

SBI-IFUSP



305M810T3694

Colisões Semi-Periféricas de Íons Pesados Relativísticos

Cesar Luiz da Silva

Universidade de São Paulo

Instituto de Física

Laboratório de Instrumentação e Partículas

Orientadora : Prof^ª Emi Márcia Takagui

Dissertação apresentada ao Instituto de Física da Universidade
de São Paulo para obtenção do título de Mestre em Física

Área: Física Nuclear

Comissão examinadora: Profs. Drs. Emi Márcia Takagui (IFUSP),

Otaviano Augusto Marcondes Helene (IFUSP) e

Fernando Marroquim Leão de Almeida Júnior (UFRJ)

Agosto de 2002

Emi Márcia Takagui

INSTITUTO DE FÍSICA

Serviço de Biblioteca e Informação

Tombo:

3694

ex. 1

Armando Corbani Ferraz
Prof. Armando Corbani Ferraz
Presidente da Comissão de Pós Graduação

del. 29/07/02

S586C

M

ex. 1

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

Silva, Cesar Luiz da

Colisões Semi-periféricas de Íons Pesados
Relativísticos.
São Paulo 2002.

Dissertação (Mestrado) - Universidade de São Paulo
Instituto de Física – Departamento Física Nuclear

Orientador: Profa. Dra. Emi Márcia Takagui
Área de Concentração: Física Nuclear

Unitermos: 1. Colisões Relativísticas;
2. Física Altas Energias;
3. Reações Nucleares;
4. Íons Pesados Relativísticos;
5. AGS.

USP/IF/SBI-038/2002

Agradecimentos

À Profa. Dra. Emi Márcia Takagui pela orientação. Suas sugestões e correções, além de tornar a conclusão de meu mestrado possível, ajudarão muito quando eu desenvolver outros trabalhos daqui para frente.

Ao Prof. Dr. Olácio Dietzsch pelas valiosas contribuições e aos colegas Rogério Burgugi, Karin Fornazier, João Paulo Machado e todo pessoal do Laboratório de Instrumentação e Partículas pelo auxílio.

Ao Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico (CNPq) pelo apoio financeiro.

Às pessoas que, mesmo sem nunca terem antes ouvido falar em reações nucleares, me apoiaram durante este período. Principalmente Hilda Justina da Silva, minha mãe, e alguém que me faz e me fará muita falta, Antonia Janieri Pessoa Coutinho, minha saudosa esposa.

Resumo

Um estudo detalhado de colisões semi-periféricas, onde o parâmetro de impacto é pouco menor que a soma dos raios dos núcleos alvo e incidente, foi realizado utilizando um feixe de ^{28}Si com energia cinética no referencial do laboratório de 14.6 GeV/núcleon incidindo em alvos fixos de ^{208}Pb , ^{120}Sn , ^{63}Cu e ^{27}Al . As medidas foram realizadas no Experimento 814 que operou no Síncrotron de Gradiente Alternado (Alternating Gradient Synchrotron - AGS) do Laboratório Nacional de Brookhaven (Brookhaven National Laboratory - BNL). A seleção dos eventos semi-periféricos se deu utilizando critérios que privilegiassem colisões onde apenas um dos núcleons sofresse colisão inelástica. Foram medidas, para cada um dos alvos acima mencionados, seções de choque para canais de decaimento exclusivos que envolvessem a emissão de alguns núcleons e partículas α . As mesmas mostraram serem proporcionais à soma dos raios dos núcleos envolvidos na reação. Foram também obtidas as distribuições de energia transversal e multiplicidade de partículas carregadas, as quais foram comparadas às mesmas distribuições para colisões pA medidas no mesmo aparato.

Abstract

A detailed study of semi-peripheral collisions, where the impact parameter is little smaller than the sum of the projectile and target nucleus radii, was performed using a ^{28}Si beam of 14.6 GeV per nucleon kinetic energy in the laboratory reference frame, incident on ^{208}Pb , ^{120}Sn , ^{63}Cu , and ^{27}Al fixed targets. The measurements were done at Experiment 814 at the Alternating Gradient Synchrotron (AGS) at Brookhaven National Laboratory (BNL). The selection of semi-peripheral events used criteria that privileged collisions where only one of the nucleons undergoes inelastic collision. Cross sections for exclusive decay channels involving emission of a few nucleons and α particles were measured for each of the targets mentioned above. They were seen to be proportional to the sum of the radii of the nuclei involved in the reaction. The transverse energy and charged particle multiplicity distributions for our semi-peripheral collisions were also obtained, and compared to those for pA reactions measured in the same apparatus.

Sumário

1	Introdução	17
2	Aspectos Teóricos	23
2.1	Tópicos teóricos referentes à seção de choque	23
2.2	Variáveis globais	29
3	O Experimento 814	33
3.1	Detectores	35
3.1.1	Detectores para definição do feixe	37
3.1.2	Detectores da Região do Alvo	38
3.1.3	Detectores do Espectrômetro Dianteiro	43
3.2	Sistema de Decisão (“Trigger”)	52
3.2.1	Definição do feixe. (“Beam Trigger”)	53
3.2.2	“Pre-Trigger”	55
3.2.3	Primeiro nível	55
3.2.4	Segundo nível	55
3.2.5	“Triggers” paralelos	56

3.2.6	“Downscaling”	56
3.2.7	“Trigger” sem interação. (“Empty trigger”)	56
3.2.8	Contadores (“Scalers”)	56
3.3	Sistema de Aquisição de Dados	57
4	Estudo e Calibração dos Detectores	60
4.1	Detector de Vértice	60
4.2	Detectores de Silício	62
4.3	Detector de Multiplicidade	64
4.4	Calorímetro Participante (PCAL)	65
4.5	Câmaras de Trajetória	69
4.5.1	Câmara segmentada DC1	69
4.5.2	Câmaras Multifilares DC2 e DC3	71
4.6	Cintiladores Dianteiros	75
4.7	Calorímetro U/Cu	80
5	Identificação dos Canais de Decaimento	85
5.1	Seleção “on line” de eventos periféricos	88
5.2	Seleção “offline” dos eventos periféricos	89
5.3	Reconstrução do evento	90
5.4	Identificação dos fragmentos	96
5.5	Canais de decaimento exclusivos	100
5.6	Seleção do canal semi-periférico inclusivo	105
5.7	Eficiências	107

SUMÁRIO

	6
5.7.1	Eficiência dos detectores 107
5.7.2	Contribuições do sistema de “trigger” na ineficiência . . . 107
5.7.3	Eficiência dos algoritmos para análise 108
5.7.4	Outros 109
6	Determinação das seções de choque 111
6.1	Cálculo da seção de choque 112
6.2	Dependência da seção de choque com o alvo 115
6.3	Distribuições de energia transversal 120
6.4	Distribuições de multiplicidade de partículas carregadas 122
7	Análises e conclusões finais 126
8	Apêndice 133
8.1	O GRIST e a identificação de isótopos do íon pesado 133

Lista de Figuras

1.1	Ilustração dos tipos de colisão entre o núcleo alvo e incidente. (a) Colisão extremamente periférica, (b) semi-periférica e (c) central.	20
1.2	Colisão semi-periférica envolvendo um íon incidente de ^{14}N de 2 GeV por núcleon e um núcleo na emulsão. Nesta colisão são identificadas três partículas α e um próton com velocidade próxima do feixe.[9]	21
2.1	Diagramas de Feynman para excitação Coulombiana e Forte em primeira ordem.	26
2.2	Diagrama do processo inelástico envolvido na colisão semi-periférica.	28
3.1	Vista geral do AGS e a localização do Experimento 814.	34
3.2	Representação esquemática dos detectores no aparato experimental do E814. O quadro superior mostra detalhes dos detectores de definição do feixe e a região do alvo.	36

3.3	Detectores de definição do feixe(S1, S2, S3, S4 e Vertex) e na região do alvo (calorímetro do alvo - TCAL, calorímetro participante - PCAL, detectores de multiplicidade 1 e 2 e detectores de silício antes e após o alvo).	39
3.4	Visão lateral (acima à esquerda) e visão frontal (acima à direita) do PCAL, seu esquema longitudinal (abaixo à esquerda) e segmentação lateral (abaixo à direita).	42
3.5	(a) Vista lateral da câmara segmentada DC1. (b) Vista 3-D da câmara.	46
3.6	Esquema das câmaras DC2 e DC3.	48
3.7	Esquema de um dos cintiladores dianteiros mostrando detalhes de suas fotomultiplicadoras e sistema de aquisição.	51
3.8	Módulo do calorímetro do espectrômetro. Ref. [20]	52
3.9	Diagrama de blocos do sistema de decisão ("trigger") do E814.	54
3.10	Esquema simplificado do sistema de aquisição de dados do E814.	58
4.1	Correlação entre a posição e o ângulo de incidência do feixe sobre o alvo, medidos pelo detector de vértice.	62
4.2	Comportamento dos detectores de silício com o tempo entre a passagem de duas partículas do feixe [23].	63
4.3	Contagem de segmentos sensibilizados nos dois detectores de multiplicidade durante 14000 eventos onde não houve interação, antes das correções referentes aos segmentos defeituosos.	66

- 4.4 Distribuição da energia depositada no PCAL em uma reação $^{28}\text{Si} \rightarrow ^{26}\text{Al} + 1n+p$ (próton detectado no PCAL). À esquerda, a vista frontal e à direita, um corte lateral AA conforme indicado na figura. 68
- 4.5 Aglomerados de carga depositada na DC1 em uma reação do feixe com o alvo. São indicados os aglomerados referentes ao íon pesado (^{24}Mg) e aos prótons que incidem na câmara. Os outros aglomerados de carga indicados pelo ADC são referentes a elétrons δ produzidos na passagem do feixe pela câmara. 70
- 4.6 Divisão da carga resistiva na câmara segmentada DC1 [18]. 71
- 4.7 À esquerda, a posição de incidência do feixe no alvo, medida pelo detector de vértice, versus a posição medida pela DC1. À direita, a medida de posição na DC1 subtraída da projeção do feixe de ^{28}Si na DC1, a partir das medidas com o detector de vértice. 72
- 4.8 Sinais coletados pelos ADCs da câmara DC3 em um evento. As retas representam as trajetórias dos fragmentos carregados que atravessaram a câmara. 74
- 4.9 Altura de pulso da fotomultiplicadora versus fase da rede elétrica em eventos onde não houve interação do feixe. 76
- 4.10 Altura de pulso do cintilador dianteiro na ausência de feixe após a subtração dos sinais de fundo. 76
- 4.11 Altura de pulso do detector de silício após o alvo versus a altura de pulso no cintilador horizontal (a) sem a correção de Birks e (b) após a correção. 78

- 4.12 Identificação da carga dos íons pesados feita apenas pelos cintiladores dianteiros após as correções dos pedestais, fase da rede e variação nos ganhos. 79
- 4.13 Distribuição de energia entre as torres no UCAL em um evento com a presença de um íon pesado, dois prótons e um nêutron. . . . 81
- 4.14 Histograma da energia depositada nos módulos do calorímetro de nêutrons e o resultado da procura de aglomerados. 84
- 5.1 Relação entre a medida de carga no detector de silício após o alvo e nos cintiladores. As “ilhas” que correspondem a reações que ocorreram no alvo e que são seleccionadas para análise estão circundadas pelas linhas sólidas. 91
- 5.2 Reconstrução da trajetória dos fragmentos produzidos em uma colisão $^{24}\text{Mg}+2p1n+n$. Os parâmetros de entrada para a reconstrução são obtidos a partir dos dados de posição e distribuição de energia depositada nos detectores do aparato. 92
- 5.3 Passagem de um fragmento carregado pelos magnetos M1 e M2 do espectrômetro e as constantes envolvidas no cálculo da rigidez magnética $\frac{P}{Z}$ 93
- 5.4 Medida da rigidez magnética calculada pela reconstrução de trajetória a partir das medidas de posição nos detectores do espectrômetro, para prótons e para os íons pesados. 96

5.5 (a) Rigidez magnética do íon pesado remanescente, obtido com o programa de reconstrução GRIST. (b) Medida da rigidez magnética para todos os isótopos do Mg com indicação da resolução RMS e eventos selecionados para cada isótopo. 97

5.6 Medida do resultado da PCA sobre os detectores de silício após o alvo, dos cintiladores verticais e dos horizontais sem a presença de reações que ocorreram fora do alvo. 98

5.7 (a) Relação entre a carga e a rigidez magnética do íon pesado. (b) Relação entre carga e massa atômica do íon pesado. 99

5.8 (a) Relação entre as medidas de carga do segundo maior pulso nos cintiladores da região de íons pesados $|Z_{2^\circ pulso}|$ e a diferença entre a energia medida no UCAL (E_{UCAL}) e a energia do íon pesado identificado pelo GRIST ($E_{ion\ pesado}$). (b) Histograma da diferença de energia para eventos onde $|Z_{2^\circ pulso}| > 1.8$. A área hachurada é a dos eventos com partícula α selecionados. 100

6.1 Contribuições dos termos nuclear (linha sólida fina) e eletromagnético (linha tracejada) na dependência da seção de choque com a massa do alvo. 101

6.2 Dependência das seções de choque exclusivas com a massa do alvo. 102

6.3 Os canais de decaimento estão identificados pelos núcleos remanescentes no espectrômetro e o núcleo que sofreu colisão inelástica. 103

- 5.9 No topo, o histograma bidimensional de nêutrons versus prótons detectados no espectrômetro dianteiro em reações onde houve a produção de ^{24}Mg . Os outros histogramas representam a distribuição de energia total depositada no calorímetro participante (PCAL), correspondentes às “ilhas” vistas no histograma de nêutrons versus prótons. Uma curva de Landau mais duas gaussianas são ajustados ao espectro de energia no PCAL. Em cada histograma também é apresentado as integrais da gaussiana em torno de 14 GeV e o χ^2 reduzido. 102
- 5.10 Obtenção dos canais de decaimento exclusivos, respectivas eficiências nos cortes efetuados e desvios nas eficiências. 106
- 6.1 Espectro de energia depositada no calorímetro participante (PCAL) em eventos semi-periféricos. A área hachurada corresponde à contagem dos eventos onde houve deposição de um núcleon no PCAL. 114
- 6.2 Contribuições dos termos nuclear (linha sólida fina) e eletromagnético (linha tracejada) na dependência da seção de choque com a massa do alvo. 116
- 6.3 Dependência das seções de choque exclusivas com a massa do alvo. Os canais de decaimento estão identificados pelos núcleons remanescentes no espectrômetro e o núcleon que sofreu colisão inelástica. 117

- 6.4 Dependência da seção de choque com Q da reação nas colisões semi-periféricas de $^{28}\text{Si}+\text{Pb}$. Os pontos redondos referem-se a canais onde um próton incidiu no calorímetro participante (PCAL). Os pontos em forma de cruz referem-se a canais onde um nêutron incidiu no PCAL. 119
- 6.5 Seção de choque versus variação do número de massa do feixe após a colisão com alvo de chumbo. 120
- 6.6 Seção de choque diferencial com relação à energia transversal na região participante ($0.8 < \eta < 4$) para reações semi-periféricas envolvendo um núcleon em colisões $^{28}\text{Si}+^{208}\text{Pb}$ 121
- 6.7 Relação entre a energia transversal e a pseudorapidez na região participante em colisões semi-periféricas com alvo de chumbo. 122
- 6.8 Seção de choque diferencial com relação à multiplicidade de partículas carregadas produzidas nas colisões semi-periféricas utilizando alvo de chumbo. 123
- 6.9 Relação entre a multiplicidade de partículas carregadas e a pseudorapidez em colisões semi-periféricas utilizando alvo de chumbo. 124
- 6.10 Distribuição da energia transversal E_T por partícula carregada N_c nos intervalos de pseudorapidez definidos pelos segmentos do calorímetro participante. A parte superior refere-se a reações semi-periféricas, na parte inferior refere-se a reações pA apresentadas em [4] 125

- 7.1 Comparação entre os espectros de energia transversal entre colisões semi-periféricas e colisões pA [4]. 128
- 7.2 Distribuição do parâmetro de impacto b entre os eventos semi-periféricos envolvendo ^{28}Si e ^{208}Pb 129
- 7.3 Comparação entre colisões semi-periféricas e colisões pA [4] da energia transversal diferencial em relação à pseudorapidez. 130
- 7.4 Comparação entre as seções de choque diferenciais da multiplicidade de partículas carregadas para colisões semi-periféricas e colisões pA [4]. 131
- 7.5 Distribuição da multiplicidade com relação aos intervalos de pseudorapidez no detector para colisões semi-periféricos e colisões pA [4]. 132

Lista de Tabelas

3.1	Lista dos detectores no espectrômetro dianteiro, suas funções e posições em relação ao alvo.	44
3.2	Descrição das câmaras proporcionais utilizadas no espectrômetro dianteiro.	49
5.1	Canais de decaimento que podem ser identificados pelo aparato em colisões efetuadas com o feixe de ^{28}Si e as distribuições de núcleons isolados nos detectores do experimento. Destaques sublinhados referem-se aos canais onde se espera eventos com um núcleon participante.	87
5.2	Limites impostos nos ajustes das distribuições usadas no espectro de energia depositada no PCAL.	101
6.1	Relação dos alvos utilizados, massa atômica, carga, espessura do alvo e número total de partículas avaliadas pelo sistema de "trigger" em cada um dos alvos.	113

6.2 Parâmetros obtidos no ajuste da fórmula 6.30 com as seções de choque de alguns canais semi-periféricos exclusivos. 118

7.1 Descrição dos dados experimentais e dos procedimentos de análise. 120

7.2 Resultados experimentais e comparação com os cálculos teóricos. 125

7.3 Discussão dos resultados e conclusão. 130

8.1 Descrição dos dados experimentais e dos procedimentos de análise. 135

8.2 Resultados experimentais e comparação com os cálculos teóricos. 140

8.3 Discussão dos resultados e conclusão. 145

9.1 Descrição dos dados experimentais e dos procedimentos de análise. 150

9.2 Resultados experimentais e comparação com os cálculos teóricos. 155

9.3 Discussão dos resultados e conclusão. 160

10.1 Descrição dos dados experimentais e dos procedimentos de análise. 165

10.2 Resultados experimentais e comparação com os cálculos teóricos. 170

10.3 Discussão dos resultados e conclusão. 175

11.1 Descrição dos dados experimentais e dos procedimentos de análise. 180

11.2 Resultados experimentais e comparação com os cálculos teóricos. 185

11.3 Discussão dos resultados e conclusão. 190

Capítulo 1

Introdução

A aceleração de íons pesados a velocidades relativísticas ($P_{LAB}/A > 10\text{GeV}$) tem possibilitado a investigação da fragmentação de projéteis em regimes que antes não eram possíveis. Com as energias obtidas foi possível testar idéias e hipóteses desenvolvidas em investigações similares realizadas sob regimes de baixas energias. A cinemática única e a natureza da interação entre dois objetos massivos torna possível a abordagem de vários tópicos que vão desde estrutura nuclear até a síntese de novos objetos hadrônicos.

No estudo de colisões entre íons pesados relativísticos, grande ênfase vem sendo dada ao estudo de colisões altamente centrais, em que o interesse primeiro é a detecção da formação do plasma de quarks e glúons (QGP) e o estudo de suas propriedades. Entretanto, colisões entre íons pesados abrem a possibilidade de estudar outros fenômenos inerentes ao sistema físico. Íons pesados são únicos no sentido de serem geradores de núcleons. Acelerados a velocidades relativísticas,

vários aspectos coletivos se tornam importantes. Certamente é uma ferramenta indispensável na formação e estudo da matéria hadrônica de altas densidades, graças à contração relativística. Porém em colisões não centrais, com parâmetros de impacto grandes, outros fenômenos podem ser investigados. Em colisões com parâmetros de impacto maiores que a soma dos raios a contração relativística do campo elétrico do projétil gera um pulso eletromagnético que excita o alvo a centenas de MeVs. Tal situação foi explorada no passado em várias experiências [1, 2] e é uma ferramenta muito útil para o estudo de ressonâncias gigantes em vários núcleos incluindo feixes radioativos.

Colisões periféricas onde a interação forte começa a ser observada (colisões semi-periféricas) é uma outra situação física única a colisões de íons pesados (Figura 1.1). Nessa situação núcleons ainda em estado ligado sofrem colisões inelásticas NN. Podemos ter uma colisão pp, pn ou nn que acontece na superfície dos núcleos que participam da reação. Nesse caso, uma das questões a ser investigada é se o comportamento da colisão NN é similar a medidas feitas com os mesmos sistemas mas com núcleons acelerados livremente, colisões pA por exemplo. Nesse trabalho, definiremos as colisões semi-periféricas como aquelas onde apenas um núcleon é “arrancado” do núcleo e ganha considerável momento transversal.

Muitos modelos dinâmicos foram propostos para descrever colisões de íons pesados acelerados a energias relativísticas. Um deles propõe que o processo de colisão pode ser descrito como uma superposição de “chuveiros” hadrônicos no interior do núcleo [3]. Conclusões neste sentido foram reforçadas no estudo de

colisões pA [4] onde a simulação, que considera a contribuição de múltiplos espalhamentos no interior do núcleo a partir de um núcleon incidente, concorda muito bem com os dados obtidos. Colisões semi-periféricas devem auxiliar no entendimento da dinâmica envolvida nas colisões relativísticas, já que a reação envolve apenas um núcleon periférico, e a contribuição do múltiplo espalhamento na evolução da distribuição de energia dentro do núcleo deve ser reduzida. Já nas colisões pA, o próton incidente pode atravessar regiões mais internas do núcleo, interagindo com mais núcleons e favorecendo assim o múltiplo espalhamento. Diferenças entre colisões semi-periféricas e colisões pA podem trazer à luz informações que verifiquem os modelos de colisões AA baseados na superposição de reações NN.

Após a colisão, também ocorre a produção de partículas secundárias, na maioria píons, e o fragmento pesado remanescente emerge da colisão em vários estados excitados, podendo de-excitar pela emissão de poucos núcleons, proporcionando uma grande variedade de objetos hadrônicos, incluindo núclídeos fora da linha de estabilidade.

A influência da interação forte foi anteriormente verificada em colisões extremamente periféricas sob a forma de uma contribuição na seção de choque da dissociação eletromagnética (EMD) [1, 2] possuindo dependência com a soma dos raios dos núcleos alvo ($\propto A_T^{1/3}$) e projétil ($\propto A_p^{1/3}$). Dados sobre fragmentação de projéteis, onde a interação forte é predominante, foram obtidos no Experimento 814 [5, 6] e confirmaram a constância da seção de choque com o momento do feixe, tendência observada em estudos anteriores para momentos de feixe no

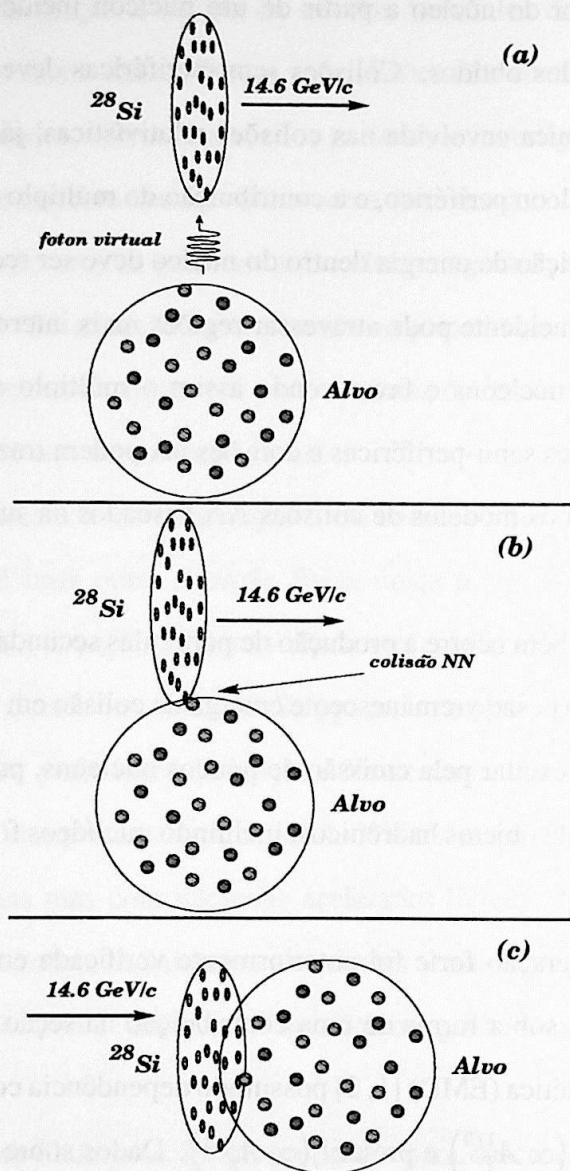


Figura 1.1: Ilustração dos tipos de colisão entre o núcleo alvo e incidente. (a) Colisão extremamente periférica, (b) semi-periférica e (c) central.

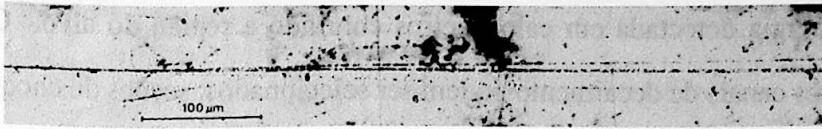


Figura 1.2: Colisão semi-periférica envolvendo um íon incidente de ^{14}N de 2 GeV por núcleon e um núcleo na emulsão. Nesta colisão são identificadas três partículas α e um próton com velocidade próxima do feixe.[9]

referencial de laboratório acima de 2 GeV [7] e pelo modelo da fragmentação limitada [8], podendo ser também parametrizada pela soma dos raios dos núcleos participantes da reação. Colisões envolvendo núcleons superficiais, como nas colisões semi-periféricas aqui definidas, podem ser considerados um caso extremo de fragmentação do núcleo onde o número de núcleons participantes é limitado a um.

