 \pm 6)\%$. As frações obtidas tanto pelo procedimento 1 quanto pelo procedimento 2 são compatíveis, diferentemente do caso da correlação d- α do sistema $^{16}\text{O}+^{10}\text{B}$.

Na figura IV.75 é apresentado o espectro de ν_{dif} e na figura IV.76 é apresentada a função correlação, ambos ajustados pelos parâmetros obtidos pelo procedimento 1 para uma escala temporal. Na parte superior da figura é mostrado o pico de correlação referente à quebra do $^6\text{Li}^*$ no estado $E^*_{Li} = 2,186$ MeV em dêuteron e α , que é o mesmo pico que aparece na correlação d- α do sistema $^{16}\text{O}+^{10}\text{B}$. Na parte inferior são apresentadas as simulações incluindo a que ajusta os dados. Os ajustes efetuados a partir dos valores obtidos pelo procedimento 2 são mostrados na figura IV.77 para o espectro de ν_{dif} e IV.78 para a função correlação. Na figura IV.79 é apresentada, além da simulação para escalas

diferentes, a simulação para escalas iguais correspondente ao mínimo da diagonal da superfície de χ_{red}^2 do espectro de ν_{dif} , que aparece na figura IV.74. Todos os ajustes obtidos se mostraram igualmente satisfatórios, como no caso dessa correlação para o sistema $^{16}\text{O}+^{10}\text{B}$.

Figura IV.73 - Mínimos de χ_{red}^2 do espectro de ν_{dif} para diferentes combinações de escalas (τ_d, τ_α) para a correlação d- α do sistema $^{16}\text{O}+^{12}\text{C}$.

Figura IV.74 - Projeções da superfície de χ^2_{red} do espectro de v_{dif} (figura IV.73) que passam pelo mínimo absoluto da mesma, para a correlação d- α do sistema $^{16}\text{O}+^{12}\text{C}$.

Figura IV.75 - Espectro de diferença de velocidades (v_{dif}) da correlação d- α do sistema $^{16}\text{O}+^{12}\text{C}$. As curvas mostram os ajustes parciais para as duas seqüências de emissão e o ajuste total para a fração (f_r) e escala temporal (τ) obtidas com o procedimento 1.

figura IV.76 - Função de correlação d- α do sistema ${}^{16}\text{O} + {}^{12}\text{C}$. Na parte superior fica evidente o pico de correlação, referente à quebra do ${}^6\text{Li}$ no estado excitado de 2,186 MeV. A curva contínua corresponde ao ajuste pelos parâmetros obtidos através do procedimento 1 e as demais correspondem a ajustes para outras escalas temporais.

Figura IV.77 - Espectro de diferença de velocidades (v_{diff}) da correlação $d-\alpha$ do sistema $^{16}\text{O}+^{12}\text{C}$. As curvas mostram os ajustes parciais para as duas seqüências de emissão e o ajuste total para a fração (f_r) e escalas temporais (τ) obtidas com o procedimento 2.

Figura IV.78 - Função de correlação $d-\alpha$ do sistema $^{16}\text{O}+^{12}\text{C}$. As curvas mostram os ajustes simulações para diferentes escalas temporais obtidas com o procedimento 2.

As estimativas do intervalo de tempo de decaimento do núcleo composto foram feitas para as seqüências $(d;\alpha)$ e $(\alpha;d)$ separadamente, já que foram obtidas escalas temporais para cada uma. Lembrando que esse é um caso para o qual o LILITA não simula o decaimento em dêuterons, não é possível estimar frações para essas seqüências. Na tabela IV.10 são apresentados os resultados para essa correlação.

Tabela IV.10 - Correlação $d-\alpha$ do sistema $^{16}\text{O}+^{12}\text{C}$. Estimativa de intervalos de tempo de decaimento de núcleo composto para cada seqüência de emissão.

	$\tau_{\min}$ ($\times 10^{-20}$ s)	$\tau_{\max}$ ($\times 10^{-20}$ s)
$d;\alpha$	4,0	11,2
$\alpha;d$	0,5	6,4

Para a emissão $(d;\alpha)$ foi obtido um intervalo de $4,0\sim 11,2 \times 10^{-20}$ s, que é compatível com o valor $\tau_{\alpha}=(4,0\pm 2,8)\times 10^{-20}$ s, e para a emissão $(\alpha;d)$ foi obtido um intervalo de $0,5\sim 6,4 \times 10^{-20}$ s, compatível com a escala temporal $\tau_d=(7,0\pm 4,0)\times 10^{-20}$ s.