A maioria dos estudos experimentais abordando colisões semi-periféricas utiliza detecção através de emulsões nucleares, como no trabalho pioneiro de Heckman et al. [9] (vide figura 1.2), não dispondo de identificação exclusiva dos diferentes canais de emissão evento a evento. O Experimento 814 do AGS de Brookhaven é um dos poucos experimentos cujo aparato permite o estudo detalhado não apenas de colisões altamente centrais (estudadas por um grande número de experimentos) mas também de colisões semi-periféricas e extremamente periféricas. Este experimento é dotado de um espectrômetro dianteiro de alta resolução, que permite reconstruir a trajetória das partículas carregadas emitidas próximo a 0^0 e identificar os diversos canais de decaimento evento a evento. Além disso, o experimento permite separar eventos provenientes de colisões extremamente periféricas daqueles provenientes de colisões semi-periféricas e centrais,

através da energia detectada em calorímetros cobrindo a região do alvo. Com isso, diferentes canais de decaimento podem ser seleccionados, seções de choque e outras grandezas físicas podem ser determinadas para cada canal exclusivo.

Este trabalho irá relatar as investigações realizadas sobre os processos envolvidos nas colisões semi-periféricas utilizando um feixe de ^{28}Si com momento de $14.6 \text{ GeV}/c$ por núcleon incidindo sobre alvos fixos de ^{208}Pb , ^{120}Sn , ^{63}Cu e ^{27}Al . No próximo capítulo são abordados alguns aspectos teóricos que envolvem colisões de íons pesados relativísticos. No Capítulo 3 é descrito o aparato experimental utilizado para aquisição dos dados. No Capítulo 4 é dado destaque aos ajustes e calibrações dos detectores utilizados neste trabalho. A redução de dados e o método de identificação dos canais de decaimento são mostrados no Capítulo 5. A determinação das seções de choque para vários canais de decaimento exclusivos, a seção de choque diferencial envolvendo o canal inclusivo e os cálculos e variáveis envolvidas são mostradas no Capítulo 6. As análises finais, incluindo comparações com dados de colisões pA, são mostradas no Capítulo 7.

Capítulo 2

Aspectos Teóricos

Neste capítulo veremos o que podemos esperar teoricamente sobre o comportamento das seções de choque na situação em que apenas um núcleon periférico participa da colisão. Estudaremos os efeitos coerentes (onde ocorre a troca de fótons virtuais e/ou mésons vetoriais entre os núcleos envolvidos) e incoerentes (onde a interação ocorre entre núcleons). Também será dada uma introdução sobre as variáveis globais envolvidas nas colisões relativísticas e que podem ser medidas em laboratório.

2.1 Tópicos teóricos referentes à seção de choque

A natureza das colisões entre dois núcleos A_P e A_T , com raios R_P e R_T respectivamente, pode ser caracterizada pelo parâmetro de impacto b . Para os núcleos colidentes, o parâmetro de impacto serve como critério para selecionar núcleons

que sofrem espalhamento inelástico (núcleons participantes) dentre aqueles que não participam da colisão (núcleons espectadores). De uma forma geral, há três classes principais de colisões (Figura 1.1) :

- Colisões onde $b = 0$ são usualmente denominadas colisões centrais e elas atingem o mais alto grau de inelasticidade da colisão entre os núcleos.
- Colisões onde $0 < b < R_P + R_T$ são do tipo intermediário onde os fragmentos remanescentes movem-se dianteiramente com a mesma velocidade sendo que o núcleo apresenta uma trajetória levemente alterada por um movimento transversal.
- Colisões onde os dois núcleos interagem apenas eletromagneticamente, $b > R_P + R_T$ e assemelhando-se a uma colisão e^+e^- .

Em colisões periféricas três mecanismos de espalhamento distintos estão presentes, sendo um Coulombiano e dois hadrônicos. No espalhamento Coulombiano, quando o projétil passa perto do núcleo alvo, a interação se torna importante devido à quantidade de carga que os núcleos possuem. O espalhamento hadrônico envolve dois termos distintos :

- o processo coerente que reflete o espalhamento de um projétil pelo alvo como um todo e
- um termo incoerente que descreve a contribuição do espalhamento NN individualmente na superfície dos sistemas em colisão.

Em todos os tipos de colisão descritos ocorrem excitações no núcleo remanescente com subsequente decaimento pela emissão de poucos núcleons. Em colisões AA e pA a seção de choque pode em geral ser escrita [10]

$$\frac{d^3\sigma}{dk^3} = |f_{el}(\vec{k})|^2 + \frac{d^3\sigma}{dk^3}_{in}, \quad (2.1)$$

com

$$|f_{el}(\vec{k})|^2 = |f_{coul}(\vec{k}) + f_{had}(\vec{k})|^2.$$

\vec{k} é o momento transferido, $f_{coul}(\vec{k})$ e $f_{had}(\vec{k})$ são as amplitudes de espalhamento elásticas Coulombiana e hadrônica coerente. Os responsáveis pelo efeito coletivo no núcleo, induzido durante a colisão, são a troca de fótons virtuais, descrita no termo Coulombiano, e a troca de mésons vetoriais, descrita no termo hadrônico, entre os dois núcleos colidentes, provocando excitação de dipolo gigante ressonante. O termo $\frac{d^3\sigma}{dk^3}_{in}$ que descreve o espalhamento hadrônico incoerente é entendido como a interação individual entre os núcleons participantes.

A troca de fótons e mésons pode ser estudada em um formalismo matricial de primeira ordem dos diagramas de Feynman para a excitação de um dipolo gigante ressonante[11]. Os diagramas são mostrados na figura 2.1. Temos inicialmente os núcleos A e B nos respectivos estados fundamentais $|P_A, g.s\rangle$ e $|P_B, g.s\rangle$ e os núcleos com momentos e estados finais $|P'_A, E_A^*\rangle$ e $|P'_B, E_B^*\rangle$. $D_{eletrom.}(x-y)$ e $D_{forte}(x-y)$ são os propagadores de Feynman do campo eletromagnético e forte respectivamente e $j_\mu(x_i)$ é a densidade de corrente. Expressões analíticas para os termos eletromagnéticos σ_c , nuclear coerente σ_s e interferência Coulombiana-

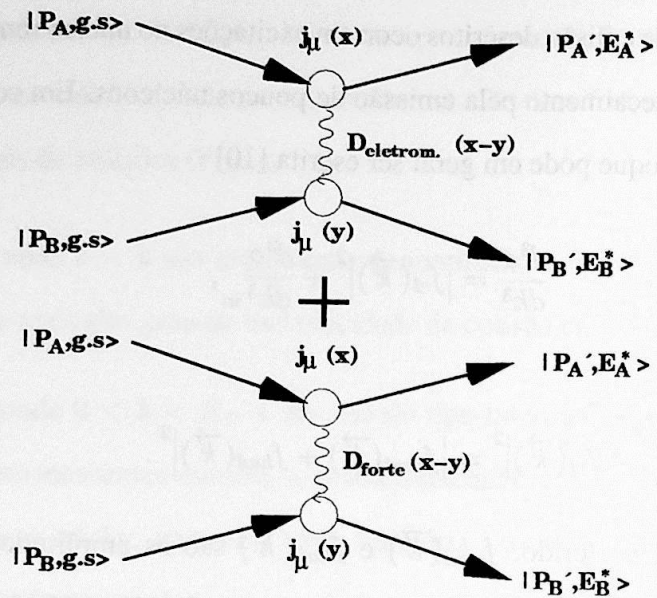


Figura 2.1: Diagramas de Feynman para excitação Coulombiana e Forte em primeira ordem.

nuclear σ_{cs} da seção de choque para colisões de um feixe A com o alvo B podem ser derivadas a partir das matrizes de espalhamento núcleo-núcleo onde a regra da soma de seus elementos obedece um modelo macroscópico correspondente a um fluido incompressível [11]. Correntes magnéticas foram negligenciadas e foram feitas aproximações para altas energias ($\gamma \gg 1$) e baixa transferência de momento ($qR \ll 1$). Para energia de excitação no estado final do núcleo incidente E^* e massa do núcleon m , as expressões são

$$\sigma_c = 3.5 \times 10^{-3} Z_B^2 \frac{N_A Z_A}{A_A^{2/3}} \ln \left(\frac{\delta}{\xi} + 1 \right) \text{ mb},$$

$$\text{onde } \xi = \frac{E^* b_{\min}}{\beta \gamma} \text{ e } \delta = 0.681085 \dots$$

$$\sigma_s = 26.65 (2\pi^2) g_v^4 A_A^{4/3} e^{-2\mu b_{\min}} \text{ mb}$$

$$\sigma_{cs} = \frac{\alpha g_v^2 (\pi N_A Z_A)^{1/2}}{10m} Z_B A_B^{1/3} \frac{e^{-\mu b_{\min}}}{\sqrt{\mu b_{\min}}} \text{ mb}$$

Aqui as seções de choque teóricas para os termos nucleares e de interferência Coulombiana-nuclear dependem sensivelmente da massa do méson de troca μ (MeV) e da constante de acoplamento $\frac{g^2}{4\pi} = 0.9$. Considerando a massa do méson μ igual a 300 MeV e usando o feixe de ^{28}Si com alvo de chumbo e limitando-nos a colisões periféricas ($b_{min} = R_A + R_B$), no trabalho de Bracco e Nemes [11] foi encontrado $\sigma_c = 927.11\text{mb}$, $\sigma_s = 9.01 \times 10^{-7}\text{mb}$ e $\sigma_{cs} = 2.50 \times 10^{-4}\text{mb}$. O termo Coulombiano é altamente predominante quando consideramos apenas contribuições coletivas no núcleo. Nenhum dos termos nucleares depende do momento do feixe. O termo nuclear coletivo bem como o de interferência Coulombiana-nuclear podem assim ser desprezados quando consideramos excitações coletivas provocadas por mésons vetoriais.

O termo incoerente da seção de choque correspondente à remoção de um núcleon é abordado por Hufner e Nemes [12] e Bracco e Nemes [11] usando a formulação de Glauber para o múltiplo espalhamento. Considere o projétil AZ com função de onda intrínseca ψ_0 parado e o alvo T com função de onda θ_0 aproximando-se com momento $-\vec{p}_0$. Após a reação, um fragmento com $A - 1$ núcleons é detectado em um estado estável ϕ_α com momento \vec{k} juntamente com um núcleon n possuindo momento \vec{p} e função de onda de espalhamento $\eta_{\vec{p}}$. O estado final do alvo Θ_β não pode ser observado (vide figura 2.2). A equação que descreve a reação no referencial do projétil é

$$^AZ \{|\vec{0}, \psi_0\rangle\} + T \{|\vec{-p}_0, \theta_0\rangle\} \rightarrow ^{A-1}Z \{|\vec{k}, \phi_\alpha\rangle\} + n \{|\vec{p}, \eta_{\vec{p}}\rangle\} + T' \{|\vec{-p}_0 - \vec{q}, \theta_\beta\rangle\}$$

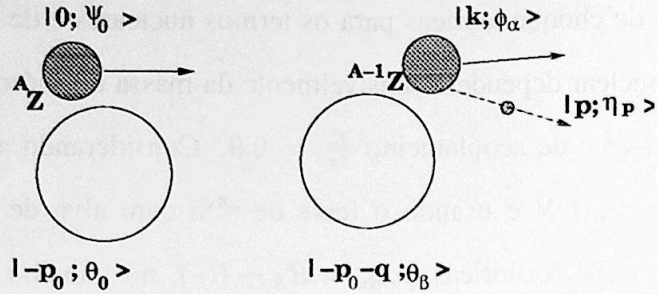


Figura 2.2: Diagrama do processo inelástico envolvido na colisão semi-periférica.

A seção de choque correspondente a esta equação é dada por

$$\frac{d^3\sigma}{dk^3} = \int d^2q \sum_{\alpha} \sum_{\beta} \left| \int \frac{d^2b}{2\pi} e^{-i\vec{q} \cdot \vec{b}} \left\langle \eta_{\vec{q}-\vec{k}}; \Theta_{\beta} \left| 1 - \prod_{i \in P, j \in T} (1 - \Gamma_{ij}) \right| \psi_0; \Theta_0 \right\rangle \right|^2$$

onde $\Gamma_{ij}(\vec{x}_i + b - \vec{y}_j)$ são as funções perfil para a colisão entre um núcleon i localizado em \vec{x}_i no projétil e um núcleon j em \vec{y}_j no alvo. \vec{x}_i e \vec{y}_j são referentes aos centros de massa do projétil e do alvo respectivamente. \vec{b} é a distância transversa entre o projétil e o alvo. O desenvolvimento desta expressão é detalhado na referência [12] e fornece o resultado para a seção de choque do termo inelástico

$$\sigma_{in} = \int 2\pi s D(\vec{s}) T_p(\vec{s}) ds \quad (2.2)$$

com

$$T_p(\vec{s}) = \int dz \int_{k_{min}}^{\infty} d\vec{k} W(\vec{s}, z, \vec{k})$$

que descreve a espessura para o núcleon que foi removido do núcleo projétil.

\vec{s} é o vetor posição do núcleon em relação ao centro do núcleo e k_{min} corre-

sponde ao limite inferior referente à barreira Coulombiana no caso do núcleon removido ser carregado. A transformada de Wigner $W(\vec{s}, z, \vec{k})$ contém a distribuição de momento do núcleon removido. A função distorção $D(\vec{s})$ contém a dinâmica da reação e localiza a reação sobre a superfície nuclear [12]. Após cálculos numéricos [11], verifica-se que 2.2 é predominante quando ocorre alguma superposição dos núcleos e é proporcional à soma dos raios dos núcleos projétil e alvo ($\propto A_P^{1/3} + A_T^{1/3}$), indicando que a superposição se dá apenas na periferia dos núcleos. O termo incoerente da seção de choque σ_{in} é independente do momento do feixe como previsto no Modelo da Fragmentação Limitada [8]. Este modelo assume que as interações nucleares no regime relativístico devem ser independentes do feixe, exceto por um fator geométrico, que no nosso caso é a soma dos raios dos núcleons envolvidos na colisão.

2.2 Variáveis globais

Podemos pesquisar algumas propriedades termodinâmicas como a temperatura, densidade de energia e entropia da matéria nuclear quente produzida em colisões relativísticas a partir de variáveis globais que possam ser medidas em laboratório. Geralmente, estas variáveis são estudadas na forma de espectros que possam ser comparados com simulações de Monte Carlo ou mesmo outros dados experimentais.

Para uma simples partícula produzida em uma colisão, podemos medir quantidades como momento, energia e massa. O momento normalmente é decomposto

em componentes transversal (p_T) e longitudinal (p_L). O momento longitudinal é convenientemente expresso em termos da rapidez y dada por,

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_L}{E - p_L} \right) = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{1 + \beta \cos \theta}{1 - \beta \cos \theta} \right)$$

onde E é a energia cinética da partícula, $\beta = \frac{v}{c}$ e θ é o ângulo polar de emissão.

A variável da rapidez tem a propriedade útil de ser uma transformação linear sobre uma transformação de Lorentz:

$$y_2 = y_1 + y_{12},$$

onde $y_{12} = \ln [\gamma (1 + \beta)]$ depende dos valores β e $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$ entre os sistemas de coordenadas 1 e 2. Quando as velocidades envolvidas se tornam relativísticas ($\beta \sim 1$) e a partícula tem pouca massa, a rapidez pode ser substituída pela pseudorapidez η

$$\eta = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{1 + \cos \theta}{1 - \cos \theta} \right) = -\ln \left(\tan \frac{\theta}{2} \right).$$

A pseudorapidez é uma função somente do ângulo, o que é conveniente quando as partículas não podem ser identificadas ou seu momento é desconhecido. Quando usamos a pseudorapidez como uma aproximação da rapidez, devemos ter cuidado quanto à validade desta aproximação para diferentes partículas. A diferença entre a pseudorapidez e a rapidez é muito pequena para partículas leves, como píons, mas há uma diferença significativa para núcleons, principalmente aqueles que

sofrem grande deflexão durante a colisão, por se tornarem lentos com relação ao feixe, não valendo mais a aproximação $\beta \sim 1$.

Tomando uma média entre vários eventos, tipicamente as variáveis globais são constantes quando são funções do ângulo azimutal. Análises envolvendo o ângulo azimutal geralmente são úteis quando procuramos correlação entre duas partículas, que não está no escopo deste trabalho.

A energia transversal produzida na colisão é uma ferramenta útil para estimar a centralidade da colisão. Partindo de um modelo geométrico simples, poderíamos calcular o parâmetro de impacto b utilizando o espectro da energia transversal,

$$\pi b^2 = \sigma(0 \rightarrow b) = \int_{E_T}^{\infty} \frac{d\sigma}{dE_T'} dE_T' \quad (2.3)$$

onde $\frac{d\sigma}{dE_T'}$ é a seção de choque diferencial da colisão sem nenhum critério de seleção.

A multiplicidade de partículas carregadas produzidas nos auxilia a verificar se as partículas criadas durante a colisão (na maioria píons) interagem novamente com a matéria nuclear, processo comumente chamado de *reempalhamento*. Podemos comparar as distribuições de multiplicidade com simulações que envolvam ou não reempalhamento. A forma da distribuição de multiplicidade das partículas carregadas com a pseudorapidez $\frac{dN}{d\eta}$ se assemelha com a distribuição da energia transversal.

Uma variável muito útil é a energia transversal por partícula carregada em relação à pseudorapidez, calculada a partir das distribuições de energia transversal

e multiplicidade de partículas carregadas. Esta razão possibilita visualizar ângulos onde a proporção de píons por núcleon das partículas produzidas durante a colisão se altera, ou mesmo ângulos onde o momento transversal é maior.

Capítulo 3

O Experimento 814

O experimento 814 foi montado no AGS do Laboratório Nacional de Brookhaven (figura 3.1). Participaram do experimento cerca de 50 físicos de 10 instituições, incluindo o grupo do Laboratório de Instrumentação e Partículas (LIP) da Universidade de São Paulo. O experimento, visualizado na figura 3.2, utilizou um feixe de ^{28}Si com momento no referencial do laboratório de 14.6 GeV/c por núcleon.

O uso de íons pesados relativísticos para o estudo das colisões semi-periféricas oferece um grande número de vantagens experimentais, particularmente na investigação de estados finais específicos. O projétil incide com uma energia $E_p \approx A_p m_N \gamma$ (em unidades com $c=1$) onde A_p é o número de núcleons no projétil, m_N é a massa do núcleon e γ é o fator de Lorentz, que é aproximadamente 15 nas energias fornecidas pelo AGS. Como a velocidade dos fragmentos produzidos durante a colisão, no referencial do centro de massa do sistema alvo+projétil, é bem menor que a velocidade do projétil, a energia dos produtos de decaimento

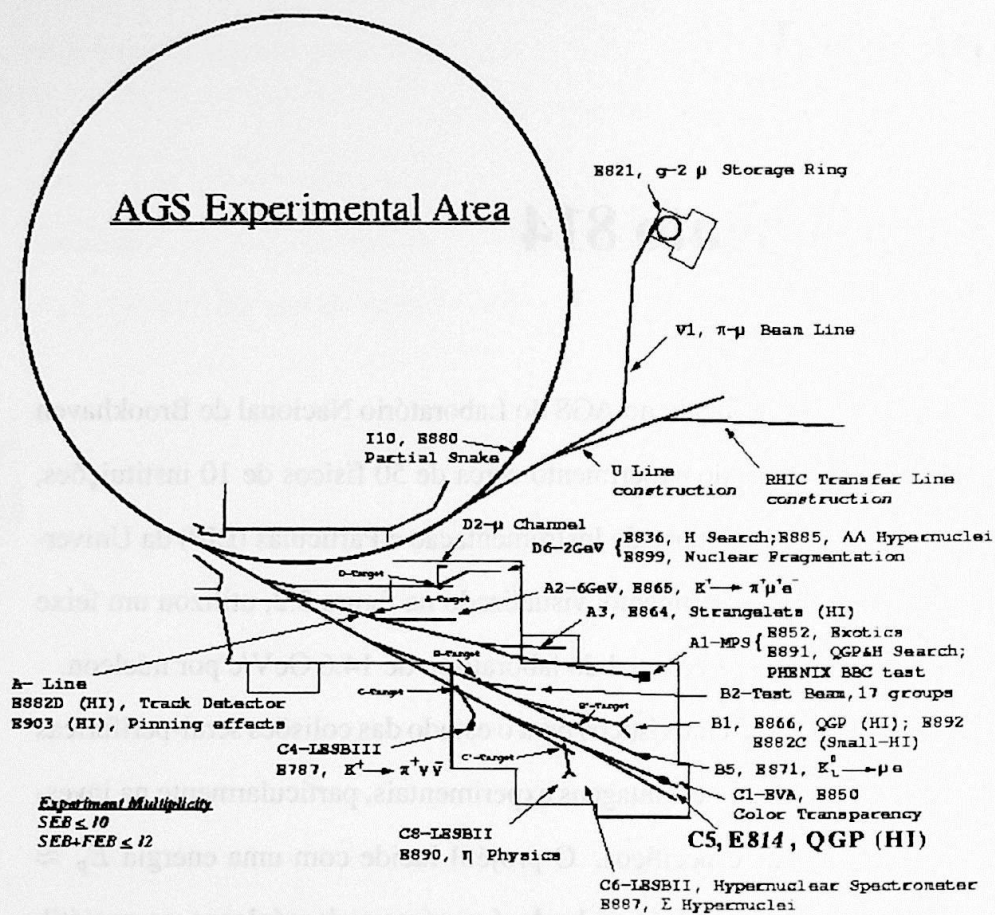


Figura 3.1: Vista geral do AGS e a localização do Experimento 814.

deve ser $E_{frag.} \approx A_{frag.} m_N \gamma$. Assim, uma medida desta energia com precisão $\Delta E/E \sim 1/A$ é adequada para determinar A . A deflexão magnética no espectrômetro após o alvo é proporcional a $\frac{1}{(A/Z)m_N \gamma}$. Desta forma, uma medida da deflexão angular permite determinar a razão A/Z dos fragmentos produzidos na colisão. Como também dispomos de cintiladores para medida de carga elétrica dos fragmentos, podemos ter uma identificação não ambígua de um grande número de canais de decaimento exclusivos, evento a evento.

O experimento permite selecionar eventos conforme a centralidade da colisão, através da análise da distribuição de energia nos vários detectores na região do alvo. Para minimizar interações fora do alvo, já que o experimento não é realizado em vácuo, balões de hélio preenchem a região do espectrômetro dianteiro.

3.1 Detectores

Os detectores no experimento podem ser resumidos em três grupos: monitores do feixe para seleção preliminar dos íons vindos do acelerador (figura 3.3), detectores que cobrem a região do alvo (figura 3.3) e espectrômetro dianteiro que analisa os fragmentos emitidos próximos a zero grau. Os dois dipolos magnéticos M1 (campo magnético de 19.63 kG) e M2 (20.53 kG) (figura 3.2) defletem os fragmentos carregados que atravessam o orifício central no Calorímetro Participante (Participant Calorimeter - PCAL).

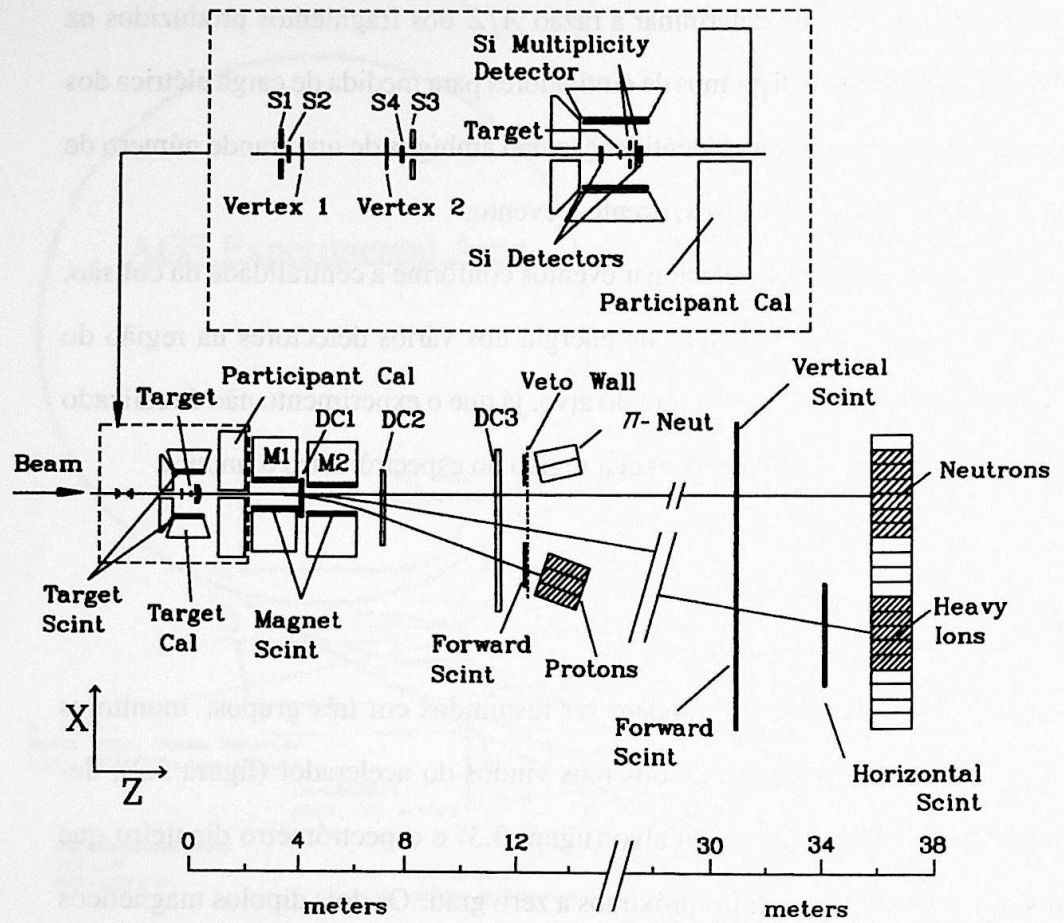


Figura 3.2: Representação esquemática dos detectores no aparato experimental do E814. O quadro superior mostra detalhes dos detectores de definição do feixe e a região do alvo.

3.1.1 Detectores para definição do feixe

Cintiladores do Feixe ("Beam Scintillator" S1,S2,S3,S4)

Verificam o alinhamento do feixe. O sistema de detectores para definição do feixe consiste em dois cintiladores (S2 e S4) com diâmetros de 1.8 e 0.9 cm, a 6.3 e 2.3 m do alvo respectivamente, e dois cintiladores de veto (S1 e S3) com diâmetros de 15 cm e orifícios centrais de 1.5 e 0.6 cm, a 6.5 e 1.8 m do alvo. Em S2 e S4 foram instaladas duas fotomultiplicadoras em cada um dos cintiladores enquanto que em S1 e S3 foram instaladas quatro fotomultiplicadoras em cada um. O sinal de "start" T0 usado para a medida do tempo de vôo foi obtido no cintilador S4. A definição do feixe é dada pela lógica $S2.S4.\overline{S1}.\overline{S3}$, que aceita feixes dentro do diâmetro de 3.0 mm e divergência menor que 1 mrad.

Detector de vértice do feixe ("Beam Vertex")

O detector de vértice do feixe é composto por duas placas de silício com espessura de 300 μm . As placas são segmentadas em 384 tiras de 50 μm de largura paralelas à direção Y e perpendiculares ao plano de deflexão do espectrômetro, situadas a 5.6 e 2.6m do alvo. A informação fornecida pelas duas placas define o ângulo horizontal do feixe com resolução melhor que 20 μrad e posição com resolução de 50 μm . Estas informações serão importantes na reconstrução geométrica da colisão a fim de obter a trajetória dos fragmentos emitidos próximos a zero grau. Cada uma das tiras se comporta como um diodo PIN "back-biased" que cria pares elétron-buraco (portanto, um pulso de corrente) quando ocorre a

passagem de alguma partícula carregada. Os sinais são amplificados e discriminados por cartões instalados no próprio detector, cujo limiar de disparo pode ser controlado via instruções CAMAC.

3.1.2 Detectores da Região do Alvo

Os detectores próximos ao alvo (figura 3.3) permitem uma cobertura calorimétrica próxima a 4π com abertura de 0.8° em torno do feixe. É utilizado também um detector de multiplicidade para partículas carregadas. A descrição detalhada de cada um dos detectores é dada a seguir.

Detectores de silício antes e após o alvo ("Upstream and Downstream Si Detectors")

Consistem em dois detectores de barreira de superfície com 200mm^2 de área e $100\ \mu\text{m}$ de espessura. Eles são localizados antes e depois do alvo para identificar a carga do feixe incidente e dos íons emergentes.

Detectores de multiplicidade

São dois discos de silício com espessura de $300\ \mu\text{m}$, ambos com diâmetro externo de 6.8cm e interno de 2.8 e 0.7 cm, a 3.4 e 8.2 cm do alvo respectivamente. Eles são divididos em 512 elementos, o que possibilita medir a multiplicidade das partículas carregadas produzidas na colisão. Esta geometria define uma cobertura angular completa para o intervalo entre 4.8° e 63.4° (detalhe da Figura 3.3). Cada segmento produz um "bit" que indica a passagem ou não de partícula carregada

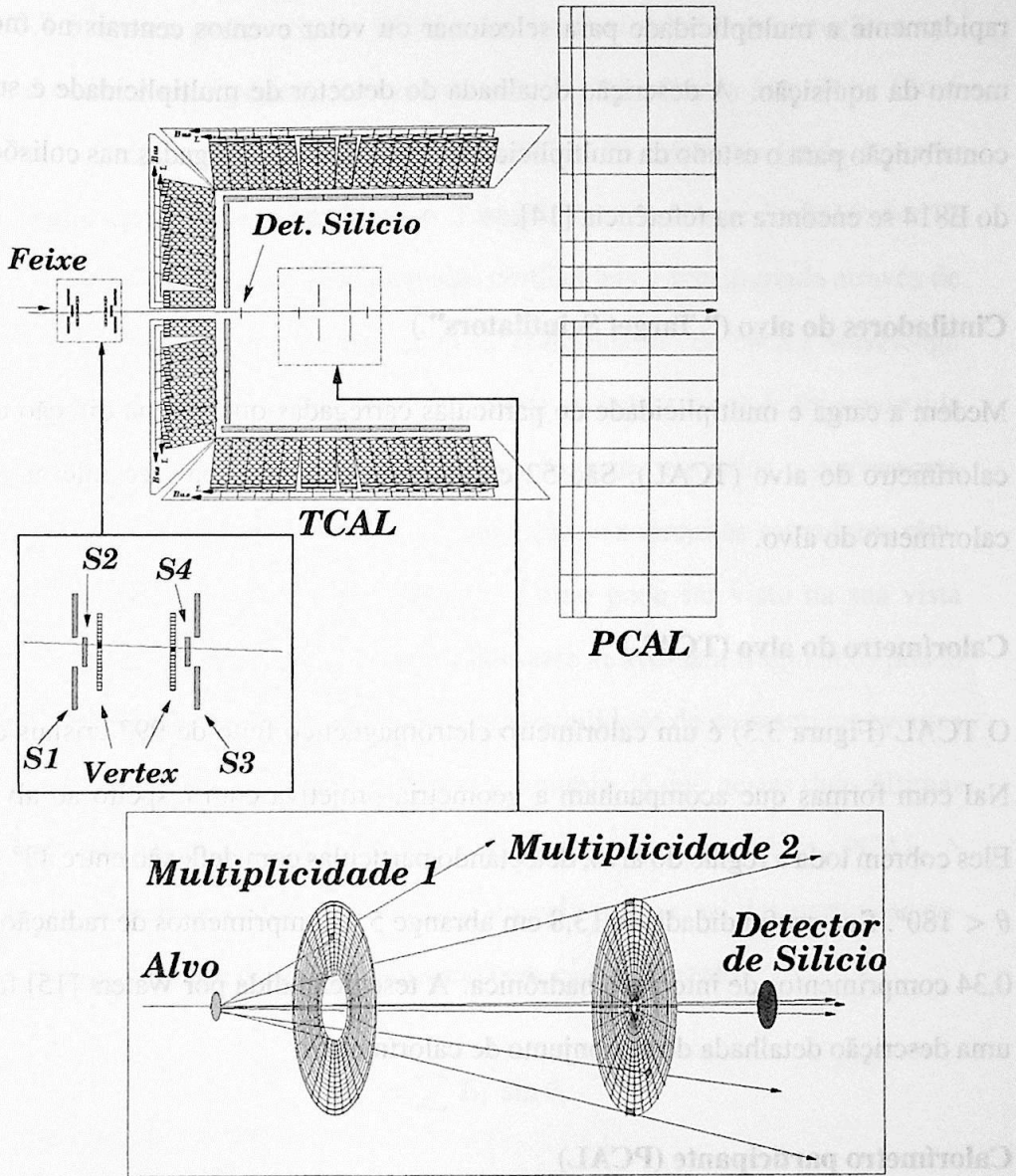


Figura 3.3: Detectores de definição do feixe(S1, S2, S3, S4 e Vertex) e na região do alvo (calorímetro do alvo - TCAL, calorímetro participante - PCAL, detectores de multiplicidade 1 e 2 e detectores de silício antes e após o alvo).

através dele. Sistemas eletrônicos utilizados no sistema de “trigger” verificam rapidamente a multiplicidade para selecionar ou vetar eventos centrais no momento da aquisição. A descrição detalhada do detector de multiplicidade e sua contribuição para o estudo da multiplicidade de partículas carregadas nas colisões do E814 se encontra na referência [14].

Cintiladores do alvo (“Target Scintillators”)

Medem a carga e multiplicidade de partículas carregadas que vão na direção do calorímetro do alvo (TCAL). São 52 cintiladores alinhados na face interna do calorímetro do alvo.

Calorímetro do alvo (TCAL)

O TCAL (Figura 3.3) é um calorímetro eletromagnético feito de 992 cristais de NaI com formas que acompanham a geometria projetiva com respeito ao alvo. Eles cobrem toda a região do alvo, detectando partículas com deflexão entre $48^\circ < \theta < 180^\circ$. Sua profundidade de 13.8 cm abrange 5.4 comprimentos de radiação e 0.34 comprimentos de interação hadrônica. A tese defendida por Waters [15] faz uma descrição detalhada deste conjunto de calorímetros.

Calorímetro participante (PCAL)

É um calorímetro composto por placas de chumbo e de cintilador (1.0/0.3 cm de espessura) intercaladas. Mede a energia de partículas com deflexão polar $0.8^\circ < \theta < 47^\circ$, correspondente a pseudo-rapidez $0.83 < \eta < 4.7$, possuindo

profundidade correspondente a quatro comprimentos de interação hadrônica. A figura 3.4 mostra a geometria do PCAL. Os detalhes sobre a construção e operação do calorímetro podem ser encontrados nas referências [16, 26]. Ele é segmentado lateralmente em 8 elementos radiais e 16 azimutais tendo 4 níveis de profundidade (2 eletromagnéticos e 2 hadrônicos), totalizando $8 \times 16 \times 4 = 512$ canais. A luz produzida nas 8000 camadas cintiladoras é transportada através de fibras ópticas dopadas com um conversor de comprimento de onda ("wavelength shifter") até a fotomultiplicadora correspondente ao segmento onde foi produzida a cintilação. Os sinais provenientes dos fototubos são enviados a conversores analógico-digitais, lidos pelo sistema de aquisição, e a circuitos somadores rápidos para análise pelo sistema de "trigger". Como pode ser visto na sua vista frontal o PCAL possui um orifício central por onde atravessam fragmentos pouco defletidos na colisão. Esta geometria abre a possibilidade de caracterizar eventos extremamente periféricos, semi-periféricos e centrais, já que nestas duas últimas situações as partículas remanescentes da colisão depositam energia no PCAL. A sua alta segmentação permite determinar a energia transversal das partículas coletadas através da soma da energia detectada em cada segmento

$$E_T = \sum_i E_i \sin \theta_i$$

onde θ_i é o ângulo formado entre o vetor posição do segmento i e o eixo do feixe com origem na posição do alvo.

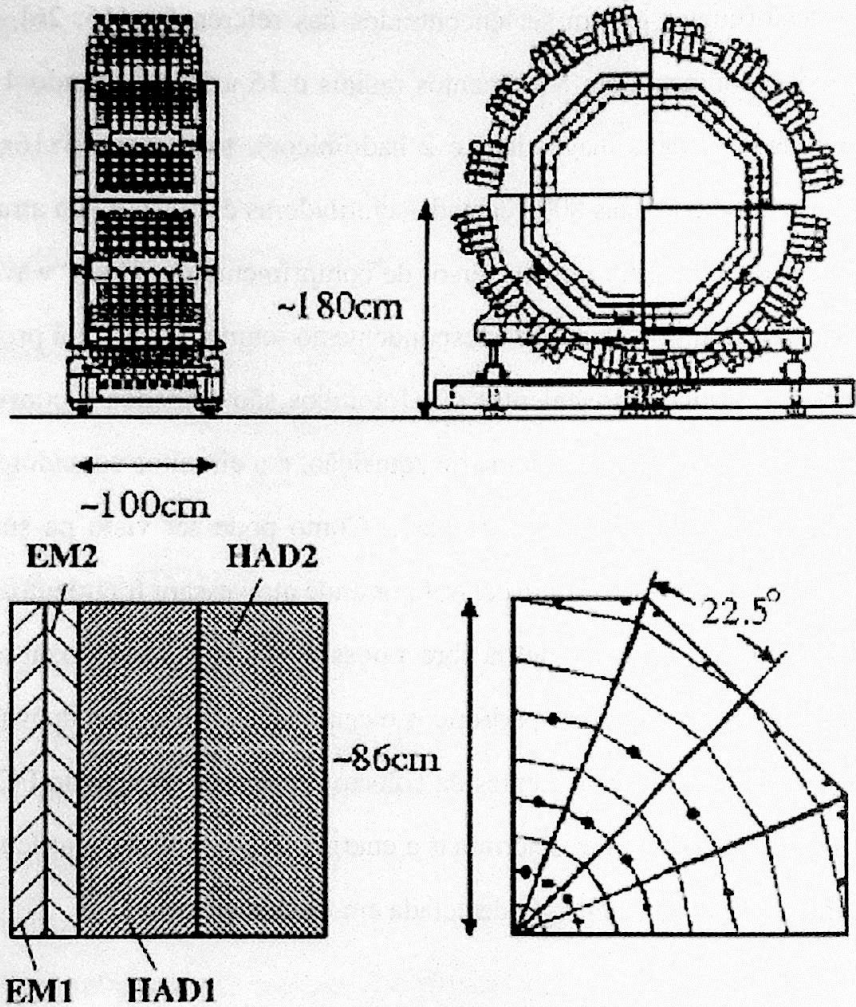


Figura 3.4: Visão lateral (acima à esquerda) e visão frontal (acima à direita) do PCAL, seu esquema longitudinal (abaixo à esquerda) e segmentação lateral (abaixo à direita).

3.1.3 Detectores do Espectrômetro Dianteiro

Para o acompanhamento dos fragmentos pouco defletidos no processo de colisão, como os íons pesados remanescentes e fragmentos resultantes da excitação nucleônica, o espectrômetro dispõe de câmaras proporcionais DC1, DC2 e DC3, que auxiliam na reconstrução da trajetória das partículas carregadas, de uma parede de cintiladores que medem a carga e de uma parede de calorímetros que medem a energia cinética. A Tabela 3.1 resume a função de cada detector e suas posições em relação ao alvo.

Cintiladores dos Magnetos (MSCI)

É constituído por 16 cintiladores que preenchem as paredes superior e inferior do espaço entre os magnetos do espectrômetro. As dimensões de cada cintilador são $3.7 \times 120 \times 1 \text{ cm}^3$ para M1 e $3.7 \times 230 \times 1 \text{ cm}^3$ para M2. Eles detectam partículas que se chocam com os magnetos. A multiplicidade de partículas detectadas nesses cintiladores serve como outro critério de seleção de eventos centrais.

Parede de Veto (Veto Wall)

A parede de veto é formada por um conjunto de cintiladores localizados acima e abaixo da linha de feixe no plano $z=12\text{m}$ em relação ao alvo. Estes contadores são montados suficientemente longe da linha de feixe para vetar eventos causados por interações após o alvo.

detector	função	posição em relação ao alvo
cintiladores dos magnetos MSCI 1 e MSCI 2	rejeição de eventos centrais e colisões fora do alvo	3.091 m (centro de M1) 5.293 m (centro de M2)
parede de veto (Veto Wall)	veta eventos onde a interação ocorreu fora do alvo	12 m
câmara segmentada DC1	fornece a posição de incidência dos fragmentos entre M1 e M2	3.986 m
câmara multifilar DC2	fornece a posição de incidência dos fragmentos após M2	6.871 m - 6.915 m
câmara multifilar DC3	fornece uma segunda medida de posição dos fragmentos após os magnetos	11.582 m - 11.664 m
cintiladores de prótons	medem a carga de prótons	12.14 m
cintiladores verticais dianteiros	medem a carga de fragmentos com $Z/A \sim 1/2$, como os íons pesados	31.32 m
cintiladores horizontais dianteiros	medem a carga de fragmentos com $Z/A \sim 1/2$, como os íons pesados	34.31 m
calorímetro de prótons	mede a energia cinética dos prótons	12.68 m
calorímetro dianteiro	mede a energia cinética de íons pesados e nêutrons	36.32 m

Tabela 3.1: Lista dos detectores no espectrômetro dianteiro, suas funções e posições em relação ao alvo.

Câmara Segmentada (DC1)

A câmara segmentada DC1 localizada a 4 metros do alvo fica entre os magnetos M1 e M2. Ela é sensível tanto a partículas com alta ionização, como os íons pesados, como a partículas leves que produzem ionização mínima.

A câmara, exibida na figura 3.5, tem uma área de $26 \times 16 \text{ cm}^2$. Possui um catodo plano dividido em milhares de segmentos retangulares ($0.8 \times 2.0 \text{ mm}^2$), 40 fios de anodo (liga de ouro e tungstênio com diâmetro de $17.5 \mu\text{m}$), localizados acima do plano dos segmentos, com potencial de +1.2 kV, e fios de campo (aço inoxidável de $125 \mu\text{m}$ de diâmetro) com potencial levemente negativo (menor que 100 V), posicionados entre os fios de anodo, para manter a uniformidade do campo em torno dos fios de anodo e contribuir para a redução de regiões mortas entre os segmentos. Todos os segmentos de uma linha no catodo são interconectados por uma tira resistiva. As unidades de leitura coletam sinais vindos de um conjunto de segmentos. A quantidade de unidades de leitura depende da densidade de incidência de partículas na região de leitura. Na região central, onde ocorre maior incidência de partículas, há uma unidade de leitura a cada 4 segmentos, correspondendo a um espaçamento de 6 mm, enquanto que em regiões mais periféricas a periodicidade é de 8 e 10 segmentos, correspondendo a 12 e 15 mm de espaçamento. No total a câmara possui 1016 unidades de leitura. Cada um destes leitores é composto por um pré-amplificador sensível à carga, que envia os pulsos gerados a amplificadores bipolares com tempo de subida de 200 ns. Os sinais são enviados para os ADCs onde são digitalizados. A câmara foi preenchida com 50% de Ar e 50% de C_2H_4 .

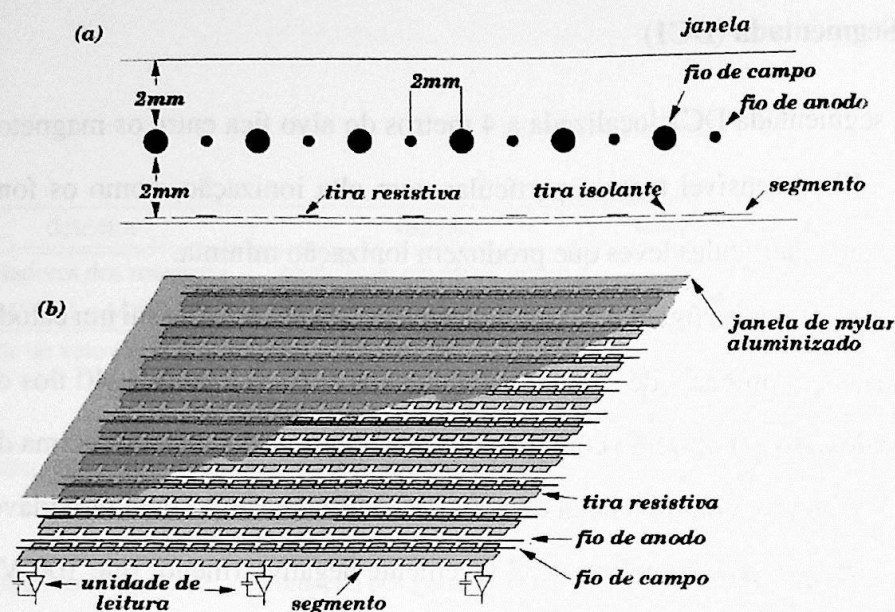


Figura 3.5: (a) Vista lateral da câmara segmentada DC1. (b) Vista 3-D da câmara.

Com os materiais utilizados a câmara corresponde a 0.6% do comprimento de radiação. A resolução em posição (RMS) atingida pela câmara na incidência de prótons foi de $120 \mu m$, e $200 \mu m$ para íons pesados. A melhor não linearidade diferencial (que mede a fidelidade da medida de posição) atingida foi de $\pm 6\%$. Estas e outras informações mais detalhadas sobre a construção, características e funcionamento da DC1 são encontradas nos artigos [17, 18].

Câmaras de Deriva (DC2 e DC3)

As câmaras multifilares, ou de deriva, DC2 e DC3, a 7m e a 12 m do alvo respectivamente, são utilizadas para reconstruir a trajetória de partículas carregadas que atravessam o espectrômetro. Estas câmaras foram projetadas da mesma maneira:

6 planos de fios, que estabelecem a coordenada horizontal das posições de incidência das partículas, seguidos de um plano catodo segmentado em formato “chevron”, que determina a posição vertical por interpolação entre as unidades de leitura (figura 3.6). Entre os planos de fios uma camada de mylar aluminizado com $25\mu\text{m}$ de espessura absorve os indesejáveis raios δ de baixa energia produzidos pelas partículas incidentes na câmara. Os planos de fios são compostos pelos fios anodo e fios de campo que uniformizam o campo elétrico dentro da câmara. Os fios de anodo são feitos com uma liga de ouro-tungstênio tendo $17.5\mu\text{m}$ de diâmetro e os fios de campo são de aço inoxidável com diâmetro de $125\mu\text{m}$ localizados entre os fios de anodo. A DC2 possui 128 fios em cada plano, com separação entre os planos e fios de 6.35mm . O plano catodo é dividido em 464 segmentos na forma chevron. Na DC3 são 160 fios em cada plano com espaçamento de 12.70mm entre os planos e fios possuindo 760 segmentos “chevron” no plano catodo. Em ambas as câmaras os fios são paralelos ao eixo Y do espectrômetro. As câmaras, como na DC1, são preenchidas com a mistura de 50% de argônio e 50% de etano. O plano segmentado é feito de cobre. As colunas “chevron” são paralelas aos fios de anodo, sendo que seus picos coincidem com a posição dos fios. Cada coluna é separada por tiras isolantes, de forma que apenas 10% da carga acumulada em uma coluna é transferida para as colunas vizinhas.

A carga produzida pela ionização da partícula que atravessa a câmara é distribuída entre dois ou três segmentos. A posição de incidência da partícula é determinada pelo centróide desta distribuição de carga. O sinal obtido em cada fio é coletado por um pré-amplificador e enviado a um amplificador unipolar que

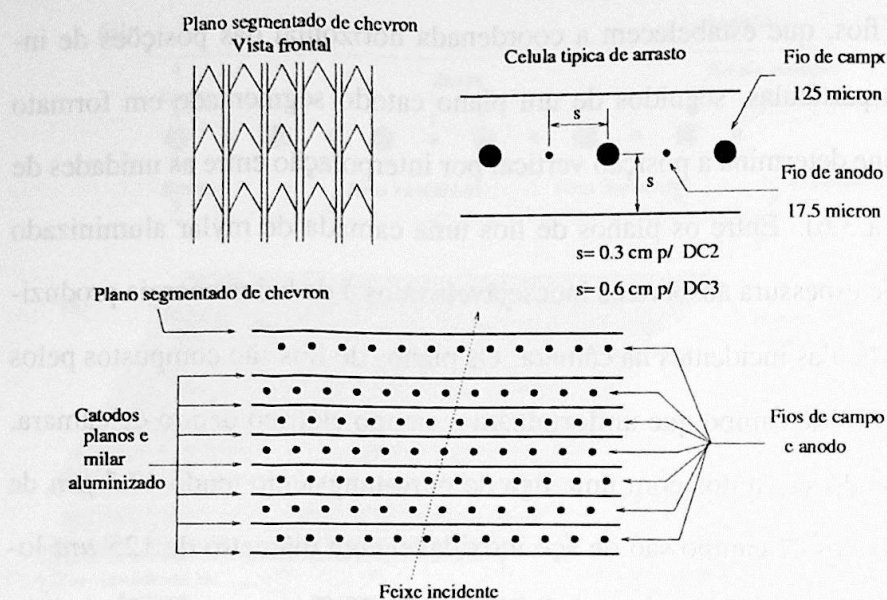


Figura 3.6: Esquema das câmaras DC2 e DC3.

está conectado a um discriminador de dois níveis cuja resposta é mandada a um TDC. Os níveis inferior e superior dos discriminadores são fixados de acordo com a partícula esperada na região de incidência. Para regiões onde predomina a incidência de partículas de mínima ionização, como prótons, o nível superior é bem menor que em regiões de incidência de íons pesados. O nível inferior para os fios onde ocorre incidência dos íons pesados deve ser maior que os sinais formados pela produção de raios δ . Nos planos segmentados, o sinal obtido em cada segmento é enviado a pré-amplificadores montados na própria câmara, integrado quatro vezes, diferenciado duas e digitalizado por um ADC.

A resolução em posição na direção X, obtida com incidência de prótons, foi $200 \mu\text{m}$ RMS nas duas câmaras, enquanto na direção Y foi 2.5 mm na DC2 e 5.0 mm na DC3, correspondendo a aproximadamente 10% da largura do “chevron”.

	DC1	DC2	DC3
área ativa	26x16cm ²	30x80cm ²	50x200cm ²
nº de planos de medida	1 de fios +1 segm.	6 de fios +1 segm.	6 de fios +1 segm.
nº de fios por plano	40	128	160
separação entre os fios	2 mm	6.35 mm	12.70 mm
nº de segmentos no plano segmentado	1016	464	760
resolução no eixo X (prótons - íons pesados)	120 μm - 200 μm	200 μm - 300 μm	200 μm - 300 μm
resolução Y	2.5 mm	2.5 mm	5.0 mm
espessura em comprimento de radiação	0.6 %	10 %	20 %

Tabela 3.2: Descrição das câmaras proporcionais utilizadas no espectrômetro dianteiro.

A espessura das câmaras e os materiais utilizados correspondem a 10% e 20% do comprimento de radiação nas DC2 e DC3 respectivamente. O conjunto das câmaras de trajetória suporta uma taxa de contagem de até 1 MHz, conseguindo reconstruir a trajetória de várias partículas carregadas por evento. Um resumo das câmaras é mostrado na Tabela 3.2. Maiores detalhes sobre estas câmaras podem ser encontrado no artigo de Fisher e colaboradores [19].

Cintiladores dianteiros (forward scintillators)

Estes cintiladores medem a carga dos fragmentos que alcançam os calorímetros dianteiros. São 10 cintiladores a 12 m do alvo com dimensões de 9.5x1x60 cm³ que cobrem a região de fragmentos com $Z/A \approx 1$ e $Z/A < 1$, e 39 cintiladores a 31 m do alvo com dimensões 10x1x120 cm³ (figura 3.7) que cobrem os outros intervalos de Z/A . Há também 5 cintiladores horizontais a 34m do alvo com as

mesmas dimensões do último grupo, posicionados na região de incidência dos íons pesados.