Para a correlação $\alpha-\alpha$ foram obtidos primeiramente os valores de χ^2_{red} da função correlação que aparecem na figura IV.79. A escala temporal obtida correspondente ao mínimo foi $\tau=(12,0\pm 1,2)\times 10^{-20}$ s e a fração foi $f_{r(\alpha_1;\alpha_2)}=(46\pm 2)\%$, compatível com o valor de 50% esperado para uma correlação de partículas idênticas.

Para o procedimento com duas escalas temporais foi obtida a superfície da figura IV.80 e suas projeções com relação ao mínimo geral na figura IV.81. Observa-se o mesmo comportamento de falta de sensibilidade a diferentes combinações $(\tau_{\alpha 1}, \tau_{\alpha 2})$ obtido para a correlação $\alpha-\alpha$ do sistema $^{16}\text{O}+^{10}\text{B}$. O mínimo foi obtido para $\tau_{\alpha 1}=11\times 10^{-20}$ s e $\tau_{\alpha 2}=16\times 10^{-20}$ s, onde o fato de se obter escalas diferentes é reflexo da falta de sensibilidade dos ajustes do espectro de ν_{dif} a diferentes escalas. Por outro lado, a fração correspondente a essas escalas foi $f_{r(\alpha_1;\alpha_2)}=(56\pm 2)\%$, a qual, assim como o outro valor obtido pelo procedimento 1, também é compatível com o esperado.

Com base nos resultados obtidos foram adotados apenas os parâmetros obtidos pelo procedimento 1. Na figura IV.82 é apresentado o espectro de ν_{dif} e na figura IV.83 é apresentada a função correlação, ambos ajustados por apenas uma escala temporal.

Figura IV.79 - χ^2_{red} da função correlação em p_{rel} como função da escala temporal τ , para a correlação $\alpha-\alpha$ do sistema $^{16}O+^{12}C$. A região hachurada corresponde à faixa de 98% de confiabilidade para o χ^2_{red}

Figura IV.80 - Mínimos de χ^2_{red} do espectro de ν_{dif} para diferentes combinações de escalas ($\tau_{\alpha}, \tau_{\alpha}$) para a correlação $\alpha-\alpha$ do sistema $^{16}O+^{12}C$.

Figura IV.81 - Projeções da superfície de χ^2_{red} do espectro de v_{dif} (figura IV.80) que passam pelo mínimo absoluto da mesma, para a correlação α - α do sistema $^{16}\text{O}+^{12}\text{C}$.

Figura IV.82 - Espectro de diferença de velocidades (v_{dif}) da correlação α - α do sistema $^{16}\text{O}+^{12}\text{C}$. As curvas mostram os ajustes parciais para as duas seqüências de emissão e o ajuste total para a fração (fr) e escala temporal (τ) obtidas com o procedimento 1.

Figura IV.83 - Função correlação α - α do sistema $^{16}\text{O}+^{12}\text{C}$. A curva contínua corresponde ao ajuste pelos parâmetros obtidos através do procedimento 1 e as demais correspondem a ajustes para outras escalas temporais. O pico próximo a $p_{\text{rel}} \sim 18 \text{ MeV/c}$ é referente à quebra do ^8Be em duas partículas α .

Através do LILITA foram estimadas as contribuições das seqüências correspondentes à emissão de uma terceira partícula além das duas partículas α e foi obtido que 38% dos eventos em coincidência correspondem a eventos desse tipo. Esses resultados e os intervalos de tempo de decaimento estimados estão na tabela IV.11.

Tabela IV.11 - Frações de seqüências obtidas de cálculos com o LILITA para a correlação α - α do sistema $^{16}\text{O}+^{12}\text{C}$ e estimativa de intervalos de tempo de decaimento de núcleo composto. A última linha corresponde à média ponderada pelas frações de cada seqüência.

	fração (LILITA)	τ_{min} ($\times 10^{-20} \text{ s}$)	τ_{max} ($\times 10^{-20} \text{ s}$)
α - α	62%	0,9	8,8
α_a - α - α	18%	4,3	72,2
α - α_m - α	20%	5,3	74,4
total	100%	2,4	35,8

O intervalo obtido, ponderado pelos diferentes tipos de seqüências de decaimento, foi $2,4\sim 35,8 \times 10^{-20}$ s, que é compatível com a escala temporal $\tau = (12,0 \pm 1,2) \times 10^{-20}$ s, obtida pelo procedimento 1.

A correlação seguinte a ser apresentada é a p-C. Na figura IV.84 são mostrados os resultados obtidos para o χ^2_{red} da função correlação pelo procedimento 1. O mínimo foi obtido para a escala temporal $\tau = (3,0 \pm 0,8) \times 10^{-20}$ s com uma fração associada de $fr_{(p,C)} = (99 \pm 5)\%$.

Figura IV.84 - χ^2_{red} da função correlação em p_{rel} como função da escala temporal τ , para a correlação p-C do sistema $^{16}\text{O}+^{12}\text{C}$. A região hachurada corresponde à faixa de 98% de confiabilidade para o χ^2_{red} .

Pelo procedimento 2, foi obtida a superfície de χ^2_{red} do espectro de ν_{dif} apresentada na figura IV.85. As projeções que passam pelo mínimo geral são apresentadas na figura IV.86.

As escalas associadas ao mínimo geral foram $\tau_p = 1 \times 10^{-20}$ s (incerteza associada indeterminada) e $\tau_c = (3,0 \pm 1,4) \times 10^{-20}$ s com uma fração correspondente de $fr_{(p,C)} = (97 \pm 6)\%$. Os resultados obtidos pelos dois procedimentos são praticamente iguais. O espectro de ν_{dif} é apresentado na figura IV.87 e a função correlação é apresentada na figura IV.88, ambos ajustados pelos parâmetros obtidos pelo procedimento para uma escala temporal.

Figura IV.85 - Mínimos de χ_{red}^2 do espectro de ν_{dif} para diferentes combinações de escalas (τ_p, τ_c) para a correlação p-C do sistema $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$.

Figura IV.86 - Projeções da superfície de χ_{red}^2 do espectro de ν_{dif} (figura IV.85) que passam pelo mínimo absoluto da mesma, para a correlação p-C do sistema $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$.

Figura IV.87 - Espectro de diferença de velocidades (v_{dif}) da correlação p-C do sistema $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$. As curvas mostram os ajustes parciais para as duas seqüências de emissão e o ajuste total para a fração (fr) e escala temporal (τ) obtidas com o procedimento 1.

Figura IV.88 - Função correlação p-C do sistema $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$. A curva contínua corresponde ao ajuste pelos parâmetros obtidos através do procedimento 1 e as demais correspondem a ajustes para outras escalas temporais.

A estimativa para o intervalo de tempo de decaimento da emissão (p;C), que corresponde a praticamente 100% dos eventos da correlação p-C, resultou num intervalo de $1,4\sim 3,7 \times 10^{-20}$ s, que é compatível com a escala temporal $\tau=(3,0\pm 0,8)\times 10^{-20}$ s obtida.

IV.5 - Discussão dos Resultados

A partir dos resultados obtidos foram feitas observações que são comentadas a seguir. Na tabela IV.13 e IV.14 são apresentados, de forma resumida, os parâmetros obtidos nos ajustes das várias correlações estudadas para os sistemas $^{16}\text{O}+^{10}\text{B}$ e $^{16}\text{O}+^{12}\text{C}$, respectivamente. As incertezas que não aparecem indicadas para alguns resultados correspondem a valores indeterminados.

Tabela IV.13 - Parâmetros obtidos para as correlações do sistema $^{16}\text{O}+^{10}\text{B}$

correl. 1-2	procedimento 1		procedimento 2			intervalos para núcleo composto ($\times 10^{-20}$ s)
	$fr_{(1;2)}$	τ ($\times 10^{-20}$ s)	$fr_{(1;2)}$	τ_1 ($\times 10^{-20}$ s)	τ_2 ($\times 10^{-20}$ s)	
p-p	44 $\pm$ 11	10,0 $\pm$ 1,8	46 $\pm$ 15	7	7	0,8~6,5
p-d	40 $\pm$ 25	3,0 $\pm$ 1,0	4 $\pm$ 25	14	20	1,8~3,3
p- α	36 $\pm$ 11	8	30 $\pm$ 12	13,0 $\pm$ 2,5	5,0 $\pm$ 0,8	30~2235 (α ;p) 3,5~8,0 (p; α)
d- α	69 $\pm$ 5	11,0 $\pm$ 2,2	38 $\pm$ 5	11,0 $\pm$ 3,5	1	1,6~13,3 (α ;d) 0,5~8,8 (d; α)
α - α	49 $\pm$ 2	7,0 $\pm$ 1,0	49 $\pm$ 2	10	11	4,7~41,4
p-C	100 $\pm$ 2	4,0 $\pm$ 1,5	100 $\pm$ 4	-	4,0 $\pm$ 1,9	1,0~7,6
p-N	90 $\pm$ 9	2,0 $\pm$ 1,2	94 $\pm$ 8	16	1,0 $\pm$ 0,5	1,0~3,5
α -C	80	30,0 $\pm$ 8,8	-	-	-	0,6~1,7