Em cada cintilador foram acoplados dois fototubos EMI-9954 de 12 estágios, um em cada extremidade, possibilitando a determinação da posição de incidência da partícula no cintilador pela diferença de tempo de chegada ou atenuação dos sinais entre os fototubos. O pulso fornecido pelos fototubos também fornece o sinal de "stop" para o tempo de voo que é inicializado em S4. Os sinais vindos das fotomultiplicadoras são enviados a discriminadores (Phillips Modelo 7106) conectados a TDCs (LeCroy Modelo 4291B) com resolução temporal de 300 ps/canal.

Calorímetros do Espectrômetro

Estes calorímetros possuem camadas alternadas de U/Cu/cintilador (0.3/0.5/0.25 cm), totalizando 40 seções que correspondem a 4.2 comprimentos de interação hadrônica. Eles medem a energia cinética tanto das partículas carregadas como das neutras. São 25 módulos de 20x100x120cm³ que cobrem três grupos do espectrômetro: dois grupos a 12 m do alvo para fragmentos com $Z/A \approx 1$ e $Z/A < 1$, e um grupo a 36 m do alvo que cobre as outras regiões. Como é mostrado na figura 3.8 cada módulo é dividido em 12 torres com 20 cm de largura e 10 cm de altura. Os cintiladores de cada torre nos módulos 1, 2 e 3 (região de prótons) foram divididos ao meio através de cortes preenchidos com epox+TiO₂. Em cada uma das metades do cintilador foi acoplado um guia de luz que transporta a luz produzida até a fotomultiplicadora correspondente. Nos outros módulos não foi

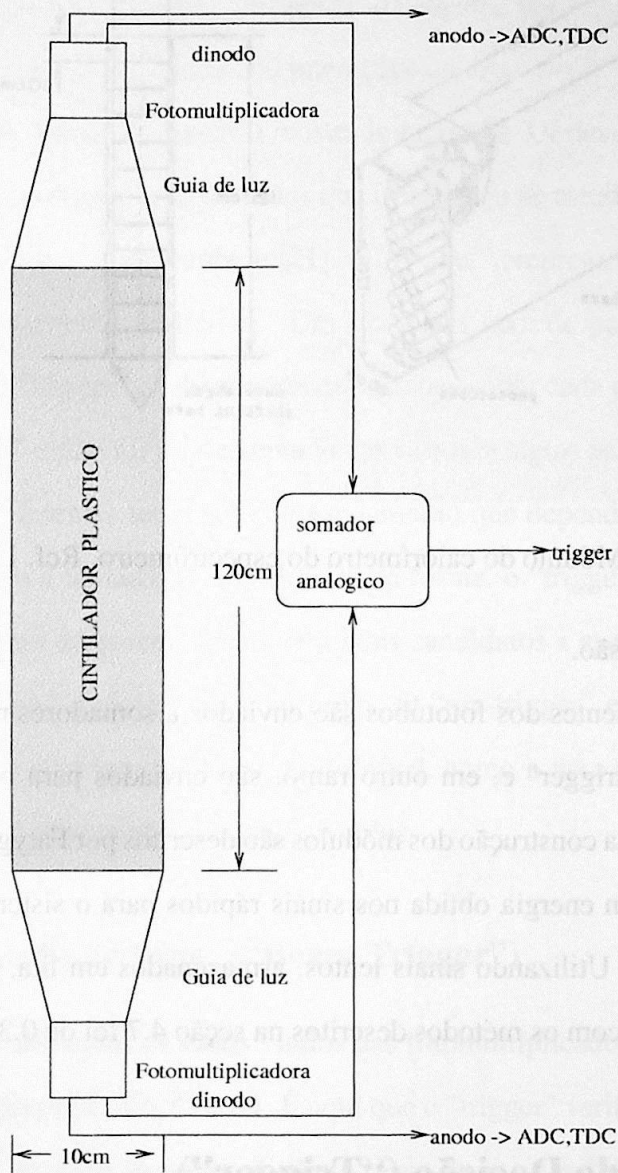


Figura 3.7: Esquema de um dos cintiladores dianteiros mostrando detalhes de suas fotomultiplicadoras e sistema de aquisição.

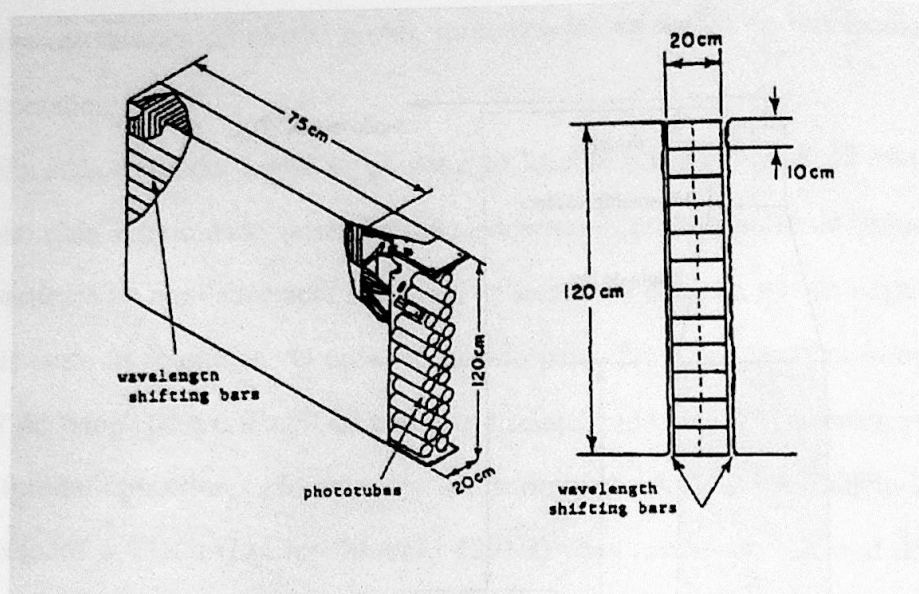


Figura 3.8: Módulo do calorímetro do espectrômetro. Ref. [20]

aplicada esta subdivisão.

Os sinais provenientes dos fototubos são enviados a somadores rápidos para uso no sistema de "trigger" e, em outro ramo, são enviados para o sistema de aquisição. Detalhes da construção dos módulos são descritos por Fatyga e Makowiecki [20]. A resolução em energia obtida nos sinais rápidos para o sistema de "trigger" foi de $0.8/\sqrt{E}$. Utilizando sinais lentos, armazenados em fita, a resolução alcançada de acordo com os métodos descritos na seção 4.7 foi de $0.35/\sqrt{E}$.

3.2 Sistema de Decisão ("Trigger")

No AGS o feixe de ^{28}Si é fornecido em pulsos ("spills") que duram um segundo com intervalos de três segundos entre eles. Em cada pulso temos a presença de

aproximadamente 10^5 íons distribuídos uniformemente. O sistema de aquisição de dados é capaz de registrar em fita apenas 10^2 eventos por segundo aproximadamente, ou seja, um evento a cada 100 interações no alvo.

O sistema de decisão (“trigger”) mostrado na figura 3.9 deve selecionar eventos para o sistema de aquisição de dados que interessem ao estudo proposto, como os eventos periféricos aqui abordado [21]. O “trigger” emprega em torno de $20\mu s$ para analisar um evento periférico. Devido a alta taxa de partículas do feixe, não é possível o “trigger” analisar e tomar decisões sobre cada partícula vinda do feixe. O “trigger” então foi implementado em vários estágios paralelos de processamento, com diferentes tempos de processamento que dependem dos canais de dados necessários a tomada de decisão. Dessa forma, o “trigger” dedica a maior parte de seu tempo de processamento em bons candidatos a eventos de interesse. No primeiro nível é definido um bom feixe. O “pre-trigger” e o primeiro nível processam sinais analógicos. No segundo nível, como a taxa de eventos é bem menor, é possível processar sinais digitalizados.

3.2.1 Definição do feixe. (“Beam Trigger”)

Neste nível são utilizados os sinais vindos das fotomultiplicadoras acopladas aos cintiladores do feixe S1, S2, S3 e S4. É aqui que o “trigger” verifica se o feixe está bem alinhado e se o íon incidente é silício. Para isso, o sinal discriminado deve obedecer à lógica $\overline{S_1} \cdot S_2 \cdot \overline{S_3} \cdot S_4$. O tempo de processamento do sinal é de 200 ns.

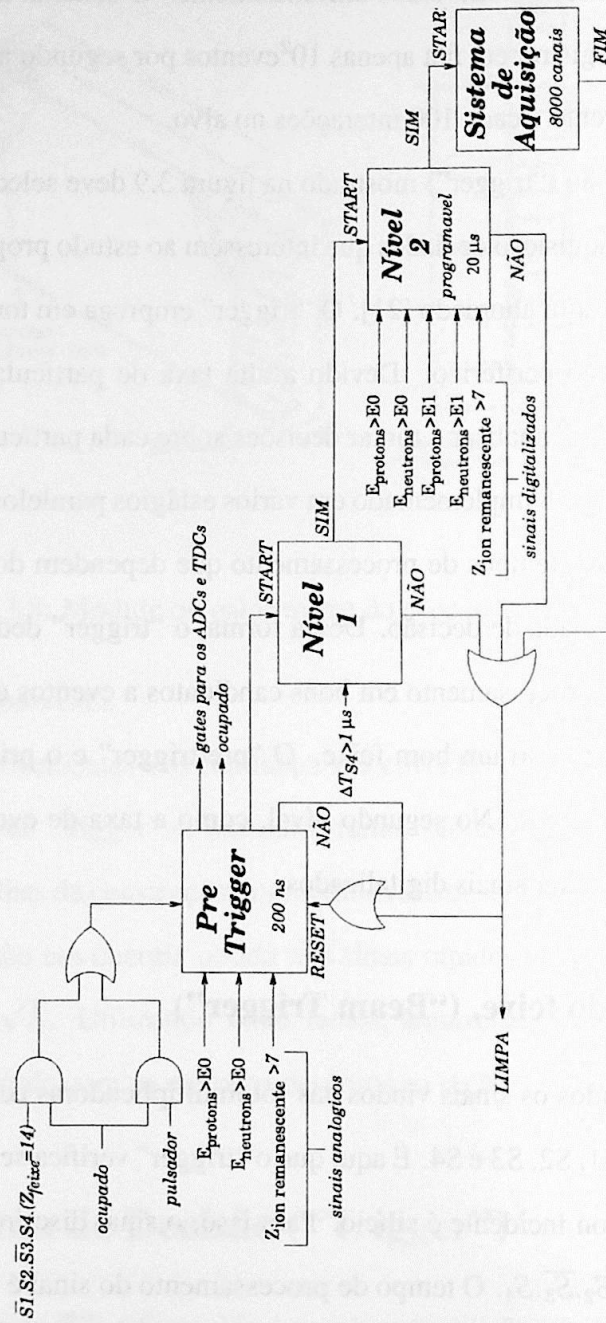


Figura 3.9: Diagrama de blocos do sistema de decisão ("trigger") do E814.

3.2.2 “Pre-Trigger”

A saída do “pre-trigger” é ligada às entradas GATE para a inicialização da coleta de sinais nos ADCs e TDCs do aparato. Ele também gera um sinal de ocupado (BUSY) ao sistema de aquisição, que impede o processamento de novos sinais. Este sinal é gerado em aproximadamente 200 ns, formado pela coincidência da definição do feixe e a soma de energia nos calorímetros de prótons e nêutrons. O “pre-trigger” pode ser ajustado também para tomada de eventos gerais, ou seja, sem critérios de seleção, para estudos de eficiências.

3.2.3 Primeiro nível

Neste nível um evento é rejeitado se os cintiladores do feixe indicarem a passagem de um segundo íon num intervalo menor que $1 \mu s$ após a passagem do íon que disparou o sistema. Este procedimento visa impedir a contagem de duas ou mais colisões em um disparo do sistema de aquisição.

3.2.4 Segundo nível

No segundo nível já se faz uso de dados digitalizados, vindos dos mesmos detectores utilizados no “pre-trigger”. A decisão neste nível acontece aproximadamente $20 \mu s$ após a interação. Neste nível o sistema de “trigger” pode caracterizar as colisões obtidas, ou seja, identificando alguns canais de decaimento como eventos onde ocorreu a produção de $1p$, $2p$, $1n$, $2n$, $1p1n$, etc...

3.2.5 “Triggers” paralelos

Em uma tomada de dados, o sistema de “trigger” permite que eventos pertencentes a vários canais de decaimento sejam coletados paralelamente. Isso possibilita que em uma mesma tomada de dados seja aproveitado eventos com diferentes seções de choque.

3.2.6 “Downscaling”

Quando trabalhando com “triggers” paralelos, o sistema pode ser programado de modo a permitir a aquisição de todos os eventos mais raros, enquanto apenas uma fração dos eventos mais freqüentes é registrada. A partir da caracterização feita através dos sinais rápidos vindos de vários detectores, pode-se usar um fator de escala de contagem (“downscaling”) correspondente à seção de choque daquele tipo de evento. Este procedimento permite a aquisição de dados de uma forma estatisticamente uniforme para toda a distribuição de canais de decaimento.

3.2.7 “Trigger” sem interação. (“Empty trigger”)

Para a obtenção de sinais de fundo, o sistema de “trigger” utiliza também pulsadores randômicos para gerar eventos onde não houvesse partículas do feixe presentes.

3.2.8 Contadores (“Scalers”)

Os contadores no experimento são de três tipos :

- (a) *contadores de feixe*, contam o número de íons do feixe em cada pulso (“spill”) fornecido pelo acelerador, o número de íons aceitos pelo sistema de definição do feixe e o número de eventos adquiridos em cada critério de seleção discutido anteriormente (em cada “trigger” configurado no segundo nível). Estas informações são utilizadas no cálculo das seções de choque.
- (b) *“latching scalers”*, registram a intensidade instantânea do feixe, o instante em que ocorre a interação em relação à fase da rede elétrica local e o tempo entre o começo do pulso fornecido pelo acelerador e a passagem do íon anterior. Estes dados tem grande utilidade na correção dos sinais de alguns detectores (seção 4.6).
- (c) *“down scalers”*, contam o número de eventos coletados em um determinado canal do “trigger” dando o resultado no final de um pulso do feixe. Eles auxiliam na equalização das taxas de eventos coletados por canal do “trigger”.

3.3 Sistema de Aquisição de Dados

Os sinais dos detectores são processados por módulos eletrônicos padrão FAST-BUS [22], controlados por processadores de varredura (SSP - *SLAC Scanning Processor*), e módulos padrão CAMAC, subordinados aos SSPs através dos módulos de interface (FBD - *Fastbus Branch Driver*). O sistema possui seis ramos FAST-BUS e dois CAMAC, conforme é mostrado na figura 3.10, totalizando aproxi-

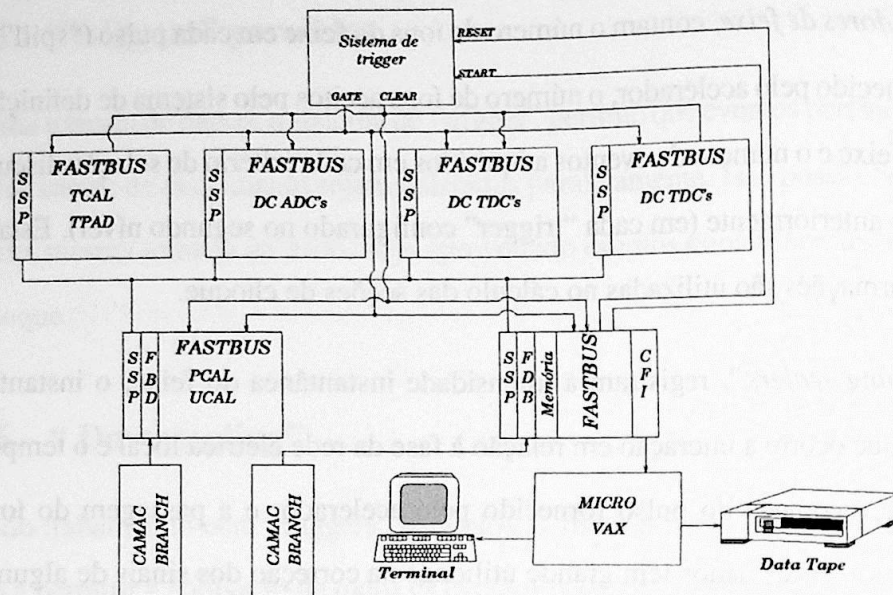


Figura 3.10: Esquema simplificado do sistema de aquisição de dados do E814.

madamente 6000 canais de eletrônica a serem lidos.

Ocorrendo a liberação da aquisição pelo “pre-trigger”, o sistema de decisão abre as janelas de conversão dos ADCs (GATE), dispara o processador de varredura mestre (SSP principal) e continua a processar informações para as decisões de primeiro e segundo níveis. Se em alguns dos níveis de decisão houver a indicação do veto de algum evento, o processo de aquisição é abortado através do sinal CLEAR e um novo processo iniciado através do sinal START. O processador mestre (Master SSP) lê todas as amostras obtidas pelos outros módulos FASTBUS e agrupa-os em um pacote correspondendo a um evento. A memória disponível para o agrupamento é de 4 MB. Os dados podem então ser monitorados através de estações VAX e gravados utilizando unidades de fita. Os dados em fita são então agrupados em arquivos de tomadas de dados (“RUN”). O tempo que o sistema de

aquisição leva para processar e gravar um evento é aproximadamente 10 ms.

Capítulo 4

Estudo e Calibração dos Detectores

A análise cuidadosa dos sinais eletrônicos produzidos pelos detectores utilizados no experimento e a aplicação de correções para reduzir as flutuações produzidas melhoram consideravelmente a resolução das medidas. Fatores que contribuem para a deterioração da resolução são flutuações de ganho nas fotomultiplicadoras, ruídos vindos da rede elétrica, etc. Neste capítulo são mostradas as técnicas de otimização da resolução e as estimativas de erro para os detectores mais importantes para o estudo proposto.

4.1 - Detector de Vértice

A posição e o ângulo de incidência do feixe sobre o alvo são informações cruciais para a determinação das grandezas que são funções da posição e do ângulo de incidência deste trabalho para a reconstrução da trajetória dos fragmentos emitidos.

Capítulo 4

Estudo e Calibração dos Detectores

A análise cuidadosa dos sinais eletrônicos produzidos pelos detectores utilizados no experimento e a aplicação de correções para reduzir suas flutuações permitem melhorar consideravelmente a resolução das medidas. Fatores que contribuem para a degradação da resolução são flutuações de ganhos das fotomultiplicadoras, ruídos vindos da rede elétrica, δ -elétrons, etc. Neste capítulo são mostradas as técnicas de otimização da resolução e as estimativas de eficiência nos detectores mais importantes para o estudo proposto.

4.1 Detector de Vértice

A posição e o ângulo de incidência do feixe sobre o alvo são informações cruciais para a determinação das grandezas que são funções da pseudo-rapidez η e, principalmente neste trabalho, para a reconstrução da trajetória dos fragmentos emitidos

próximos a zero grau.

Os dados referentes aos dois detectores de vértice consistem em um mapa de “bits” que indicam a passagem ou não de uma partícula pelas suas tiras. A posição de incidência do feixe no alvo e seu ângulo são determinados pelas posições das tiras que foram sensibilizadas quando da passagem do feixe nos dois detectores. Algumas das tiras, por estarem defeituosas, não foram consideradas nos cálculos de incidência. Para os eventos onde ocorreu a sensibilização de uma das tiras em um dos detectores e nenhuma tira no outro detector foi sensibilizada (aproximadamente 5% dos eventos), a posição e ângulo usados naquele evento são a média das posições e ângulos de incidência durante o RUN. Embora este não seja um bom método, a utilização destes eventos foi usada para evitar perdas na seleção de eventos. Muitas vezes ocorre a sensibilização de duas tiras adjacentes. Nestes casos, considera-se a incidência de uma única partícula atravessando uma posição média.

Devido à incidência de δ -elétrons gerados pela passagem do feixe, em muitos eventos ocorre a sensibilização de várias tiras em um mesmo detector. Como a variação da posição e ângulo de incidência do feixe é consequência do processo de extração do feixe no acelerador, as duas variáveis apresentam uma forte correlação, ilustrada na figura 4.1. Podemos aproveitar esta correlação para verificar qual, dentre as várias tiras sensibilizadas, refere-se ao feixe. Este procedimento permite que em cerca de 90% dos eventos o feixe tenha posição e ângulo de incidência definidos univocamente. A resolução angular atingida após a análise é de $20 \mu\text{rad}$.

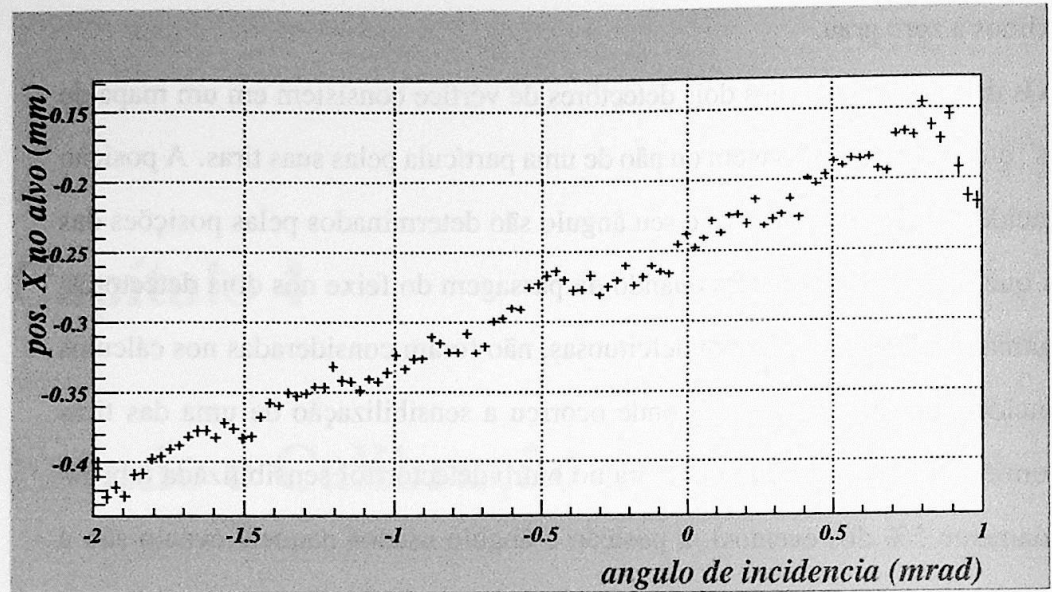


Figura 4.1: Correlação entre a posição e o ângulo de incidência do feixe sobre o alvo, medidos pelo detector de vértice.

4.2 Detectores de Silício

Os detectores de barreira de superfície localizados antes e após o alvo possuem funções distintas. O detector antes do alvo mede a carga das partículas incidentes no alvo. O detector logo após o alvo é uma das peças fundamentais na identificação do tipo de colisão (periférica ou central) e também da identificação do íon pesado remanescente. O detector após o alvo mede a carga dos íons remanescentes. Esta informação, além de auxiliar na identificação deste íon, informa ao sistema de seleção de eventos se a colisão foi central (onde os fragmentos produzidos possuem $Z < 7$) ou periférica (indicação da presença de um íon pesado com $Z \geq 7$).

Foram constatados efeitos de "pileup" quando as partículas do feixe chegavam

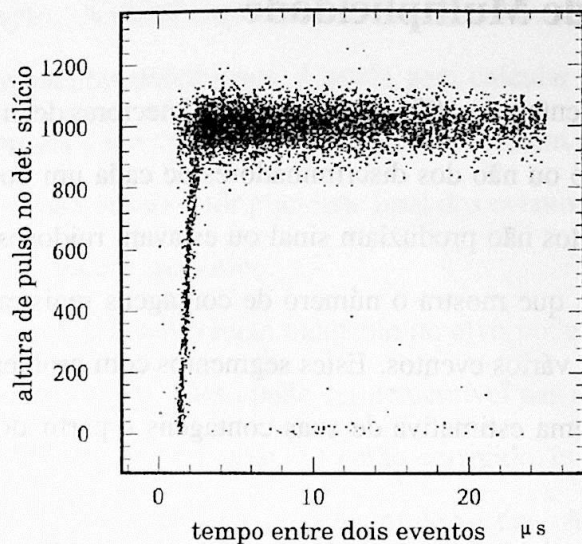


Figura 4.2: Comportamento dos detectores de silício com o tempo entre a passagem de duas partículas do feixe [23].

dentro de aproximadamente $2.5\mu\text{s}$ após a partícula aceita anteriormente (vide figura 4.2). O efeito "pileup" ocorre devido à contribuição do pulso negativo anterior ao pulso medido, já que os pulsos saídos dos pré-amplificadores usados nesses detectores possuem um longo tempo de decaimento. Eventos com intervalo de tempo entre um disparo e outro menor que $2.5\mu\text{s}$ foram rejeitados durante a análise dos dados lidos nas fitas, eliminando o problema do "pileup" nos detectores de barreira de superfície.

A resolução obtida nos detectores de silício foi de 5%.

4.3 Detector de Multiplicidade

O mapa de “bits”, referentes aos 1024 segmentos dos detectores de multiplicidade, corresponde ao disparo ou não dos discriminadores de cada um dos segmentos. Alguns desses segmentos não produziam sinal ou estavam ruidosos, como pode ser visto na figura 4.3, que mostra o número de contagens registradas nos segmentos do detector em vários eventos. Estes segmentos com problema são então descartados e é feita uma estimativa de suas contagens a partir dos segmentos vizinhos.