Tabela IV.14 - Parâmetros obtidos para as correlações do sistema $^{16}\text{O}+^{12}\text{C}$

correl. 1-2	procedimento 1		procedimento 2			intervalos para núcleo composto ($\times 10^{-20}$ s)
	$fr_{(1;2)}$	τ ($\times 10^{-20}$ s)	$fr_{(1;2)}$	τ_1 ($\times 10^{-20}$ s)	τ_2 ($\times 10^{-20}$ s)	
p-p	46 $\pm$ 12	13,0 $\pm$ 2,5	48 $\pm$ 12	11	11	10,6~35,6
p-d	2 $\pm$ 50	5,0 $\pm$ 1,5	79 $\pm$ 43	2	17	3,1~18,8
p- α	49 $\pm$ 15	8	41 $\pm$ 8	12,0 $\pm$ 3,8	2,0 $\pm$ 0,8	1,7~9,1 (α ;p) 1,6~11,6 (p; α)
d- α	81 $\pm$ 5	8,0 $\pm$ 4,1	76 $\pm$ 6	7,0 $\pm$ 4,0	4,0 $\pm$ 2,8	0,5~6,4 (α ;d) 4,0~11,2 (d; α)
α - α	46 $\pm$ 2	12,0 $\pm$ 1,2	56 $\pm$ 2	11	16	2,4~35,8
p-C	99 $\pm$ 5	3,0 $\pm$ 0,8	97 $\pm$ 6	1	3,0 $\pm$ 1,4	1,4~3,7

As escalas obtidas estão na faixa de $10^{-20} \sim 10^{-19}$ s. A maioria delas, com exceção dos resultados para a α -C do sistema $^{16}\text{O}+^{10}\text{B}$, é compatível com as estimativas para decaimento de núcleo composto.

No caso das correlações envolvendo partículas leves, que são p-p, p-d, p- α , d- α e α - α , as escalas temporais obtidas podem ser associadas à evaporação sequencial do núcleo composto. Em algumas dessas correlações, resultados de cálculos com o LILITA sugerem que a presença de uma terceira partícula não detectada, emitida antes ou entre as partículas detectadas, pode ser significativa e esse fato pode influenciar as escalas temporais medidas.

Para as correlações p-C, p-N e α -C, que envolvem partículas leves e pesadas, ocorrem outros processos que não a evaporação sequencial do núcleo composto. No caso das correlações p-N ($^{16}\text{O}+^{10}\text{B}$) e p-C (ambos os sistemas), os espectros de v_{dif} e as funções correlação (apesar das barras de erro) foram bem ajustados pelo MENEKA, que pressupõe a formação de núcleo composto. Dado que as frações obtidas nesses casos correspondem a praticamente 100% da emissão de prótons seguida da emissão da partícula pesada, as escalas temporais, que estão relacionadas ao intervalo de tempo entre as duas emissões, podem ser associadas a uma fissão do núcleo residual da evaporação do próton. No caso da correlação α -C, para o sistema $^{16}\text{O}+^{12}\text{C}$, mesmo para escalas temporais muito grandes não se conseguiu um bom ajuste para o espectro de v_{dif} , sugerindo que um ou mais processos que não o decaimento de núcleo composto podem estar contribuindo. Um desses processos pode ser a fusão incompleta do ^{16}O com o ^{10}B , onde o ^{16}O se quebra em α e ^{12}C e somente uma dessas partículas se funde com o ^{10}B formando um outro núcleo composto, que posteriormente decai. Esse processo não é simulado pelo MENEKA o que pode justificar a má qualidade dos ajustes para essa correlação. Além disso, cálculos com o LILITA mostraram que a seção de choque de produção de carbono via decaimento sequencial do núcleo composto é desprezível, fortalecendo a hipótese da ocorrência de outros processos.