O detector de multiplicidade é sensível a partículas carregadas de baixa energia. Os discriminadores permitem o registro de qualquer partícula que deposite mais de $\approx 40\text{-}60\text{keV}$ em um segmento. No percurso das partículas produzidas no alvo até o detector há apenas poucos centímetros de ar, 0.5mm de placa G10 e o material do alvo. No pior dos casos, um próton requer uma energia cinética de no mínimo 27MeV para ser detectado no primeiro detector e 24 MeV no segundo detector [14]. Para as energias envolvidas na colisão, bem acima desses patamares, torna-se possível uma ótima eficiência na detecção dos fragmentos produzidos. Mas por outro lado, também permite a detecção de elétrons δ . O número de elétrons δ produzidos depende do material e da espessura do alvo. Para verificar sua influência na medida de multiplicidade, foi verificada a indicação, segmento a segmento, de segmentos sensibilizados no detector em eventos onde não houve interação do feixe com o alvo. Estes eventos são caracterizados pela indicação, nos calorímetros e cintiladores dianteiros, da presença de ^{28}Si . Ou seja, o feixe inicial

não sofreu interação. A distribuição $dN/d\theta$ obtida nestas condições, incluindo a correção dos segmentos defeituosos, é usada para calcular a probabilidade da ocorrência de elétrons δ em cada um dos segmentos e assim efetuar a subtração estatística nas distribuições de multiplicidade final dos eventos reais, onde ocorre alguma interação do feixe com o alvo.

Sabemos da seção 4.1 que o feixe incidente no alvo pode não estar alinhado com o eixo Z do experimento. Isso pode ser perceptível nas medidas de $dN/d\eta$. O ângulo θ entre o segmento e o eixo Z é então corrigido, evento a evento, pela medida de posição e ângulo do feixe no detector de vértice. Após a correção não foi verificada diferenças significativas entre as distribuições de $dN/d\eta$ corrigidas e sem correção.

4.4 Calorímetro Participante (PCAL)

Os sinais dos fototubos, que coletam a luz produzida nos 512 segmentos do PCAL, armazenados em fita pelo sistema de aquisição, são analisados por rotinas de calibração que incluem a subtração de pedestais (sinais de fundo) e uniformização dos ganhos. Além disso, outros fatores como a resposta do calorímetro ao tipo de partícula incidente, correções referentes à geometria não projetiva do detector e “fuga” de parte da energia depositada devem ser considerados na obtenção da energia medida.

Os bárions incidentes no calorímetro são transformados em muitos mésons leves dentro das camadas absorvedoras, na maioria píons, com energias peque-

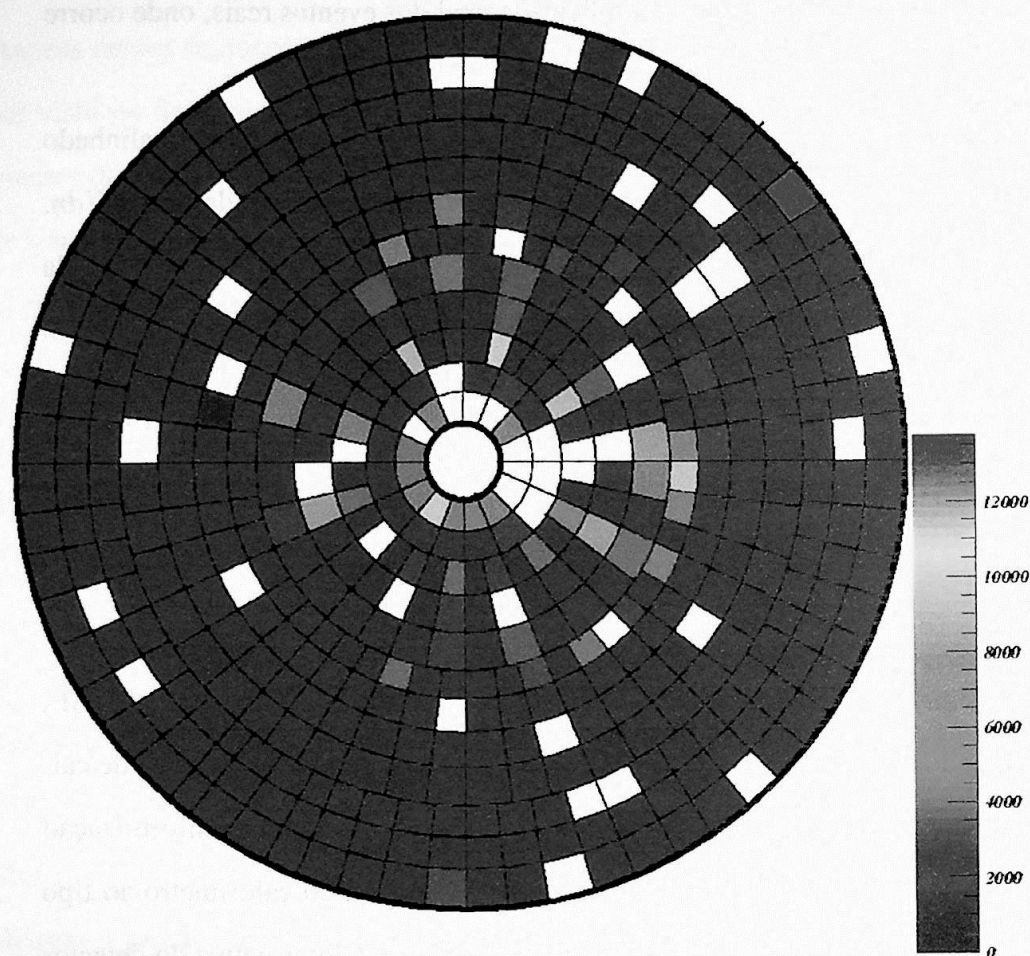


Figura 4.3: Contagem de segmentos sensibilizados nos dois detectores de multiplicidade durante 14000 eventos onde não houve interação, antes das correções referentes aos segmentos defeituosos.

nas comparadas à energia do feixe formando um “chuveiro” de partículas. Na figura 4.4 observamos a distribuição da energia depositada nos vários segmentos do PCAL. Na vista lateral podemos observar o “chuveiro” de partículas produzido pela incidência de um núcleon e de um pión vindos do alvo. A energia transversal medida em um evento é calculada pela soma ponderada da energia depositada nos i -ésimos segmentos

$$E_T = \sum_i E_i \sin \theta_i$$

onde θ_i é o ângulo entre o centro do segmento i e o eixo Z que passa pelo centro do PCAL. Este ângulo foi corrigido pela informação do ângulo de incidência do feixe no alvo a partir da medida do detector de vértice.

Para obter a energia depositada no calorímetro, a partir dos sinais vindos das fotomultiplicadoras, foi elaborado uma função de transferência sob a forma de uma matriz resposta [24]. Os elementos da matriz correspondem aos segmentos do calorímetro. Sua parametrização foi obtida através da resposta do calorímetro a eventos gerados pelo simulador FRITIOFF. A resposta do calorímetro é calculada pelo programa PROPHET, que simula chuveis de partículas dentro do calorímetro usando fórmulas de Bock [25]. O PROPHET leva em conta a resposta dos segmentos do calorímetro a vários tipos de partículas (prótons, elétrons, píons e múons), considerando a sua geometria para determinar correções quanto a fugas de energia e projetividade dos segmentos.

A resolução do calorímetro, obtida após a aplicação da matriz resposta, foi de $28\%/\sqrt{E(\text{GeV})}$ para chuveis eletromagnéticos e $45\%/\sqrt{E(\text{GeV})}$ para chu-

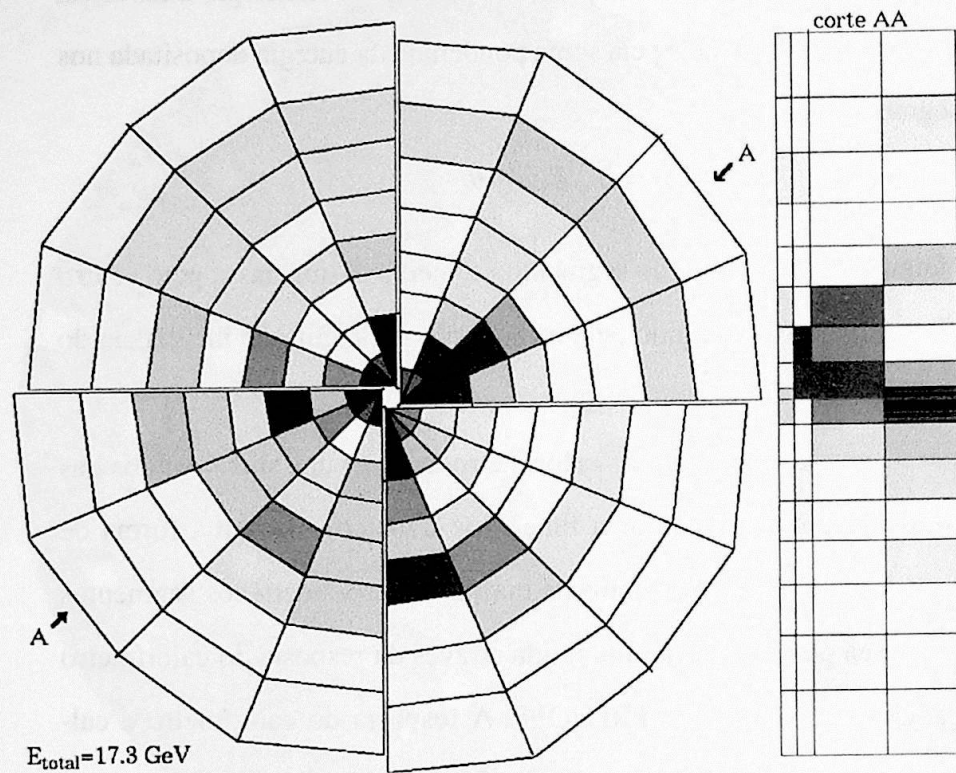


Figura 4.4: Distribuição da energia depositada no PCAL em uma reação $^{28}\text{Si} \rightarrow ^{26}\text{Al} + 1n + p$ (próton detectado no PCAL). À esquerda, a vista frontal e à direita, um corte lateral AA conforme indicado na figura.

veiros hadrônicos. A análise detalhada do calorímetro envolvendo a determinação da matriz resposta e obtenção da resolução é apresentada nos trabalhos [26, 27].

4.5 Câmaras de Trajetória

As informações fornecidas pelas câmaras de trajetória DC1, DC2 e DC3 tem um papel fundamental na reconstrução da trajetória dos fragmentos carregados que atravessam o espectrômetro. Em uma primeira etapa, descrita aqui, iremos procurar fragmentos a partir dos sinais fornecidos pelos segmentos e planos de fios das câmaras. Esta rotina de procura inclui a subtração dos ruídos, a procura de aglomerados de carga que indiquem a passagem de algum fragmento e as correções da não linearidade. Na seção 5.3 veremos a utilização dos dados obtidos nas câmaras para a determinação da rigidez magnética e identificação dos fragmentos que atravessam o espectrômetro.

4.5.1 Câmara segmentada DC1

Os sinais vindos das unidades de leitura no plano do catodo possuem uma relação sinal-ruído de aproximadamente 20:1 para as partículas de ionização mínima como os prótons. Para os íons pesados a relação é melhor ainda. A partir do sinal discriminado (acima de um nível mínimo), foram procurados aglomerados de carga depositada nos segmentos. A figura 4.5 mostra os aglomerados encontrados para um evento onde incidem um íon pesado e dois prótons. Verifica-se nesta tomada de dados a presença de muitos elétrons δ produzidos na passagem dos

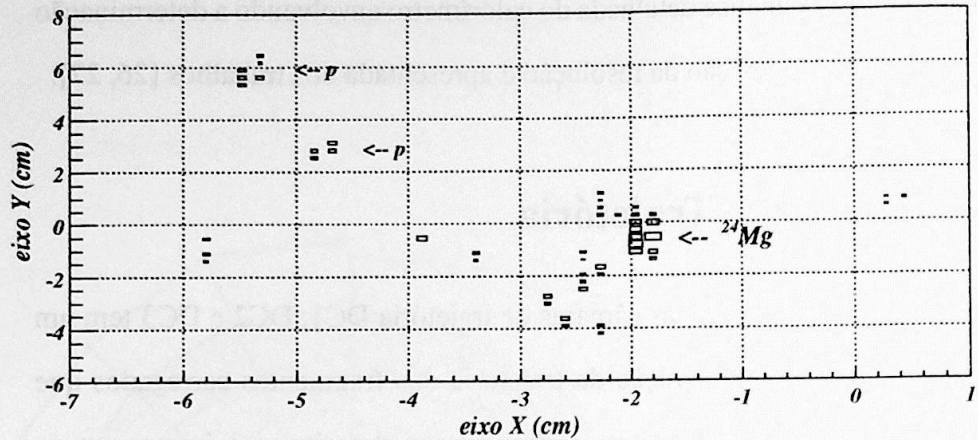


Figura 4.5: Aglomerados de carga depositada na DC1 em uma reação do feixe com o alvo. São indicados os aglomerados referentes ao íon pesado (^{24}Mg) e aos prótons que incidem na câmara. Os outros aglomerados de carga indicados pelo ADC são referentes a elétrons δ produzidos na passagem do feixe pela câmara.

fragmentos, e mesmo com os cortes efetuados, a presença de ruído. A quantidade de carga depositada pelos elétrons δ pode facilmente confundir-se com o sinal da ionização mínima, além de degradar a resolução em posição. A identificação dos aglomerados correspondentes a fragmentos vindos do alvo só é possível com a reconstrução de trajetória, que será explicada na seção 5.3.

O método sugerido para a estimativa da posição de cada um dos aglomerados aproveita a propriedade da carga ser compartilhada entre os segmentos vizinhos de uma mesma trilha (figura 4.6). Para um segmento X_k com sinal máximo Q_k a centróide do aglomerado será

$$POS = \frac{Q_{k-1}X_{k-1} + Q_kX_k + Q_{k+1}X_{k+1}}{Q_{k-1} + Q_k + Q_{k+1}}$$

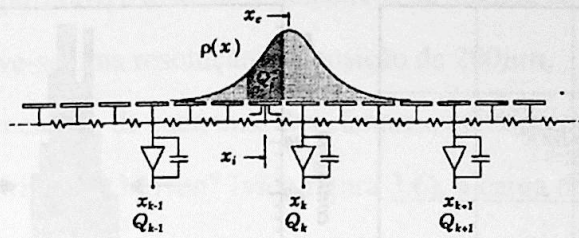


Figura 4.6: Divisão da carga resistiva na câmara segmentada DC1 [18].

A figura 4.7 mostra, à esquerda, a medida da posição de incidência do feixe no alvo, obtida pelo detector de vértice, versus a posição de incidência na DC1 do feixe; à direita, a posição medida na DC1 subtraída da projeção de incidência do feixe na câmara. Esta projeção é calculada a partir dos dados de posição e ângulo de incidência do feixe na posição do alvo, medidas pelo detector de vértice, e da deflexão do feixe proporcionada pelo primeiro magneto para eventos onde não houve interação. Foram usados apenas eventos onde não ocorreu interação do feixe. A resolução obtida na medida de posição na DC1 foi de $200 \mu m$. Este mesmo procedimento de obtenção da resolução em posição foi utilizado nos planos segmentados das DC2 e DC3.

4.5.2 Câmaras Multifilares DC2 e DC3

As posições X das trajetórias dos fragmentos que atravessam as câmaras DC2 e DC3, relativas às posições dos fios de anodo, são obtidas a partir da diferença em tempo Δt entre a passagem do feixe pelo cintilador de feixe S4 e o sinal

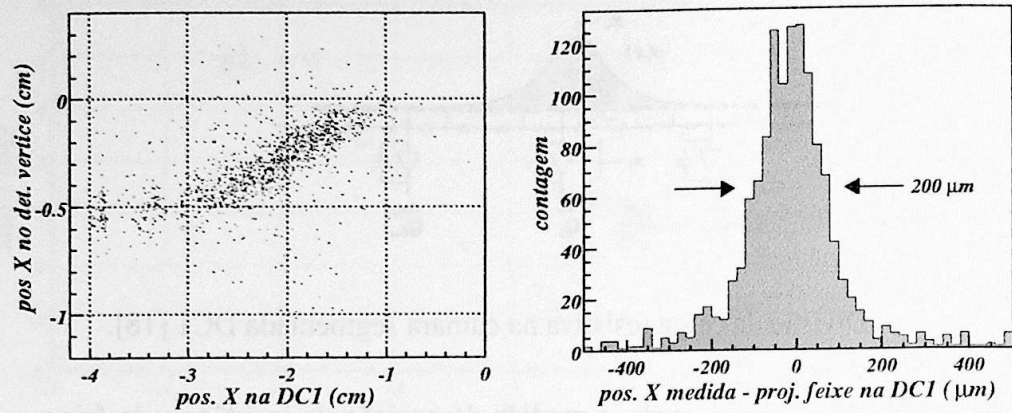


Figura 4.7: À esquerda, a posição de incidência do feixe no alvo, medida pelo detector de vértice, versus a posição medida pela DC1. À direita, a medida de posição na DC1 subtraída da projeção do feixe de ^{28}Si na DC1, a partir das medidas com o detector de vértice.

proveniente dos discriminadores associados a cada fio através da relação

$$X = v_d (\Delta t - \eta) + S$$

onde $v_d = 5.292\text{m}/\mu\text{s}$ é a velocidade de deriva no gás,

$$S = \begin{cases} 0 \implies & \text{planos pares} \\ \frac{1}{2}d_l \implies & \text{planos ímpares} \end{cases}$$

é uma constante que corrige o desalinhamento dos planos ímpares, sendo metade da distância d_l entre os fios e planos, e

$$\eta = \begin{cases} 245\text{ns} \implies & \text{DC2} \\ 280\text{ns} \implies & \text{DC3} \end{cases}$$

é uma constante que corrige desvios sistemáticos na medida de tempo. Utilizando este método obteve-se uma resolução em posição de $200\mu\text{m}$.

No plano segmentado de cada uma das câmaras, como a configuração de cada segmento é em formato “chevron” (vide figura 3.6), a carga depositada se divide apenas entre dois segmentos vizinhos. Assim, a posição nesse plano é fornecida pela carga Q_1 , depositada no segmento X_1 mais sensibilizado, e pela carga Q_2 do segmento vizinho X_2 através da relação

$$X = \frac{Q_1(X_1 \pm A) + Q_2(X_2 \mp A)}{Q_1 + Q_2}$$

onde A corrige a tendência da medida de posição se deslocar na direção do limite dos segmentos. A resolução de posição obtida no plano segmentado foi de 6.4 mm a 12.7 mm na DC2, dependendo do número de unidades de leitura da região detectada. Na DC3 a resolução do plano segmentado ficou entre 12.7 mm e 25.4 mm.

A produção de elétrons δ também interfere nas câmaras multifilares, tanto na resolução em posição como na localização de fragmentos de ionização mínima, conforme pode ser constatado na figura 4.8, onde são indicados os fios e segmentos sensibilizados em um evento. Para encontrar a trajetória real dos fragmentos é necessário estipular que haja presença de sinais em pelo menos três planos de fios, além do plano segmentado. Maiores informações sobre a reconstrução das trajetórias se encontra na seção 5.3.

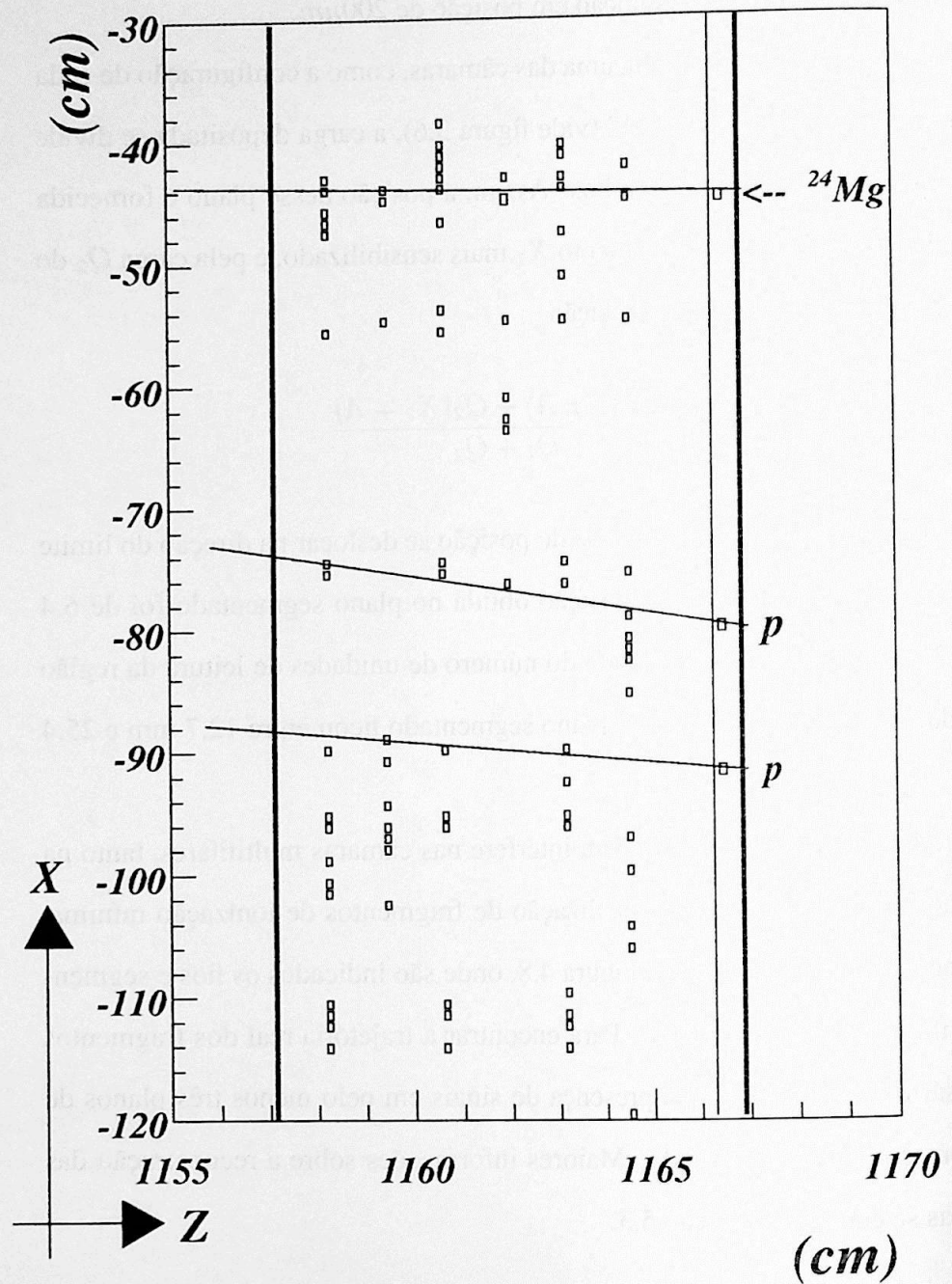


Figura 4.8: Sinais coletados pelos ADCs da câmara DC3 em um evento. As retas representam as trajetórias dos fragmentos carregados que atravessaram a câmara.

4.6 Cintiladores Dianteiros

O primeiro processamento sobre os sinais fornecidos pelas fotomultiplicadoras é a subtração dos pedestais, ou sinais de fundo, inerentes à parte eletrônica do equipamento. Estes sinais apresentavam-se sensíveis à fase da rede elétrica de 60Hz. Para efetuar as correções, foi utilizado o sinal do “scaler” que informa a fase da rede elétrica (vide seção 3.2.8). A resposta dos sinais vindos dos fototubos sem a presença de feixe é correlacionada com a fase da rede elétrica medida pelo “scaler” (figura 4.9). A correlação entre o sinal de fundo e a fase da rede é ajustada por um polinômio de Tschebyshev. As constantes encontradas em cada RUN e fotomultiplicadora foram armazenadas. Estas constantes são aplicadas durante a análise na obtenção da carga do fragmento detectado no cintilador. O sinal de fundo após estas correções é mostrado na figura 4.10.

Por fim, deve ser feito o acompanhamento da variação de ganhos dos fototubos. Foi estabelecida uma normalização de forma que o sinal correspondente ao ^{28}Si fosse centrado no canal 1000 e o sinal de um próton no canal 100. A tabela de ganhos por RUN é armazenada e também usada nas análises posteriores.

Com os fototubos calibrados, a determinação da carga do fragmento que atravessa o cintilador é feita pela média geométrica dos sinais Q_1 e Q_2 nos fototubos das extremidades do plástico cintilador, sendo

$$Q_1 = LG_1 \exp\left(-\frac{s+Y}{D}\right),$$

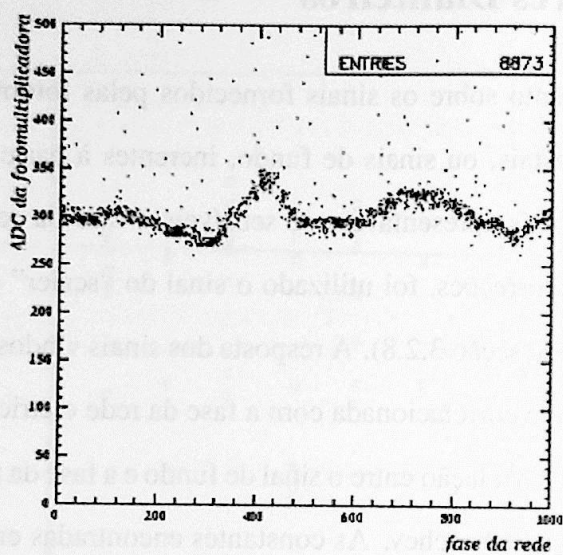


Figura 4.9: Altura de pulso da fotomultiplicadora versus fase da rede elétrica em eventos onde não houve interação do feixe.