Conclusões

Neste trabalho foram realizadas, no Laboratório Pelletron, medidas de coincidência entre partículas com momentos relativos pequenos para os sistemas $^{16}\text{O}+^{10}\text{B}$ e $^{16}\text{O}+^{12}\text{C}$ nas energias de 62,5 e 64,0 MeV, respectivamente. Para isso, foi utilizado um hodoscópio composto de 14 telescópios do tipo ΔE - E , capazes de medir a energia tanto de partículas pesadas ($Z>2$) como leves ($Z\leq 2$). A partir dessas medidas foram obtidos espectros de diferença do módulo das velocidades (v_{dif}) e funções correlação em momento relativo (p_{rel}) para vários pares de partículas. A análise dessas curvas, através de um programa de simulação, permitiu a obtenção de escalas temporais referentes ao intervalo de tempo entre a emissão da primeira e da segunda partícula.

Algumas observações podem ser feitas com respeito à parte experimental deste trabalho. A medida de coincidências a momentos relativos pequenos visa a obtenção de funções correlação cuja principal característica é a presença de uma anticorrelação na região de momentos relativos pequenos, referente a uma inibição de eventos nessa região em relação ao resto da curva, devida principalmente à repulsão coulombiana entre as partículas. Para que seja possível obter informações temporais com um grau de confiabilidade satisfatório é necessário que essa região seja bem definida. Isso implica numa série de características para o arranjo experimental a ser utilizado. Em primeiro lugar, a medida de momentos relativos pequenos implica neste caso, que os telescópios para as medidas em coincidência estejam espaçados de ângulos muito pequenos. Os cortes em energia dos telescópios também devem ser mínimos. Para que as flutuações experimentais sejam mantidas num nível baixo são necessárias uma boa estatística e uma resolução em momento muito boa. A boa resolução em momento é obtida a partir de uma

boa resolução em posição. A boa estatística depende ou de uma região de detecção grande do sistema como um todo, ou de um tempo de aquisição muito longo. Todas essas características foram levadas em conta na construção do hodoscópio de modo que as condições necessárias fossem igualmente satisfeitas.

De acordo com as funções correlação obtidas, a separação angular de $4,5^\circ$ entre os telescópios se mostrou no limite para a observação das anticorrelações neste trabalho. Por outro lado, uma separação menor entre os telescópios não foi adotada porque implicaria num distanciamento dos detectores ao alvo que exigiria tempos de aquisição de dados maiores para se obter a mesma estatística. Uma forma de contornar esta limitação seria um aumento do número de detectores do hodoscópio, possibilitando uma maior granularidade do arranjo. Por outro lado, o distanciamento dos detectores ao alvo propicia uma melhora na resolução angular e, conseqüentemente, na definição dos momentos relativos.

As funções correlação obtidas foram analisadas segundo dois procedimentos. Em um deles, o espectro de ν_{dif} foi ajustado com o intuito de se determinar a fração relativa entre as duas possíveis seqüências de emissão que contribuem para uma mesma função correlação. Neste procedimento considera-se a mesma escala temporal para ambas as seqüências de emissão, extraída do ajuste da função correlação. No segundo procedimento, tanto as escalas temporais quanto a fração relativa são obtidas do ajuste do espectro de ν_{dif} . Neste caso, consideram-se escalas temporais diferentes para cada seqüência de emissão. Os resultados obtidos a partir do primeiro procedimento apresentaram um grau de confiabilidade satisfatório na maioria dos casos estudados, embora a escala temporal associada reflita um valor médio para as duas seqüências de emissão. Os resultados obtidos com o segundo procedimento, em geral, foram compatíveis com os obtidos no primeiro método, embora em alguns casos não tenha havido sensibilidade suficiente para determinar as escalas temporais com boa precisão. No caso das funções correlação, utilizadas para obtenção das escalas temporais no primeiro procedimento, pelo fato de se ajustar somente a região de anticorrelação, onde os efeitos da interação coulombiana são mais evidentes, há uma sensibilidade maior na determinação das escalas temporais envolvidas. Contudo, nos casos onde houve sensibilidade para a aplicação do segundo procedimento, a grande vantagem, em relação ao primeiro método, é poder tratar as seqüências de emissão de forma independente no que diz respeito à evolução temporal. Em geral, a sensibilidade dos espectros de ν_{dif} com relação às diferentes escalas temporais só não é melhor devido à ordem de grandeza dos valores obtidos ser elevada (em alguns casos, os resultados são da ordem de 10^{-19} s) e, devido a isso, a interação coulombiana entre as partículas deve ser

menor, de forma que simulações dos espectros de v_{dif} para diferentes escalas temporais em torno destes valores variam pouco.

Para avaliar os resultados obtidos com os procedimentos descritos acima, a partir da hipótese assumida no MENEKA, na qual as partículas são emitidas seqüencialmente de um único núcleo, estimativas de intervalos de tempo para decaimento de um núcleo composto excitado foram feitas de forma a estabelecer um limite inferior e superior para as escalas temporais. Além disto, em correlações envolvendo somente prótons e α 's (p-p, p- α e α - α), foram estimadas possíveis contribuições de seqüências de emissão onde haveria uma terceira partícula não detectada. Esta partícula, emitida antes ou entre as partículas correlacionadas, pode influenciar as escalas temporais obtidas. No caso da correlação p- α , cálculos de decaimento de núcleo composto fornecem valores para as contribuições relativas das duas seqüências de emissão possíveis compatíveis com os resultados experimentais.

Nas correlações envolvendo somente partículas leves (no nosso caso, prótons, dêuterons e α 's) os valores obtidos para as escalas temporais são compatíveis com os intervalos estimados, sendo associados à evaporação seqüencial do núcleo composto.

No caso de correlações envolvendo partículas leves e pesadas (p-C, p-N e α -C), outros processos, que não a evaporação seqüencial de um núcleo composto podem estar ocorrendo. Para as correlações p-C, para ambos os sistemas estudados, e p-N, para o sistema $^{16}\text{O}+^{10}\text{B}$, onde as frações de seqüência de emissão correspondem a praticamente 100% da emissão de prótons seguidos da partícula pesada, os valores obtidos para as escalas temporais podem ser associados à fissão do núcleo residual da evaporação do próton. Os resultados obtidos neste trabalho, no caso dessas correlações, são comparáveis com os resultados obtidos para escalas temporais de fissão do núcleo composto, através da análise de flutuações de Ericson, realizada por outro membro do nosso grupo [54]. Neste outro trabalho [54] foram medidas escalas temporais de fissão dos núcleos ^{26}Al e ^{31}P . No caso do sistema $^{16}\text{O}+^{12}\text{C}$, tentou-se analisar as correlações d-C e d-N, para as quais a emissão do deuteron pelo núcleo composto resulta no núcleo ^{26}Al antes da segunda emissão, para a obtenção da escala temporal, que seria associada à fissão do mesmo, possibilitando uma comparação direta com os resultados da Ref. [54]. Porém, a baixa estatística apresentada nestas correlações impossibilitou esta análise.

Como foi mencionado na introdução deste trabalho, foram medidas correlações para dois sistemas com um número diferente de canais abertos para decaimento para comparação entre as escalas temporais obtidas em ambos os casos, de modo a verificar se esse aspecto influencia os resultados obtidos, porém, não foi verificada nenhuma diferença significativa.

A correlação α -C, do sistema $^{16}\text{O}+^{10}\text{B}$, apresentou características que sugerem que pode ocorrer um processo diferente do decaimento de núcleo composto. Mesmo para escalas temporais muito grandes, para as quais os valores de χ^2_{red} são menores, não se conseguiu um bom ajuste do espectro de ν_{dif} . Um desses processos que pode estar associado a escalas temporais maiores é a fusão incompleta. Neste caso, o ^{16}O se quebra em α e ^{12}C e somente uma destas partículas se funde com o ^{10}B , formando outro núcleo composto que decai posteriormente. Devido a isso, a escala temporal associada corresponderia ao intervalo de tempo que iria desde a quebra do ^{16}O , passando pela fusão de uma das partículas com o alvo, até o decaimento do núcleo composto formado, o que deve corresponder a uma escala temporal muito maior que as obtidas nas outras correlações. Este processo não é simulado através do programa MENEKA, de forma que não foi possível realizar uma análise mais profunda.

Como perspectivas futuras nesta linha de pesquisa, na qual o grupo está se inserindo, um estudo mais detalhado da correlação α -C, pode trazer informações interessantes a respeito de dinâmica de reações. Podem ser realizadas medidas mais exclusivas, nas quais, a utilização de um detector de grande área para medir as partículas de recuo pode auxiliar numa filtragem dos eventos com relação a algum vínculo que permita a identificação dos diversos processos que possam estar ocorrendo. Para isto, o grupo dispõe de detectores proporcionais multifilares sensíveis à posição [55], de grande área, que, muito em breve, poderão ser utilizados em conjunto com o hodoscópio para a realização destas medidas.