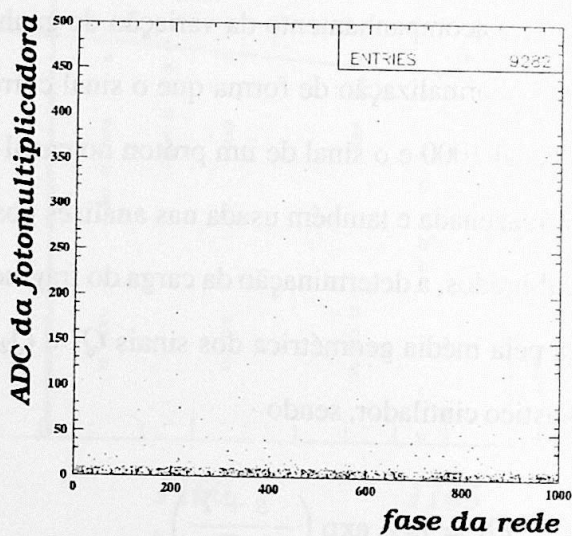


Figura 4.10: Altura de pulso do cintilador dianteiro na ausência de feixe após a subtração dos sinais de fundo.

$$Q_2 = LG_2 \exp\left(-\frac{s-Y}{D}\right),$$

onde Y é a posição de incidência, G_1 e G_2 são os ganhos, D é o comprimento de atenuação do cintilador e s é a metade do comprimento do cintilador. A luz produzida L é proporcional a Z^2 . A média geométrica será

$$\sqrt{Q_1 Q_2} = L\sqrt{G_1 G_2} \exp\left(-\frac{s}{D}\right),$$

que independe da posição de incidência Y .

Quando fragmentos relativísticos com alto Z são medidos por cintiladores, surgem efeitos de saturação na luz produzida pela cintilação. Este fenômeno é descrito por Birks [28] como a perda da eficiência de cintilação na região de alta densidade de ionização por onde atravessa o feixe. A correção sugerida no trabalho de Birks é dada pela parametrização da função

$$\frac{dL}{dX} = \frac{A \left(\frac{dE}{dX}\right)}{1 + B \frac{dE}{dX}}$$

onde $\frac{dL}{dX}$ é proporcional à quantidade de luz produzida em uma ionização $\frac{dE}{dX}$ e A e B são os parâmetros a serem ajustados. A figura 4.11 compara o sinal de um dos cintiladores horizontais com os sinais do detector de silício após o alvo, à esquerda sem a correção e à direita com a correção sugerida. Cada uma das “ilhas” corresponde a íons pesados de diferentes cargas. A figura 4.12 mostra o

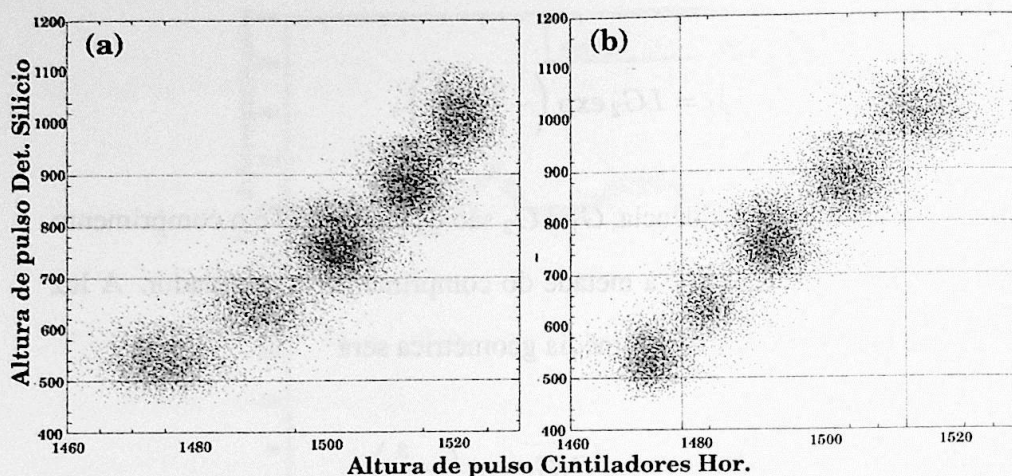


Figura 4.11: Altura de pulso do detector de silício após o alvo versus a altura de pulso no cintilador horizontal (a) sem a correção de Birks e (b) após a correção.

resultado da medida de carga obtido após as correções. Pode-se notar na figura a identificação de carga de vários íons pesados. Para melhorar a resolução na medida é utilizada uma medida tripla com o detector de silício após o alvo, os cintiladores horizontais e os verticais (vide figura 5.6).

Além da identificação da carga, os cintiladores fornecem a posição de incidência e o sinal "STOP" na contagem do tempo de vôo dos fragmentos. A posição Y de incidência é obtida pela diferença de tempo medida entre os fototubos de um mesmo cintilador vertical. Para a coordenada X usamos os cintiladores horizontais. O tempo entre o instante de passagem do feixe pelo cintilador de feixe S4 e a chegada dos sinais nas fotomultiplicadoras é

$$T_1 = T_m + \frac{s + Y}{v}$$

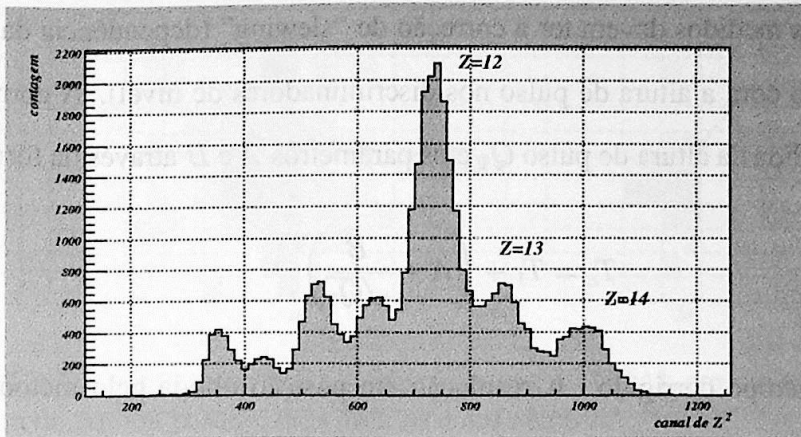


Figura 4.12: Identificação da carga dos íons pesados feita apenas pelos cintiladores dianteiros após as correções dos pedestais, fase da rede e variação nos ganhos.

$$T_2 = T_m + \frac{s - Y}{v}$$

onde T_m é o tempo de chegada do fragmento no cintilador, v é a velocidade da luz dentro do cintilador, s é o seu comprimento e Y é a posição de incidência do fragmento no cintilador. O valor médio entre os tempos nos fototubos 1 e 2

$$\frac{T_1 + T_2}{2} = T_m + \frac{s}{v}$$

fornece o tempo de chegada do fragmento independente da posição de incidência enquanto que a subtração dos tempos

$$T_1 - T_2 = 2 \frac{Y}{v}$$

é proporcional à posição de incidência Y .

Os tempos medidos devem ter a correção de “slewing” (dependência da medida de tempo com a altura de pulso nos discriminadores de nível). A correção envolve a medida da altura de pulso Q_1 e os parâmetros A e B através da fórmula

$$T_c = T_1 + \left(A + \frac{B}{\sqrt{Q_1}} \right)$$

onde T_c é o tempo corrigido. A resolução em posição obtida pelo método da diferença de tempo é 2cm para X e Y . A resolução temporal, após as correções propostas, é de 300ps. Maiores detalhes dos ajustes efetuados nos sinais dos cintiladores são mostrados na tese de Sonnadara [23].

4.7 Calorímetro U/Cu

Os dados armazenados em fita, referentes aos sinais vindos dos fototubos dos 25 módulos do calorímetro, devem ser convertidos em informação sobre a energia cinética dos fragmentos que alcançam a parede formada pelos calorímetros.

A função de conversão é obtida a partir da resposta do calorímetro a feixes com energia conhecida de prótons, nêutrons e múons. Um monitoramento desta resposta é realizado antes de cada RUN. São armazenados os dados referentes aos sinais das fotomultiplicadoras sem a presença do feixe (“empty trigger”). Assim, a radioatividade natural do urânio contido nas camadas absorvedoras é aproveitada para verificar o ganho e os sinais de fundo das fotomultiplicadoras.

Na figura 4.13 é mostrada a distribuição de energia medida pelas fotomultipli-

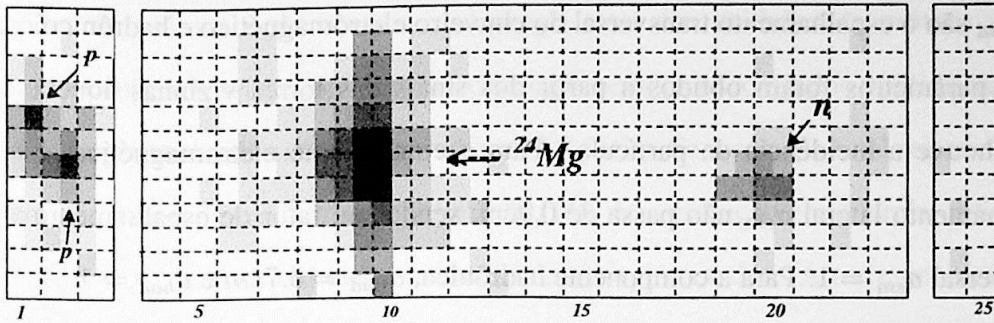


Figura 4.13: Distribuição de energia entre as torres no UCAL em um evento com a presença de um íon pesado, dois prótons e um nêutron.

cadoras do UCAL. Pode-se visualizar a incidência de um íon pesado, dois prótons e de um nêutron. A partir desta distribuição de energia, o algoritmo de procura de aglomerados de energia depositada faz o papel de indicar quantos fragmentos incidirão no UCAL e fornece a energia e a posição de incidência de cada um destes fragmentos.

Quando um fragmento incide sobre o UCAL com energia cinética E_0 ocorre a produção de um chuva de partículas secundárias, que perdem energia por ionização. Este chuva possui um perfil descrito por Fatyga, Makowiecki e Lope [20] onde a distribuição lateral da energia depositada, tanto da componente eletromagnética como da hadrônica, é representada pela exponencial

$$E_{em,had}(r) = A_{em,had} \exp - \left(\frac{r}{\sigma_{em,had}} \right)^{\alpha_{em,had}}$$

onde A_{em} e A_{had} são as constantes de normalização para que

$$\int_0^{\infty} [E_{em}(r) + E_{had}(r)] dr = E_0$$

$\sigma_{em, had}$ são o espalhamento transversal do chuveiro eletromagnético e hadrônico. Estes parâmetros foram obtidos a partir dos sinais das torres vizinhas àquela onde houve a incidência da partícula. Para a componente eletromagnética, o espalhamento lateral σ_{em} não passa de 0.9cm, sendo seu fator de espalhamento transversal $a_{em} = 1$. Para a componente hadrônica, $\sigma_{had} = 5.7cm$ e $a_{had} = 1$. A partir do perfil apresentado, a posição de incidência do fragmento contido em um aglomerado é então obtida, no eixo X , pelos sinais dos fototubos esquerdo E_l e direito E_r associados à torre de maior energia no aglomerado

$$X = A_x \ln \frac{E_l}{E_r}, \quad A_x = \begin{cases} 9.5cm \text{ p/ neutrons} \\ 1.5cm \text{ p/ protons} \\ 2.8cm \text{ p/ ion pesado} \end{cases}$$

enquanto que no eixo Y são utilizados os sinais dos fototubos abaixo E_{i-1} e acima E_{i+1} da torre de maior energia

$$Y = A_y \ln \frac{E_{i-1}}{E_{i+1}}, \quad A_y = \begin{cases} 1.8cm \text{ neutrons} \\ 1.5cm \text{ protons} \\ 2.2cm \text{ ion pesado} \end{cases}$$

A resolução em posição obtida no eixo X é de 2.0cm e no eixo Y de 2.5cm, para as três regiões do calorímetro.

A energia total do aglomerado é definida como aquela contida numa região de 3x3 torres. Para contornar o problema da superposição de aglomerados nas

regiões de prótons e de nêutrons, a energia total dos módulos de prótons ou nêutrons foi comparada com o número de aglomerados encontrados multiplicado pela energia esperada em cada um deles (13.8 GeV). Se a energia total superasse a energia esperada em 2σ , onde $\sigma = 0.35/\sqrt{E}$ é a resolução em energia obtida no processo, o algoritmo então procuraria mais aglomerados. A torre com a mais de um aglomerado tinha sua energia dividida entre eles, com exceção da torre central do aglomerado. Por fim, se na determinação de posição ocorresse a incidência de dois fragmentos na mesma torre, o aglomerado seria contado como dois. Na figura 4.14 podemos verificar o resultado da procura de aglomerados nos módulos destinados aos nêutrons. Na região de prótons, devido à pouca separação entre os prótons que incidem no UCAL, o algoritmo apresentou deficiências na separação de aglomerados superpostos. Para a obtenção da multiplicidade de prótons foi necessário utilizar também os cintiladores e câmaras proporcionais. Na figura 4.14 podemos notar que em alguns eventos, o algoritmo não conseguiu discernir entre um e dois nêutrons incidentes. Esta ineficiência será abordada na seção 5.7.

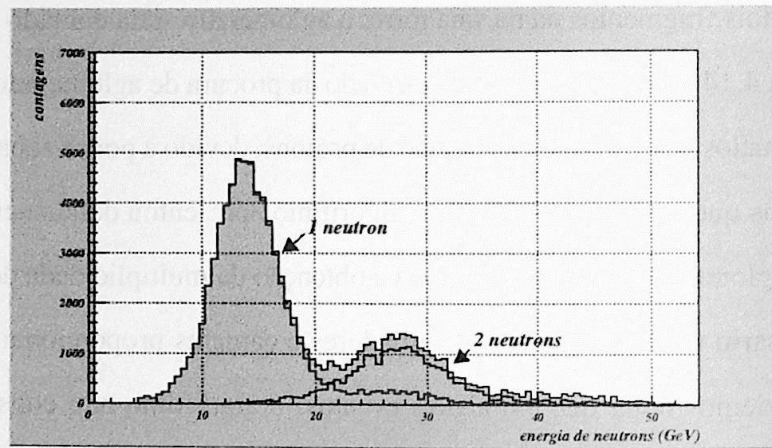


Figura 4.14: Histograma da energia depositada nos módulos do calorímetro de nêutrons e o resultado da procura de aglomerados.

Capítulo 5

Identificação dos Canais de Decaimento

Neste capítulo serão abordados os procedimentos utilizados na seleção de eventos semi-periféricos e na identificação dos canais de decaimento evento a evento, a partir dos dados obtidos no conjunto dos detectores utilizados no Experimento 814. Tanto a seleção dos eventos quanto a identificação dos canais necessitam de uma descrição completa do fragmento pesado remanescente da colisão. A partir desta informação procura-se os outros fragmentos que completam a reação. A localização destes fragmentos mais leves permite determinar se a colisão é semi-periférica ou extremamente periférica. As colisões centrais são rejeitadas pelo sistema de "trigger", bastando verificar as medidas nos detectores próximos ao alvo. Os canais de decaimento possíveis estão indicados na tabela 5.1. A tabela mostra também onde podemos encontrar os fragmentos remanescentes da col-

isção em cada um dos canais. Os canais sublinhados são aqueles estudados no presente trabalho, onde pode-se encontrar um núcleon na região de fragmentos participantes (PCAL).

Neste capítulo, primeiramente será descrito o procedimento de seleção dos eventos periféricos no momento da aquisição e a seleção posterior, dentre os eventos armazenados em fita pelo sistema de aquisição. Na seção 5.3 é abordada a reconstrução do evento onde procura-se os fragmentos que atravessam o espectrômetro através das posições registradas nas câmaras proporcionais, nos cintiladores e no calorímetro dianteiro. Na seção 5.4 usaremos todos os dados da reconstrução de eventos já obtidos para identificar os fragmentos produzidos. Posteriormente, na seção 5.5, será descrito como os eventos são separados em canais de decaimento exclusivos e como selecionar aqueles classificados como semi-periféricos. Para obtermos as distribuições de energia e multiplicidade de partículas carregadas produzidas na colisão, na seção 5.6 será descrito um procedimento de seleção que englobe todos os eventos semi-periféricos. Dada a sua importância na determinação das seções de choque, a última seção deste capítulo sumariza os itens que contribuem na eficiência do aparato na identificação e seleção de eventos.

Para definirmos um padrão que descreva reações semi-periféricas, iremos utilizar a notação :

íon pesado + fragmentos detectados no espectrômetro + núcleon na região
participante

Exemplo : $^{26}\text{Al} + p + n$ corresponde ao íon ^{26}Al , um próton detectado no

can. decaimento	PCAL	UCAL	can. decaimento	PCAL	UCAL	can. decaimento	PCAL	UCAL	
$^{27}\text{Si} + 1n$	<u>1n</u>		$^{24}\text{Mg} + 2p + 2n$	<u>1p</u>	<u>2n+1p</u>	$^{23}\text{Mg} + 2p + 3n$	<u>1p</u>	<u>3n+1p</u>	
		1n		<u>1n</u>	<u>1n+2p</u>		<u>1n</u>	<u>2n+2p</u>	
$^{26}\text{Si} + 2n$	<u>1n</u>	<u>1n</u>		2p	2n		2p	3n	
	2n			2n	2p		2n	1n+2p	
$^{27}\text{Al} + 1p$	<u>1p</u>			2p+1n	1n			3n	2p
		1p		2n+1p	1p			1p+1n	2n+1n
$^{26}\text{Al} + 1p + 1n$	<u>1p</u>	<u>1n</u>		1p+1n	1n+1p			2p+1n	2n
	<u>1n</u>	<u>1p</u>			2n+2p			2p+2n	1n
	1p+1n			2p+2n				1p+2n	1n+1p
$^{26}\text{Al} + 1d$		1d		$^{24}\text{Mg} + 1t + 1p$	<u>1p</u>		<u>1t</u>		3n+1p
	1d		1t		1p		3n+2p		
$^{25}\text{Al} + 1p + 2n$	<u>1p</u>	<u>2n</u>	$^{24}\text{Mg} + d + 1p + 1n$	<u>1p</u>	<u>1n+1d</u>	$^{23}\text{Mg} + \alpha + 1n$	<u>1n</u>	<u>1\alpha</u>	
	<u>1n</u>	<u>1n+1p</u>		<u>1n</u>	<u>1p+1d</u>		1\alpha	1n	
	1p+1n	1n		1p+1n	1d		$\alpha+1n$		
	1p+2n			1d	1n+1p			3n+1p+1d	
$^{25}\text{Al} + 1t$		1t	$^{24}\text{Mg} + 2d$		1n+1p+1d		<u>1p</u>	<u>3n+1d</u>	
	1t			1d	1d	<u>1n</u>	<u>2n+1p+1d</u>		
$^{25}\text{Al} + 1d + 1n$	<u>1n</u>	<u>1d</u>	$^{24}\text{Mg} + 3\text{He} + 1n$		2d	$^{22}\text{Mg} + d + 1p + 3n$	1p+1n	2n+1d	
		1n+1d		<u>1n</u>	<u>^3He</u>		1p+2n	1n+1d	
$^{26}\text{Mg} + 2p$	1n+1d		$^{24}\text{Mg} + \alpha$	^3He	1n+ ^3He	1p+3n	1d		
	2p			$^3\text{He}+1n$	1n	2n	1n+1p+1d		
$^{25}\text{Mg} + 2p + 1n$	<u>1p</u>	<u>1p</u>	$^{22}\text{Mg} + 1t + 1p + 2n$	$^3\text{He}+1n$		3n	1p+1d		
		2p		$^{24}\text{Mg} + \alpha$	1\alpha		1d	3n+1p	
	<u>1p</u>	<u>1n+1p</u>				1\alpha	1d+1p	3n	
	<u>1n</u>	<u>2p</u>		$^{22}\text{Mg} + 1t + 1p + 2n$	<u>1n</u>	<u>1n+1p+1t</u>	1d+1p+1n	2n	
	1p+1n	1p			<u>1p</u>	<u>2n+1t</u>	1d+2n	1n+1p	
2p	1n	2n	1p+1t		1d+1p+2n	1n			
2p+1n		1p+1n	1n+1t		1d+1p+3n				
	1n+2p	1p+2n	1t						
$^{25}\text{Mg} + 1d + 1p$	<u>1p</u>	<u>1d</u>	1t	2n+1p					
		1p+1d	1t+1p	2n					
	1d	1p	1t+1p+1n	1n					
$^{25}\text{Mg} + 3\text{He}$	1d+1p		1t+2n	1p					
	^3He		1t+1p+2n						
		^3He		2n+1p+1t					

Tabela 5.1: Canais de decaimento que podem ser identificados pelo aparato em colisões efetuadas com o feixe de ^{28}Si e as distribuições de núcleons isolados nos detectores do experimento. Destaques sublinhados referem-se aos canais onde se espera eventos com um núcleon participante.

espectrômetro e um nêutron no calorímetro participante (PCAL).

5.1 Seleção “on line” de eventos periféricos

O sistema de “trigger” pode ser programado para que seja feita uma seleção, no momento da tomada dos dados, dos eventos periféricos que nos interessam. Como o “trigger” necessita fornecer uma decisão rápida durante a tomada de dados, a confiabilidade da seleção fica prejudicada. Uma seleção mais criteriosa deve ser feita posteriormente, a partir da análise dos dados armazenados em fita.

A seleção começa pela definição de um bom feixe : que esteja alinhado com o alvo apresentando dispersão máxima de 3 mrad em torno do eixo e que tenha $Z = 14$. A implementação é feita pelos cintiladores do feixe (S1, S2, S3 e S4) e pelo detector de silício antes do alvo.

Como uma das exigências para que o evento seja considerado semi-periférico é que o feixe não sofra fragmentação completa, foram definidos limites, a partir do “pre-trigger” (análise de sinais analógicos) e segundo nível de “trigger” (análise de sinais digitalizados), para que o sistema de “trigger” aceitasse apenas eventos onde o fragmento remanescente apresentasse $Z > 7$. O outro limite impõe que a energia depositada nos módulos dos calorímetros dianteiros (UCAL), que cobrem a região de rigidez magnética dos íons pesados ($Z \sim \frac{1}{2}$), seja de pelo menos 100 GeV. O “trigger” também exige a existência de pelo menos um próton ou um nêutron isolado nos calorímetros dianteiros.

O sistema de “trigger” do experimento 814 permite escolher eventos através

de critérios paralelos (“parallel triggers”). Durante a tomada de dados, o sistema identifica e coleta eventos:

- com 1p ou 1n no estado final, verificando o calorímetro dianteiro;
- com mais de um próton ou nêutron;
- “eletromagnéticos” ou “nucleares”, verificando as medidas nos detectores próximos ao alvo.

Cada uma destas condições de “trigger” possui um fator de rejeição (“downscaling”) proporcional às seções de choque previstas, acumulando aproximadamente o mesmo número de eventos para cada canal de interesse.

Além dos “triggers” relacionados aos diversos canais de decaimento, outros mais genéricos são também adquiridos em paralelo para determinação das eficiências dos “triggers” e correções de calibração. Correspondem a eventos:

- onde somente se verifica um bom feixe (“beam trigger”);
- onde se verifica pelo menos um próton ou um nêutron no calorímetro dianteiro (“pré-trigger”);
- disparados por um pulsador randômico (“empty trigger”).

5.2 Seleção "offline" dos eventos periféricos

No programa de leitura dos dados armazenados em fita, foi introduzida uma seleção mais restrita dos eventos com a presença de um bom feixe. A seleção é

realizada verificando novamente os sinais eletrônicos nos cintiladores S1, S2, S3 e S4 e no detector de silício antes do alvo. Além disso, para evitar a ocorrência de "pileup" nos detectores de silício (vide seção 4.1) e cintiladores do feixe, os eventos que iniciaram antes de $2.5\mu\text{s}$ após o evento anterior foram descartados.

O programa de leitura também rejeita eventos onde ocorre interação do íon pesado remanescente na região entre o alvo e os calorímetros dianteiros (UCAL). A figura 5.1 mostra a relação entre a medida de carga do íon pesado no detector de silício após o alvo e a média entre o cintilador vertical e o horizontal que indicaram a passagem do íon. Apesar dos balões de hélio que preenchem a região e da rejeição de eventos deste tipo pela parede de veto (vide seção 3.1.3), ainda são registrados muitos eventos onde ocorre a interação do feixe com o ar, acarretando sua perda de carga. O programa de leitura aceita apenas os eventos dentro das elipses marcadas na figura 5.1, correspondendo a íons que mantêm a mesma carga entre a região logo após o alvo e os calorímetros dianteiros.