Medidas de correlação entre partículas α e pesadas para o sistema $^{16}\text{O} + ^{19}\text{F}$, podem ser úteis na investigação de uma escala temporal para a quebra do núcleo ^{31}P , que seria o núcleo resultante depois da emissão da partícula α pelo núcleo composto e que poderia ser então comparada com os resultados obtidos na Ref. [54]. A vantagem deste caso, sobre as correlações d-C e d-N do sistema $^{16}\text{O}+^{12}\text{C}$, usadas para investigar o tempo de decaimento do ^{26}Al , é que a emissão de partículas α deve ser muito mais provável, propiciando uma boa estatística para a análise da função correlação.

Outra possibilidade interessante na continuidade deste trabalho é a obtenção de funções correlação impondo restrições energéticas às partículas detectadas. Através deste procedimento, pode-se realizar a investigação da dependência das escalas temporais com a energia das partículas e, conseqüentemente, com a inelasticidade do processo.

Referências

- [1] L. Fante Jr. et. al, Nucl. Phys. A **552**, 82 (1993).
- [2] J. Takahashi, M. Munhoz, E. M. Szanto, N. Carlin, N. Added, A. A. P. Suaide, M. M. de Moura, R. Liguori Neto, A. Szanto de Toledo and L. F. Canto, Phys. Rev. Lett. **78**, 30 (1997).
- [3] R. Cabezas, E. M. Szanto, N. Carlin, N. Added, A. A. P. Suaide, M. M. de Moura, M. Munhoz, R. Liguori Neto, J. Takahashi, R. M. dos Anjos, W. H. Z. Cardenas, and A. Szanto de Toledo, Phys. Rev. C **60**, 067602 (1999).
- [4] B. Shivakumar, D. Shapira, P. H. Stelson, S. Ayik, B. A. Harmon, K. Teh and D. A. Bromley, Phys Rev C **37**, 652 (1988).
- [5] D. Shapira, J. L. C. Ford Jr., J. Gomes del Campo, R. G. Stokstad and R. M. DeVries, Phys. Rev Lett. **43**, 1781 (1979).
- [6] C. Beck et al., Z. Phys. **A334**, 521 (1989).
- [7] R. M. dos Anjos, N. Added, N. Carlin, L. Fante Jr., M. C. S. Figueira, R. Matheus, E. M. Szanto, C. Tenreiro, A. Szanto de Toledo and S. J. Sanders, Phys. Rev C **49**, 2018 (1994).
- [8] I. Diószegi, D. J. Hofman, C. P. Montoya, S. Schadmand and P. Paul, Phys. Rev C **46**, 627 (1992).
- [9] T. Ericson, Phys. Rev. Lett. **5**, 430 (1960).
- [10] T. Ericson, Adv. Phys. **9**, 425 (1960).
- [11] D. H. Boal, C. Gelbke and B. K. Jennings, Rev. of Mod. Phys. **62**, 553 (1990).
- [12] R. Hanbury-Brown and R. Q. Twiss, Phil. Mag. **45**, 663 (1954).
- [13] P. A. De Young et. al, Phys. Rev. C **41**, R1885 (1990)