5.3 Reconstrução do evento

Após a seleção dos eventos periféricos é iniciada a sua reconstrução, que irá procurar sinais deixados pelos fragmentos no espectrômetro (Fig. 5.2). No regime relativístico, um fragmento de carga Z e momento P quando atravessa os magnetos com intensidade de campo B descreve uma trajetória curva com raio síncrotron [30]

$$R = \frac{P}{cZB} \quad (5.1)$$

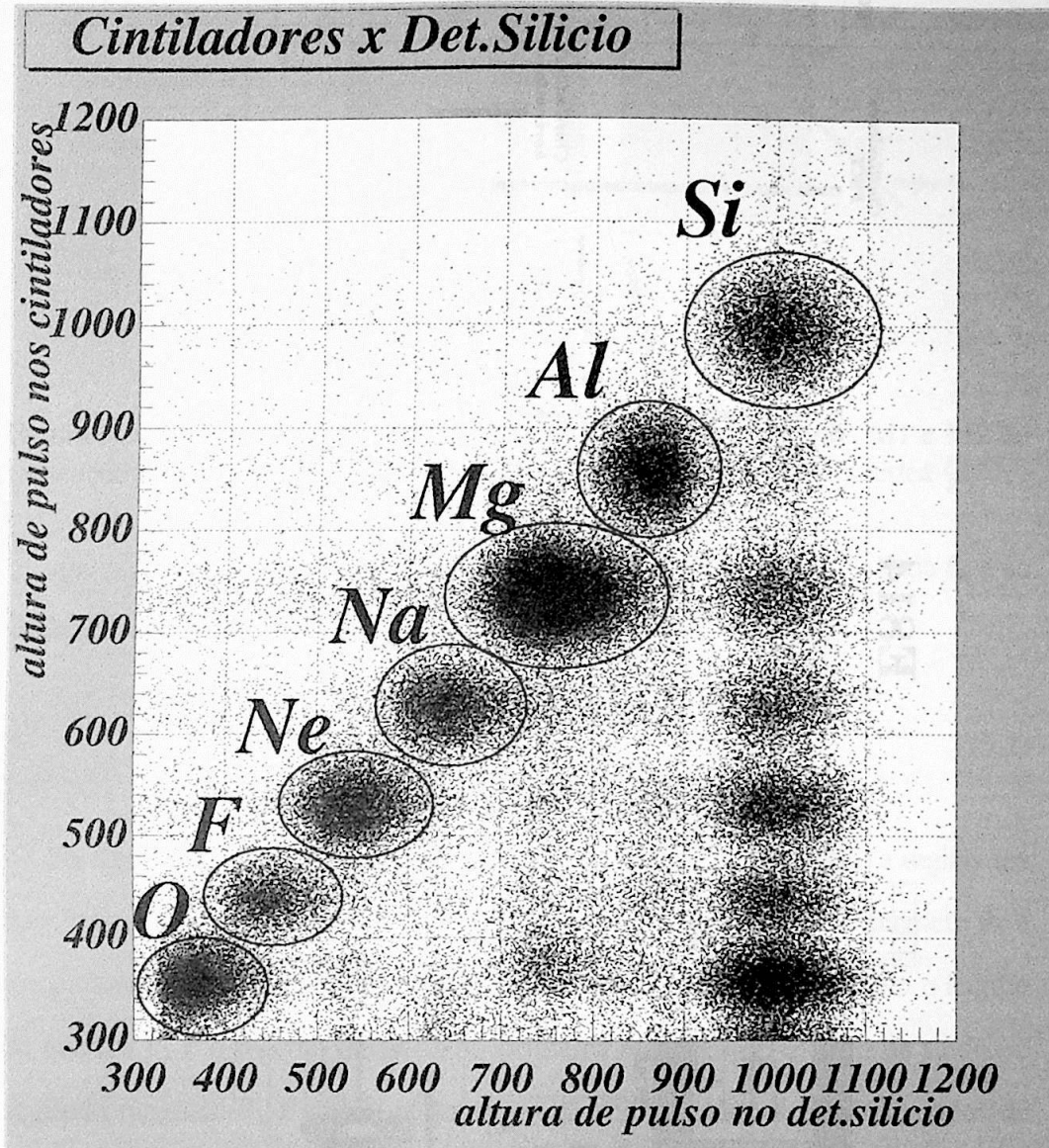


Figura 5.1: Relação entre a medida de carga no detector de silício após o alvo e nos cintiladores. As “ilhas” que correspondem a reações que ocorreram no alvo e que são selecionadas para análise estão circundadas pelas linhas sólidas.

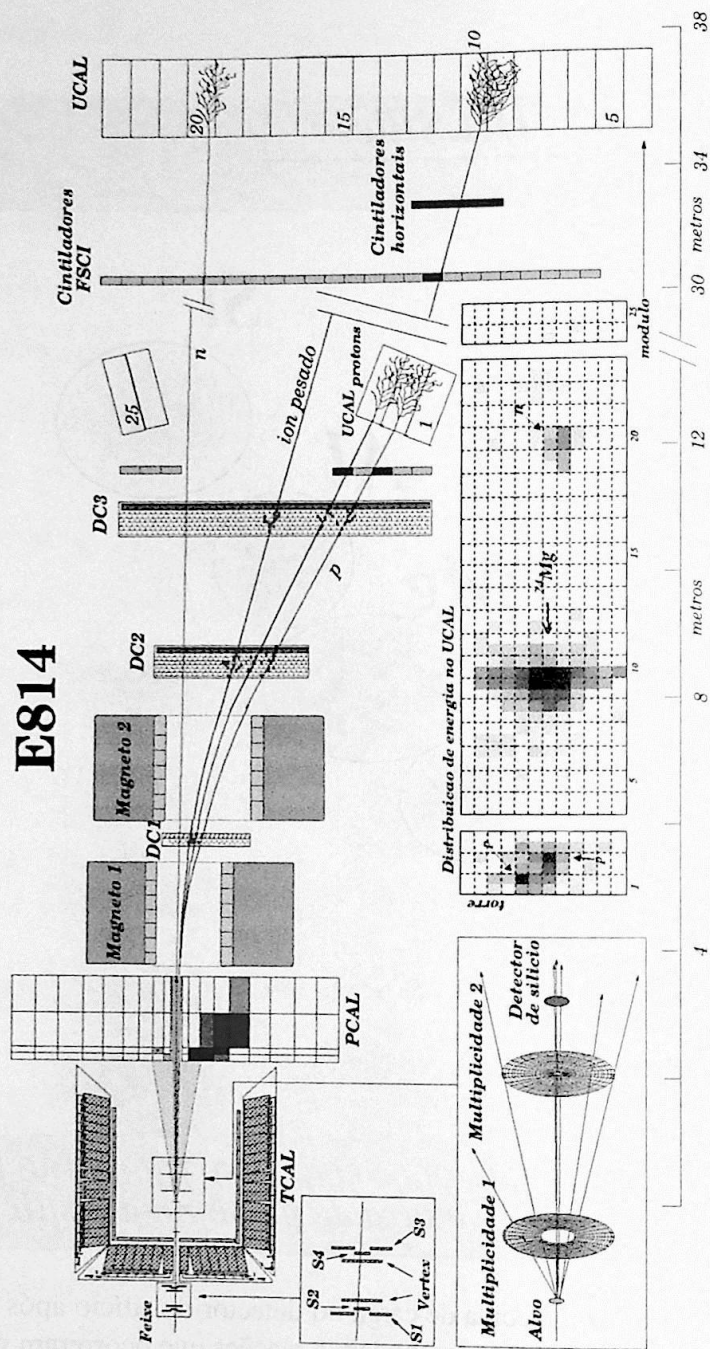


Figura 5.2: Reconstrução da trajetória dos fragmentos produzidos em uma colisão $^{24}\text{Mg}+2p1n+n$. Os parâmetros de entrada para a reconstrução são obtidos a partir dos dados de posição e distribuição de energia depositada nos detectores do aparato.

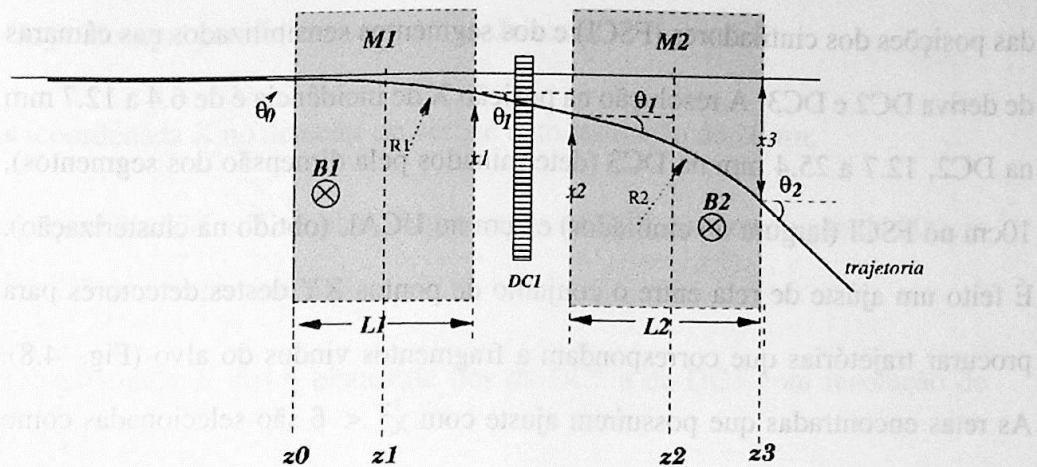


Figura 5.3: Passagem de um fragmento carregado pelos magnetos M1 e M2 do espectrômetro e as constantes envolvidas no cálculo da rigidez magnética $\frac{P}{Z}$.

que pode ser calculado também pela relação entre o ângulo de entrada θ_e e de saída θ_s num magneto com comprimento L :

$$R = \frac{L}{\sin \theta_e - \sin \theta_s} \quad (5.2)$$

Na figura 5.3 vemos como um fragmento carregado atravessando a região dos dois magnetos e a câmara DC1. O ângulo de entrada no primeiro magneto θ_0 é um parâmetro da trajetória a ser obtido no ajuste. No segundo magneto o ângulo de entrada θ_1 é o mesmo da saída no primeiro magneto. O ângulo de saída no segundo magneto θ_2 é obtido na reconstrução da trajetória a partir de dados de posição fornecidos pelas DC2, DC3, FSCI e UCAL.

A trajetória é inicialmente estabelecida na região após os magnetos, a partir da medida de posição dos aglomerados de energia no calorímetro dianteiro (UCAL),

das posições dos cintiladores (FSCI) e dos segmentos sensibilizados nas câmaras de deriva DC2 e DC3. A resolução na posição X de incidência é de 6.4 a 12.7 mm na DC2, 12.7 a 25.4 mm na DC3 (determinados pela dimensão dos segmentos), 10cm no FSCI (largura do cintilador) e 2cm no UCAL (obtido na clusterização). É feito um ajuste de reta entre o conjunto de pontos XY destes detectores para procurar trajetórias que correspondam a fragmentos vindos do alvo (Fig. 4.8). As retas encontradas que possuírem ajuste com $\chi^2 < 6$ são selecionadas como candidatas a trajetória de um fragmento carregado.

Em cada uma das retas candidatas são procurados os fios de anodo sensibilizados nas DC2 e DC3 que estejam dentro do cilindro centrado na reta da trajetória, com raio correspondente à resolução de medida na câmara. Se dentro destes cilindros houver três ou mais planos de fios sensibilizados em cada uma das câmaras, ajusta-se uma reta aos pontos contidos dentro do cilindro. Os desvios referentes às medidas de posição nos planos de fios foram 0.635 mm na DC2 e 1.27 mm na DC3, correspondentes à resolução em posição destas medidas. A reta ajustada passa a ser uma trajetória real e são registrados o ângulo de deflexão em relação ao eixo Z (θ_2) e a posição X para $Z = z_3$ (x_3). Considerando a ação dos campos B_1 e B_2 , a trajetória é extrapolada na direção do alvo. Aqui consideramos que todos os fragmentos partem do ponto de incidência do feixe no alvo, determinado pelo detector de vértice. O ângulo θ_0 da trajetória partindo do alvo é um parâmetro livre no ajuste da trajetória. Os aglomerados obtidos nos segmentos da DC1 consistentes com a trajetória são também identificados e adicionados ao banco de dados da trajetória.

Os pontos que pertencem à trajetória são então :

- coordenada X no detector de vértice com resolução de $20\mu\text{m}$;
- coordenada X e Y no plano segmentado da DC1 com resolução de $200\mu\text{m}$ e 2.5 mm respectivamente;
- coordenada X nos 6 planos de fios da DC2 e da DC3 com resolução de $200\mu\text{m}$;
- coordenada Y nos planos segmentados da DC2 e DC3;
- coordenadas X e Y nos cintiladores dianteiros com resolução em posição de 10cm em X e 2cm em Y;
- coordenadas X e Y nos calorímetros dianteiros com resolução em posição de 2cm;

Os parâmetros livres no ajuste da trajetória são os ângulos θ_2 e θ_0 . A rigidez magnética é calculada pela equação 5.1 a partir do raio síncotron (equação 5.2). A figura 5.4 apresenta os resultados deste cálculo na medida da rigidez magnética de prótons e íons pesados. Verifica-se que a resolução proporcionada pelo algoritmo aqui descrito ainda não permite uma boa separação dos íons pesados. Para melhorar esta separação, foi proposto um algoritmo mais sofisticado, o GRIST, que utiliza os dados até aqui encontrados como parâmetros de entrada. O algoritmo é descrito no apêndice 8.1.

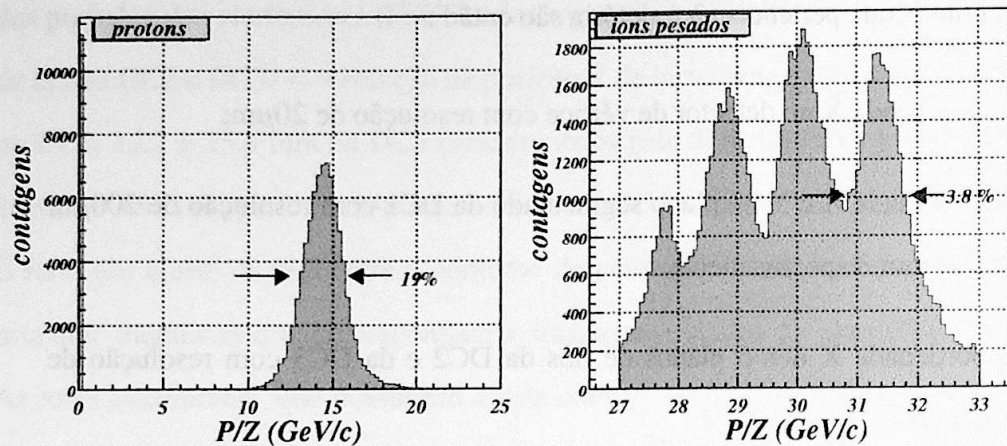


Figura 5.4: Medida da rigidez magnética calculada pela reconstrução de trajetória a partir das medidas de posição nos detectores do espectrômetro, para prótons e para os íons pesados.

A figura 5.5 mostra o resultado obtido na obtenção da rigidez magnética do íon pesado utilizando o programa GRIST. A resolução obtida para P/Z é de 2.4%, mas quando selecionamos previamente a carga do íon, é possível obter resoluções entre 1,5% e 2%.

Para as partículas neutras, a única informação de trajetória é a posição de incidência obtida no algoritmo de clusterização do UCAL.

5.4 Identificação dos fragmentos

Após a reconstrução da trajetória das partículas que atravessam o espectrômetro, já é possível identificar os fragmentos correspondentes às trajetórias encontradas. Os prótons sofrem alta deflexão quando atravessam os magnetos e os nêutrons não são defletidos como pode ser observado na figura 5.2, por isso eles são facilmente

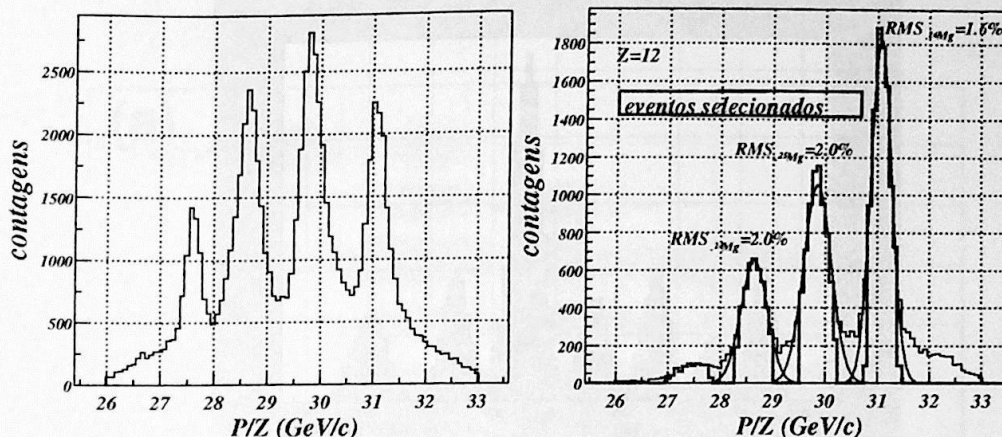


Figura 5.5: (a) Rigidez magnética do íon pesado remanescente, obtido com o programa de reconstrução GRIST. (b) Medida da rigidez magnética para todos os isótopos do Mg com indicação da resolução RMS e eventos selecionados para cada isótopo.

reconhecidos. Para a identificação do íon pesado, necessitamos da medida de carga e de rigidez magnética obtida pelo GRIST.

A medida final da carga é obtida pela análise da componente principal (PCA) [29] entre o detector de silício, os cintiladores verticais e os horizontais entre os eventos dentro das ilhas delineadas na figura 5.1. A figura 5.6 mostra o resultado da medida de carga após a rejeição e a aplicação da PCA. A resolução encontrada na medida de carga do fragmento pesado é entre 2.5 e 3%.

A figura 5.7 mostra a obtenção dos isótopos a partir da medida de carga tripla e de sua rigidez magnética $\left(Z \times \frac{P}{Z}\right)$. Sabendo-se que $P = kA$, o número de massa do íon pode então ser obtido.

Além dos prótons, nêutrons e íons pesados, podemos identificar a presença de partículas α . Estas partículas apresentam uma relação $Z/A = \frac{1}{2}$, portanto, devem

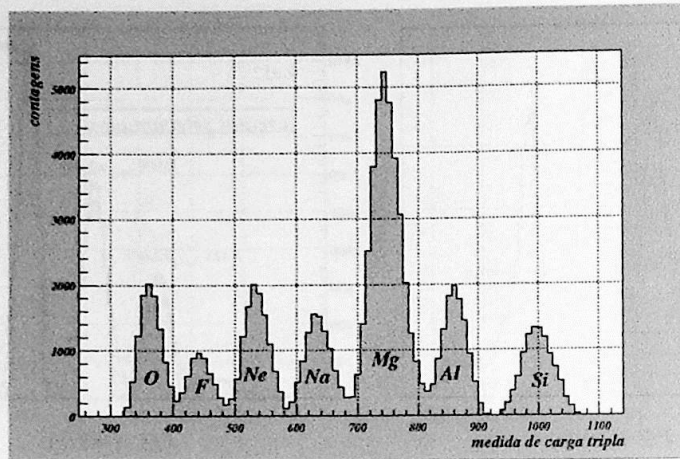


Figura 5.6: Medida do resultado da PCA sobre os detectores de silício após o alvo, dos cintiladores verticais e dos horizontais sem a presença de reações que ocorreram fora do alvo.

ser encontradas na mesma região dos íons pesados. Para separá-las usamos a medida de carga do segundo maior pulso nos cintiladores dianteiros $|Z_{2^\circ \text{ pulso}}|$ e a diferença entre a medida de energia na região dos íons pesados (E_{UCAL}) e a energia cinética calculada pelo algoritmo de reconstrução (GRIST) ($E_{ion \text{ pesado}}$). Na figura 5.8(a) vemos a relação entre os dois. Centrado com $|Z_{2^\circ \text{ pulso}}| \sim 2$ e com diferença de energia em torno dos 56 GeV, encontramos um aglomerado de pontos correspondentes a eventos com presença de partículas α . O outro aglomerado, centrado com $E_{UCAL} - E_{ion \text{ pesado}} \sim 0$ e $|Z_{2^\circ \text{ pulso}}| \sim 1$, corresponde a δ elétrons produzidos durante a passagem do feixe no cintilador. Na figura 5.8(b) é projetado a diferença de energia ($E_{UCAL} - E_{ion \text{ pesado}}$) para $|Z_{2^\circ \text{ pulso}}| > 1.8$, que são os pontos acima da linha tracejada no histograma 5.8(a). A área hachurada é aquela selecionada como canal com a presença de partículas α .

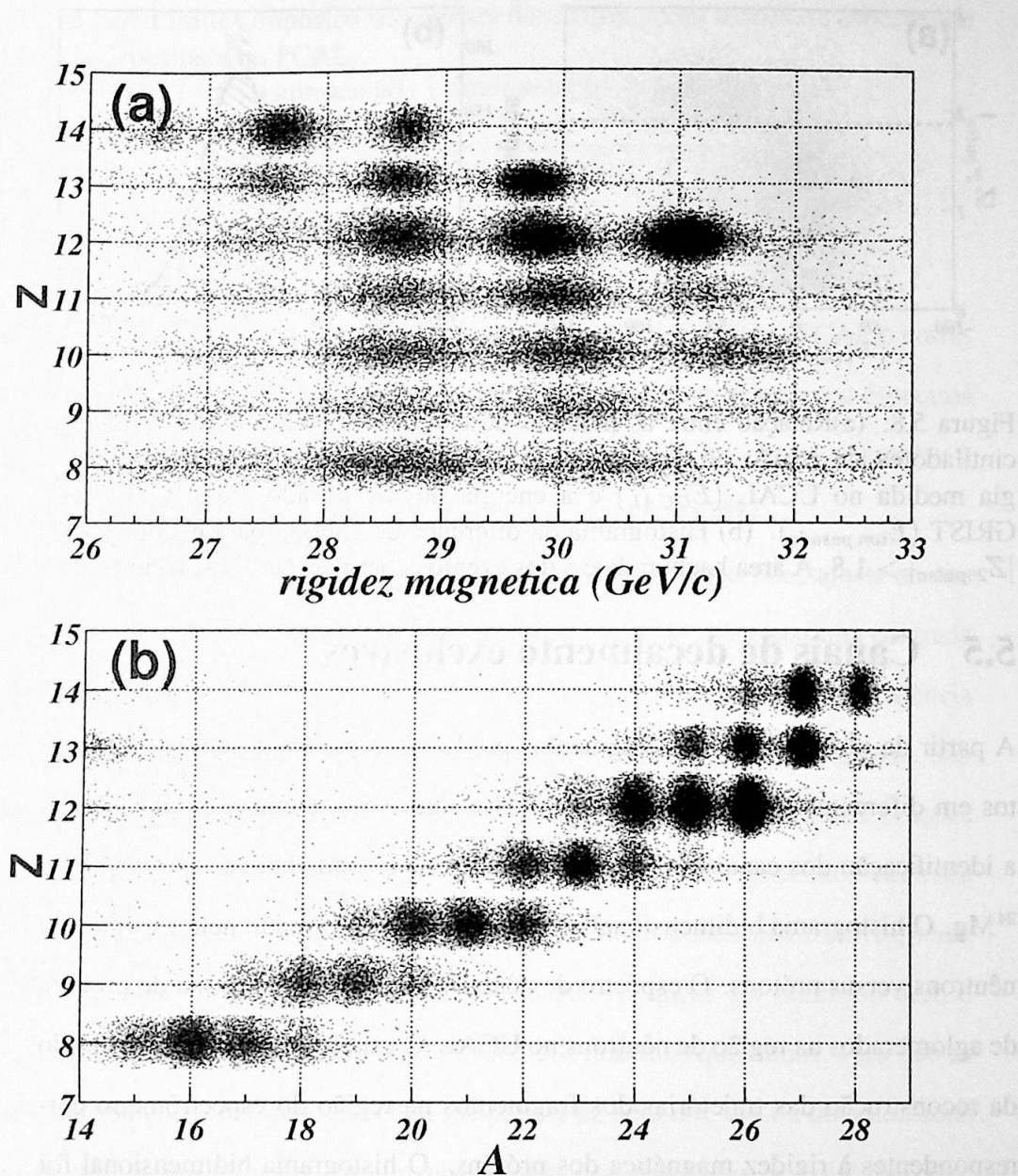


Figura 5.7: (a) Relação entre a carga e a rigidez magnética do íon pesado. (b) Relação entre carga e massa atômica do íon pesado.

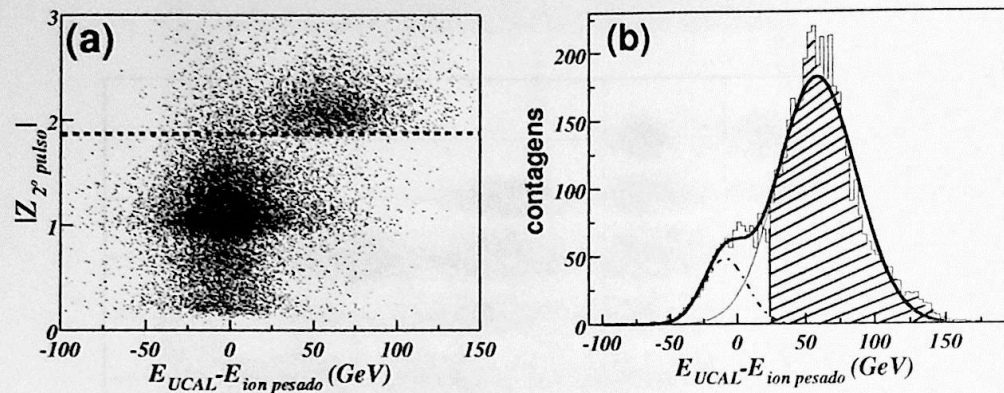


Figura 5.8: (a) Relação entre as medidas de carga do segundo maior pulso nos cintiladores da região de íons pesados $|Z_{2^\circ pulso}|$ e a diferença entre a energia medida no UCAL (E_{UCAL}) e a energia do íon pesado identificado pelo GRIST ($E_{ion\ pesado}$). (b) Histograma da diferença de energia para eventos onde $|Z_{2^\circ pulso}| > 1.8$. A área hachurada é a dos eventos com partícula α selecionados.

5.5 Canais de decaimento exclusivos

A partir da identificação dos fragmentos produzidos, podemos separar os eventos em diferentes canais de decaimento. Na figura 5.9, como exemplo, vemos a identificação dos canais de decaimento em reações onde houve a produção de ^{24}Mg . O histograma bidimensional no topo da figura é formado pelo espectro de nêutrons versus prótons. O espectro de nêutrons é resultado da rotina de procura de aglomerados na região de nêutrons no UCAL. O espectro de prótons foi obtido da reconstrução das trajetórias dos fragmentos na região do espectrômetro correspondentes à rigidez magnética dos prótons. O histograma bidimensional foi dividido em regiões que abrangessem as “ilhas” que podem corresponder a diferentes canais de decaimento. Abaixo do histograma bidimensional, é mostrado

INSTITUTO DE FÍSICA

Serviço de Biblioteca e Informação

Tombo: 3694

ex. 1

Tabela 5.2: Limites impostos nos ajustes das distribuições usadas no espectro de energia depositada no PCAL.

distribuição	forma apresentada na figura 5.9	interpretação física	limites em GeV da centróide (E_0)
Landau	linha sólida fina	sinal de fundo	$0 < E_0 < 0.1$
Gaussiana 1	linha sólida	um núcleon	$10 < E_0 < 18$
Gaussiana 2	linha pontilhada	dois núcleons	$24 < E_0 < 32$

o histograma da energia depositada no calorímetro participante (PCAL), correspondente às diferentes regiões acima delineadas. As barras de erro nos espectros referem-se a desvios estatísticos ($\sqrt{N_{bin}}$). A soma de uma curva de Landau e duas gaussianas foi ajustada aos espectros de energia no PCAL.