- [14] F. Haas and Y. Abe, Phys. Rev Lett. **46**, 1667 (1981).
- [15] R. Hanbury-Brow and R. Q. Twiss, Nature, **177**, 27 (1956)
- [16] G. Goldhaber, W. B. Fowler, T. F. Moang, T. E. Kologeropoulos and W. M. Powell, Phys. Rev. Lett. **3**, 181 (1959).
- [17] R. Hanbury-Brown, R. C. Jennison and M. K. Das Gupta, Nature **170**, 1061 (1952)
- [18] R. Hanbury-Brown and R. Q. Twiss, Nature **177**, 1046 (1956).
- [19] R. Hanbury-Brown FRS, *The Intensity Interferometer*, Editora Taylor & Francis Ltda. Londres (1974).
- [20] G. Goldhaber, S. Goldhaber, W. Lee and A. Pais, Phys Rev. **120**, 300 (1960).
- [21] Y. Schutz, Preprint GANIL, P 90 22 (1990).
- [22] D. H. Boal and J. C. Shillcock, Phys. Rev. C **33**, 549 (1986).
- [23] E. Koonin, Phys. Lett. **70B**, 43 (1977).
- [24] W. G. Lynch et al., Phys. Rev. Lett. **51**, 1850 (1983).
- [25] P. A. De Young, M. S. Gordon, Xiu Qin Lu, R. L. McGrath, J. M. Alexander, D. M. de Castro Rizzo and L. C. Vaz, Phys. Rev. C **39**, 128 (1989).
- [26] J. Phochodzalla et al., Phys Rev. **C35**, 1695 (1987).
- [27] W. Hauser and H. Feshbach, Phys. Rev. **87**, 1366 (1972).
- [28] N. Bohr, Nature **137**, 344 (19360).
- [29] K. A. Eberhard, P. Von Bretano, M. Böhning and P. O. Stephen, Nucl. Phys. **A125**, 673 (1969).
- [30] A. Bohr and B. R. Mottelson, *Nuclear Structure*, W. A. Benjamin, Inc. (1981).
- [31] S. J. Sanders, Phys. Rev C**44**, 2676 (1991).
- [32] S. J. Sanders, A. Szanto de Toledo and C. Beck, Phys. Reports **311**, 487 (1999).
- [33] R. Middleton, Nucl. Instr. and Meth. **144**, 373 (1977).
- [34] O. Sala and G. Spalek, Nucl. Instr. and Meth **122**, 213 (1974).
- [35] V. Rotberg, Tese de Doutorado, Instituto de Física da Universidade de São Paulo (1978).
- [36] N. Ueta e W. G. P. Engel, *Confecção de Alvos Nucleares*, publicação interna do Departamento de Física Nuclear do Instituto de Física da Universidade de São Paulo (1996).

- [37] F. Merchez, . Kox, C. Perrin, J. Mistretta, J. C. Conrad and L. N. Imouk, Nucl. Instr. and Meth A **275**, 133 (1989).
- [38] A. Elmaani et al., Phys. Rev. C **43**, R2474 (1991).
- [39] Zu Yu Li et al, Nucl. Instr. and Meth. A **373**, 198 (1996).
- [40] G. F. Knoll, *Radiation Detection and Measurement*, second edition, John Wiley & Sons (1989).
- [41] S. Keszthelyi-Lándori and G. Hrehuss, Nucl. Instr. and Meth, **68**, 9 (1969).
- [42] R. V. Ribas, "SPM-PC", publicação interna - IFUSP.
- [43] W. T. Milner, *VAXPAK*, publicação interna do Departamento de Física Nuclear do Instituto de Física da Universidade de São Paulo (1994)
- [44] J. F. Ziegler, J. P. Biersack and U. Littmark, *The Stopping and Ranges of Ions in Matter*, vol. 5, Plenum, New York (1985).
- [45] S. Keszthelyi-Lándori and G. Hrehuss, Nucl. Instr. and Meth, **68**, 9 (1969).
- [46] W. G. Cong et. al., Phys. Lett. B **246**, 21 (1990).
- [47] J. H. Vuolo, *Fundamentos da Teoria de Erros*, Editora Edgard Blücher Ltda (1992).
- [48] C. J. Gelderloos and J. M. Alexander, Nucl. Instr. and Meth A **349**, 618 (1994).
- [49] A. Elmaani, N. J. Ajitanand, T. Ethvignot and J. M. Alexander, Nucl. Instr. and Meth. A **313**, 401 (1992).
- [50] W. H. Press, S. A. Teukolsky, W. T. Vetterling, B. P. Flannery, *Numerical Recipes in FORTRAN: the Art of Scientific Computing*, second edition, Cambridge University Press (1992).
- [51] R. Sigh, K. A. Eberhard and R. G. Stockstad, Phys. Rev. C **22**, 1971(1980).
- [52] R. G. Stokstad, Programa STATIS, Wright Nuclear Structure Laboratory, Yale University, INTERNAL REPORT 52 (1972)
- [53] J. Gomes del Campo and R. G. Stokstad, Programa LILITA, ORNL-TM-7295, Oak Ridge National Laboratory.
- [54] A. A. P. Suaide, Tese de Doutorado, Instituto de Física da Universidade de São Paulo, (1999).
- [55] M. M. de Moura et. al., Nucl. Instr. and Meth. A **433**, 623 (1999).