A curva de Landau, mostrada como uma curva sólida e fina, ajusta-se aos eventos onde não houve incidência de núcleons no PCAL. A gaussiana centrada aproximadamente em 14 GeV corresponde aos eventos onde houve a incidência de um núcleon no PCAL e é representada no espectro com uma linha grossa. São estes eventos que desejamos estudar, ou seja, eventos correspondentes a reações envolvendo apenas um núcleon participante. Já a segunda gaussiana centrada em energias acima de 25 GeV é vista como uma linha pontilhada e corresponde a eventos onde dois núcleons incidem no PCAL. O ajuste foi realizado com o programa MINUIT [31] utilizando o método dos mínimos quadrados. Para que as três distribuições correspondessem à incidência de nenhum, um ou dois núcleons no PCAL, foram impostos limites nos ajustes das centróides das distribuições, conforme é mostrado na tabela 5.2. Nos espectros apresentados na figura 5.9 também pode ser visto o χ^2 reduzido dos ajustes nos espectros.

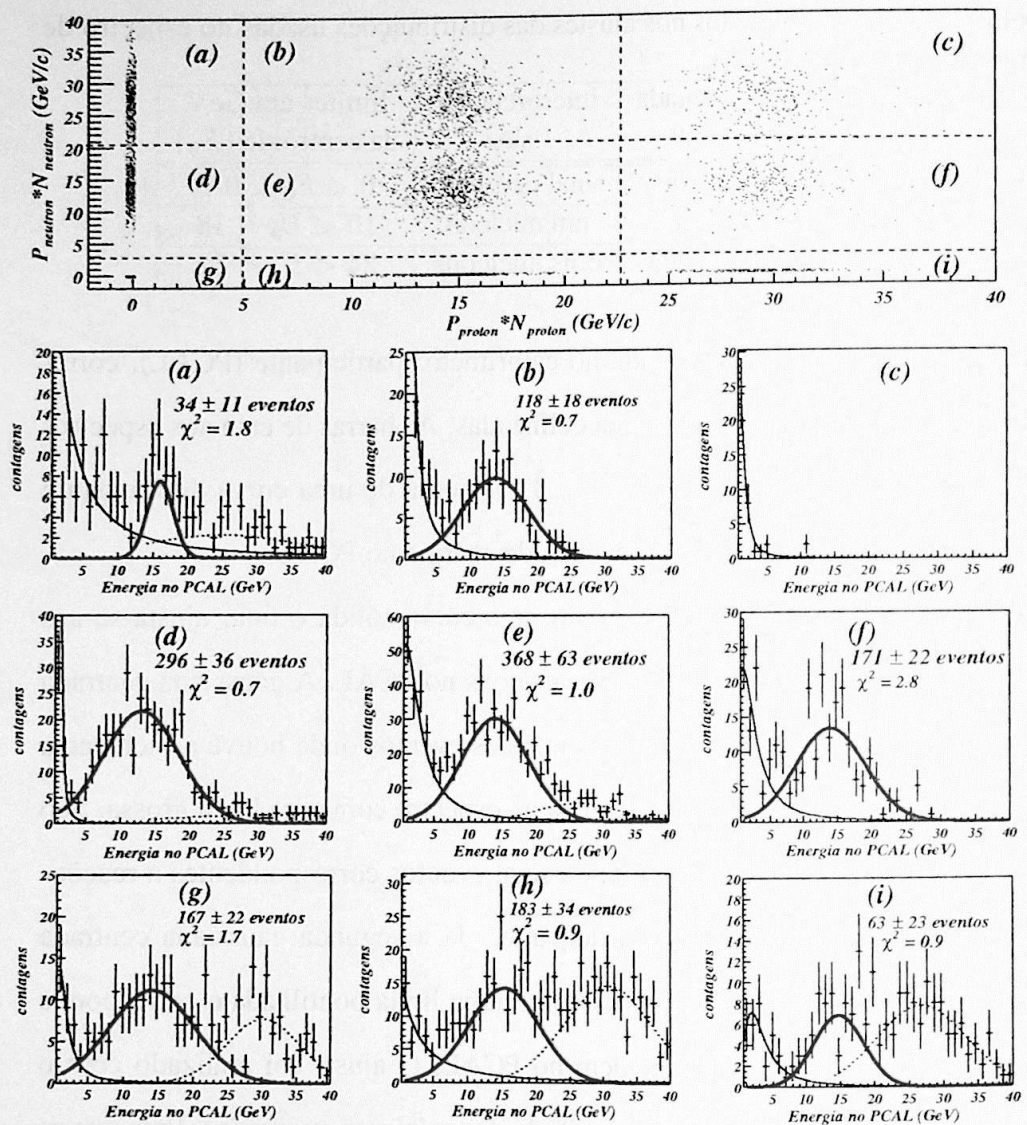
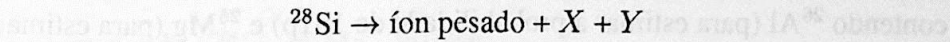


Figura 5.9: No topo, o histograma bidimensional de nêutrons versus prótons detectados no espectrômetro dianteiro em reações onde houve a produção de ^{24}Mg . Os outros histogramas representam a distribuição de energia total depositada no calorímetro participante (PCAL), correspondentes às “ilhas” vistas no histograma de nêutrons versus prótons. Uma curva de Landau mais duas gaussianas são ajustados ao espectro de energia no PCAL. Em cada histograma também é apresentado as integrais da gaussiana em torno de 14 GeV e o χ^2 reduzido.

Os fragmentos detectados no aparato são todos vindos do feixe de ^{28}Si . Os fragmentos vindos do núcleo alvo não possuem momento suficiente para alcançar os detectores. Por isso, a reação que devemos completar é



onde X são os fragmentos detectados no espectrômetro e Y é o núcleon depositado no PCAL.

No exemplo da figura 5.9, foram estudadas apenas reações onde o íon pesado produzido foi o ^{24}Mg . O histograma bidimensional de nêutrons versus prótons detectados no espectrômetro nos fornece 9 canais diferentes :

(a) Corresponde a $2n$ no espectrômetro. No PCAL vemos dois picos gaussianos.

O pico gaussiano centrado em torno de 14 GeV indica a presença de um núcleon, o pico gaussiano centrado em torno de 28 GeV indica a presença de dois núcleons no PCAL. O canal destacado foi classificado como



(b) Refere-se a $2n1p$ no espectrômetro. O pico gaussiano corresponde portanto a um núcleon e o canal de decaimento foi classificado como



(c) Verifica-se $2n2p$ no espectrômetro. Como esperado, não se verifica núcleons no PCAL e o canal de decaimento é $^{28}\text{Si} \rightarrow ^{24}\text{Mg} + 2n2p$.

(d) Abrange eventos com $1n$ no espectrômetro. O pico gaussiano do espectro no PCAL não pode ser determinado, podendo corresponder a $1n$ ou a $1p$. Neste

caso, foi necessário estimar a probabilidade de 1n1p ou 2p não serem detectados no espectrômetro. Para estimar esta probabilidade, foram utilizados eventos eletromagnéticos (onde não há deposição de núcleons no PCAL) contendo ^{26}Al (para estimar a probabilidade de 1n1p) e ^{26}Mg (para estimar a probabilidade de 2p). Os eventos contados neste canal são então distribuídos entre os canais $^{28}\text{Si} \rightarrow ^{24}\text{Mg} + 2n1p+p$ e $^{28}\text{Si} \rightarrow ^{24}\text{Mg} + 2p1n+n$ de acordo com estas probabilidades.

- (e) Vemos 1p1n no espectrômetro. O pico gaussiano destacado no PCAL pode corresponder a 1p ou a 1n. Os eventos contados são então distribuídos entre os dois canais de acordo com as probabilidades de 1n e 1p não serem detectados pelo espectrômetro, estimados a partir de eventos eletromagnéticos contendo ^{27}Si e ^{27}Al respectivamente. O pequeno pico gaussiano centrado em 27 GeV corresponde a 1p1n, mas não é do interesse desse trabalho.
- (f) Corresponde a 2p1n no espectrômetro. O pico destacado no espectro do PCAL corresponderia ao canal $^{28}\text{Si} \rightarrow ^{24}\text{Mg} + 2p1n+n$.
- (g) Não são observados núcleons no espectrômetro. Os eventos contados no pico gaussiano destacado são distribuídos entre os canais $^{28}\text{Si} \rightarrow ^{24}\text{Mg} + 2p1n+n$ e $^{28}\text{Si} \rightarrow ^{24}\text{Mg} + 2n1p+p$ de acordo com a probabilidade de 2p1n e 2n1p não serem detectados no espectrômetro, estimados a partir de eventos eletromagnéticos contendo ^{25}Mg e ^{25}Al .
- (h) Vemos 1p no espectrômetro. A probabilidade de 1n1p e 2n não serem detectados no espectrômetro determinam a distribuição dos eventos conta-

dos para os dois diferentes canais de decaimento, $^{28}\text{Si} \rightarrow ^{24}\text{Mg} + 2p + 1n + n$ e $^{28}\text{Si} \rightarrow ^{24}\text{Mg} + 1p + 2n + p$.

- (i) Representam eventos com 2p no espectrômetro. O canal destacado e contado corresponde a $^{28}\text{Si} \rightarrow ^{24}\text{Mg} + 2p + 1n + n$.

O procedimento aqui descrito para os canais com ^{24}Mg foi semelhante para os outros íons pesados. Os canais estudados neste trabalho são todos aqueles que depositaram apenas um núcleon no PCAL. A figura 5.10 mostra os canais de decaimento exclusivos identificados com suas respectivas eficiências de identificação que serão abordadas na seção 5.7.

5.6 Seleção do canal semi-periférico inclusivo

Para a obtenção das distribuições de energia transversal $d\sigma/dE_T$, $dE_T/d\eta$ e multiplicidade de partículas carregadas $d\sigma/dN_c$ e $dN_c/d\eta$ consideramos apenas eventos onde ocorre a incidência de um núcleon no PCAL.

Primeiro se fez uma seleção dos eventos onde a reação não estava completamente descrita com os fragmentos encontrados no espectrômetro. Dentre estes eventos, foram escolhidos aqueles que depositaram no mínimo 5 GeV de energia no PCAL. Para estimar a eficiência deste corte, utilizamos a razão entre a contagem obtida e a integral da gaussiana em torno de 14 GeV ajustada ao espectro de energia total depositada no calorímetro participante. A estimativa indicou que, aplicando o corte proposto, selecionamos 70.9(9)% dos eventos semi-periféricos para análise.

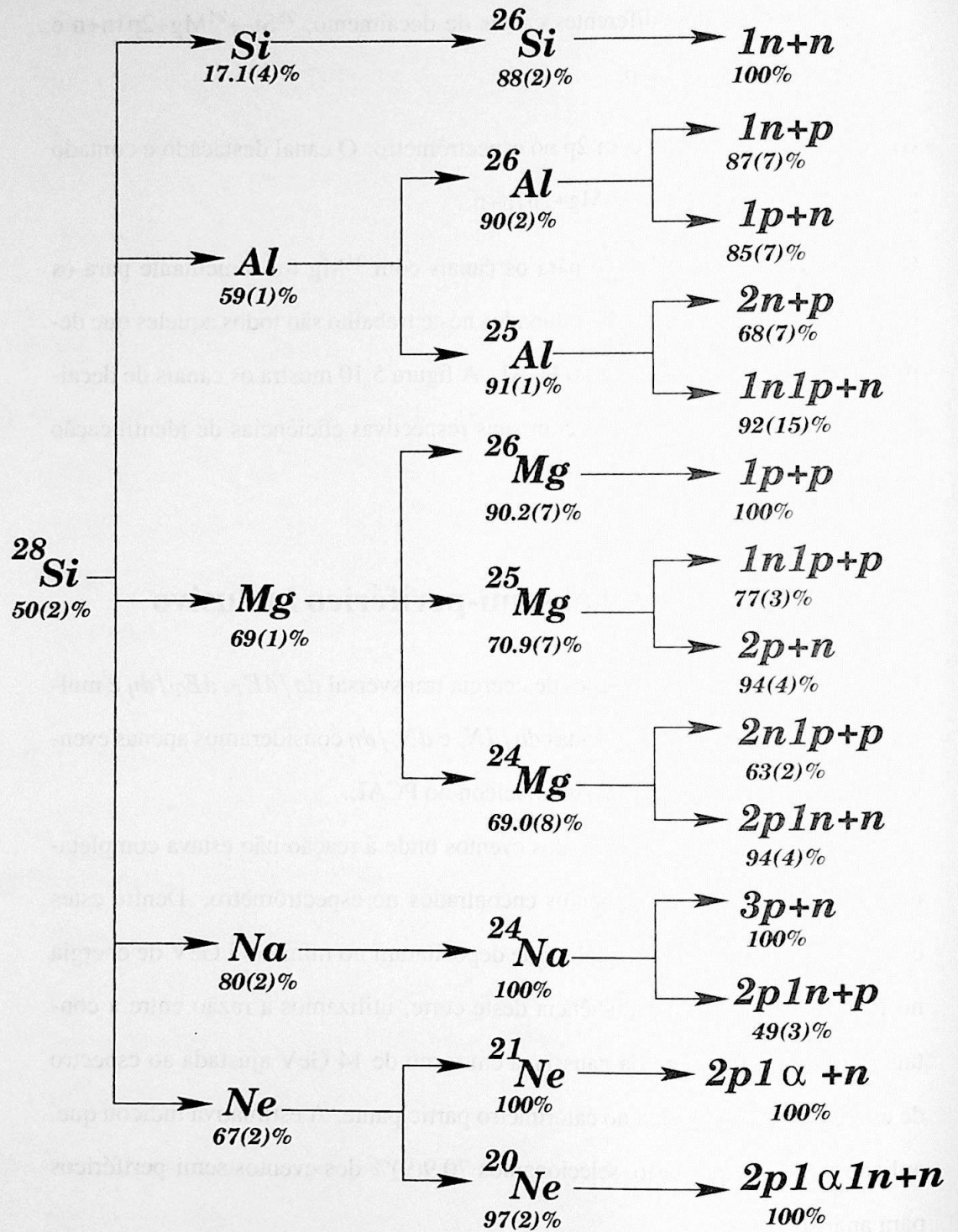


Figura 5.10: Obtenção dos canais de decaimento exclusivos, respectivas eficiências nos cortes efetuados e desvios nas eficiências.

5.7 Eficiências

Para a análise das seções de choque, é necessário um estudo da eficiência do aparato e das técnicas utilizadas para selecionar e identificar um determinado canal de decaimento. Os fatores considerados no cômputo da eficiência são relacionados a eficiência dos detectores, sistema de “trigger” e às análises realizadas via “software”.

5.7.1 Eficiência dos detectores

- *intervalo de tempo entre dois eventos* - eventos que foram acionados em um tempo menor que $2.5\mu\text{s}$ após o início do evento anterior foram rejeitados para evitar problemas de “pileup” nos detectores de silício e cintiladores. A porcentagem de eventos que não sofreram este corte foi 83.7(6)%.
- *parede de veto* - A eficiência da parede de veto para a rejeição de interações após o alvo foi estimada com uma amostra de Z que tenha sido identificado como bom evento sem interação após o alvo, usando fitas de “pre-trigger”. A probabilidade de sobrevivência destes eventos com e sem a seleção fornecida pela parede de veto foi de 87(2)%.

5.7.2 Contribuições do sistema de “trigger” na ineficiência

- *interações antes do alvo* - considera-se a eficiência com que o sistema de “trigger” seleciona íons do feixe que alcançam o alvo com $Z = 14$. A partir

- 5.5). Esta estimativa é baseada na razão entre a contagem obtida e a integral da gaussiana correspondente a cada um dos íons pesados no espectro de rigidez magnética. As estimativas obtidas são mostradas na terceira coluna do diagrama na figura 5.10.
- *identificação de prótons e nêutrons no espectrômetro* - refere-se às eficiências nas rotinas de procura de trajetórias de prótons e de aglomerados de energia no calorímetro dianteiro. As eficiências dependem do alvo e canal estudado. As eficiências são mostradas na quarta coluna do diagrama na figura 5.10.

5.7.4 Outros

- *interações após o alvo do íon pesado* - é a contagem de íons pesados remanescentes da colisão que não sofreram interação entre o alvo e os cintiladores dianteiros. Esta eficiência é dependente do íon pesado remanescente. A ocorrência de eventos com interações fora do alvo pode ser estimada a partir de uma seleção rigorosa de eventos:
 - energia no PCAL menor que 100 MeV, indicando que não houve incidência de nenhum núcleon nesta região;
 - carga bem definida pelo detector de silício após o alvo, selecionando eventos que estejam dentro de 0.5σ da gaussiana que aparece no espectro de carga depositada no detector de silício.

Usando estes eventos, verificamos a contagem de eventos onde o íon pesado sofreu alguma alteração de carga elétrica entre o detector de silício após o alvo e os cintiladores dianteiros. As percentagens de íons pesados que não sofreram interação após o alvo estão listadas na segunda coluna do diagrama na figura 5.10.

Na seleção de um bom evento com feixe de ^{28}Si bem definido, a eficiência total foi de 50(2)%. No canal inclusivo apenas foram verificadas as eficiências inerentes ao “trigger”, à rejeição de eventos com intervalo menor que $2.5\mu\text{s}$ e a um corte inferior na energia mínima no calorímetro participante (vide seção 5.6).

Capítulo 6

Determinação das seções de choque

Neste capítulo, iremos descrever os procedimentos utilizados nos canais semi-periféricos para calcular suas seções de choque, bem como para obter as distribuições de energia transversal e multiplicidade de partículas carregadas. Na seção 6.1 é dada uma descrição do cálculo da seção de choque para um determinado canal de decaimento. A relação da seção de choque com a massa do alvo em cada um dos canais de decaimento semi-periféricos exclusivos é apresentada na seção 6.2. As distribuições de energia transversal $d\sigma/dE_T$ e $dE_T/d\eta$, e de multiplicidade de partículas carregadas $d\sigma/dN_c$ e $dN_c/d\eta$, são mostradas em seguida nas seções 6.3 e 6.4.

6.1 Cálculo da seção de choque

O número N de reações caracterizados por um determinado canal de decaimento é

$$N = \sigma N_{feixe} n_T$$

onde σ é a seção de choque, N_{feixe} é o número de íons que incidiram no alvo, n_T é o número de núcleos no alvo por unidade de área. O número de núcleos no alvo por unidade de área é

$$n_T = \frac{N_A \Delta t}{A}$$

onde $N_A = 6.022 \times 10^{23}/mol$ é o número de Avogadro, Δt é a espessura do alvo em g/cm^2 e A é o número de massa do alvo. A seção de choque é então determinada por

$$\sigma = \frac{N}{N_{feixe}} \frac{A}{N_A \Delta t}$$

Aqui devemos introduzir duas variáveis inerentes ao processo de detecção e aquisição dos dados: o fator de escala ou “downscaling” D (vide seção 3.2.6) e a eficiência f na detecção daquele canal de decaimento (vide seção 5.7). A seção de choque final é então

$$\sigma = \frac{N}{N_{feixe}} \frac{A}{N_A \Delta t} \frac{D+1}{f} \quad (6.1)$$

Na Tabela 6.1 é apresentado os alvos usados e as constantes envolvidas no cálculo acima.

Neste trabalho, o número de colisões por canal N será a integral da gaussiana centrada em 14GeV, na distribuição de energia depositada no calorímetro partici-

Alvo	Massa atômica A	Carga Z	Espessura Δt (g/cm ²)	Nº de partículas N_{feixe}
Pb	208	82	4.359	198 815 659
Sn	120	50	3.253	202 339 502
Cu	64	29	2.239	193 573 008
Al	27	13	1.300	189 837 461
vazio	—	—	—	258 084 410

Tabela 6.1: Relação dos alvos utilizados, massa atômica, carga, espessura do alvo e número total de partículas avaliadas pelo sistema de "trigger" em cada um dos alvos.

pante (PCAL). A incerteza em cada canal de energia no histograma é de natureza poissonica (\sqrt{n}).

As fontes de erro na contagem destes eventos são os desvios nos parâmetros ajustados à distribuição gaussiana de energia

$$\sigma_N = \frac{\sqrt{2\pi}}{\Delta E} \sqrt{\sigma_0^2 \sigma_{N_0}^2 + N_0^2 \sigma_{\sigma_0}^2 + 2\sigma_0 N_0 \text{cov}(N_0, \sigma_0)}$$

onde ΔE é a largura do canal de energia, conforme também é mostrado na figura 6.1, e $\text{cov}(N_0, \sigma_0)$ é a covariância entre N_0 e σ_0 .

Na seção de choque calculada na fórmula 6.1, ainda se propaga as incertezas nas estimativas das eficiências f listadas na seção 5.7.

A razão $\frac{N}{N_{feixe}}$ em cada canal analisado foi subtraída pela mesma razão para eventos sem alvo ("empty target") correspondentes àquele canal.

Foram contados 1562 eventos onde existe apenas um núcleon participante na reação para alvo de chumbo, contados a partir dos critérios descritos na seção 5.6.

A seção de choque total para estes eventos foi (1700 ± 90) mb.

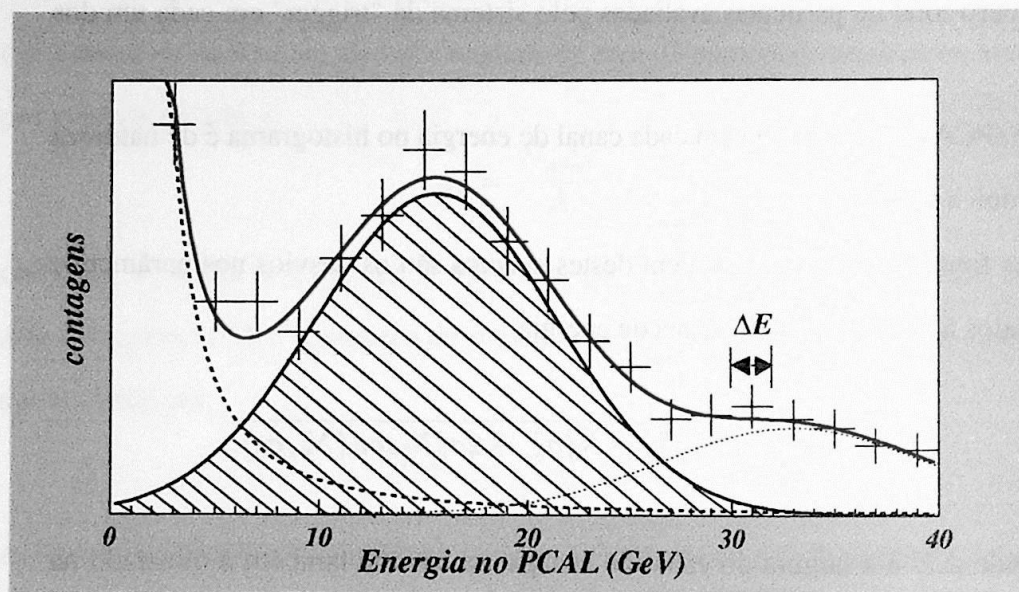


Figura 6.1: Espectro de energia depositada no calorímetro participante (PCAL) em eventos semi-periféricos. A área hachurada corresponde à contagem dos eventos onde houve deposição de um núcleon no PCAL.

6.2 Dependência da seção de choque com o alvo

Como selecionamos colisões onde apenas um dos núcleons do feixe sofre grande deflexão durante a colisão, esperamos que a seção de choque tenha dependência com o raio dos núcleos alvo e incidente :

$$\sigma = a \left(A_T^{1/3} + A_P^{1/3} \right) \quad (6.2)$$

O expoente 1/3 foi o que apresentou melhores ajustes aos pontos experimentais para todos os canais de decaimento estudados.

Na equação acima, A_T e A_P representam as massas dos núcleos alvo e projétil respectivamente. A figura 6.2 apresenta o gráfico da dependência entre a seção de choque e o alvo em um dos canais analisados. Na figura podemos notar a influência da contaminação do eventos eletromagnéticos. Estes eventos contribuem na seção de choque com o termo $Z_T^{1.8}$ [2][23], ficando a seção de choque total igual a

$$\sigma = a \left(A_T^{1/3} + A_P^{1/3} \right) + bZ_T^{1.8} \quad (6.3)$$

Na figura 6.3 é mostrada a dependência com o alvo das seções de choque para vários canais. A Tabela 6.2 apresenta os parâmetros encontrados em cada um dos canais estudados a partir do ajuste descrito. Os canais escolhidos foram aqueles onde foi possível uma análise estatística satisfatória, com uma contagem mínima de 20 eventos em cada um dos alvos. Na tabela, além do χ^2 referente ao ajuste, é

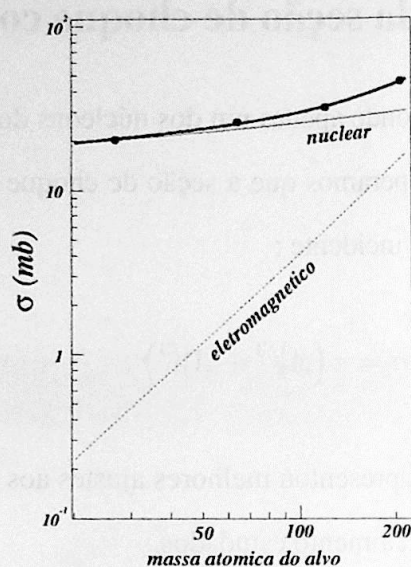


Figura 6.2: Contribuições dos termos nuclear (linha sólida fina) e eletromagnético (linha tracejada) na dependência da seção de choque com a massa do alvo.

também apresentado o coeficiente de correlação ρ , definido em [33]

$$\rho = \frac{\text{cov}(a, b)}{\sigma_a \sigma_b} \quad (6.4)$$

que corresponde à dependência estatística entre os parâmetros a e b ajustados. Quando $\rho = 0$, os parâmetros são totalmente independentes. Quando $|\rho| = 1$, os parâmetros são totalmente dependentes.

Na figura 6.4 podemos visualizar a dependência das seções de choque exclusivas com o Q da reação. Temos duas situações : reações onde um próton é detectado (pontos redondos) e reações onde um nêutron é detectado no calorímetro participante (pontos em forma de cruz).

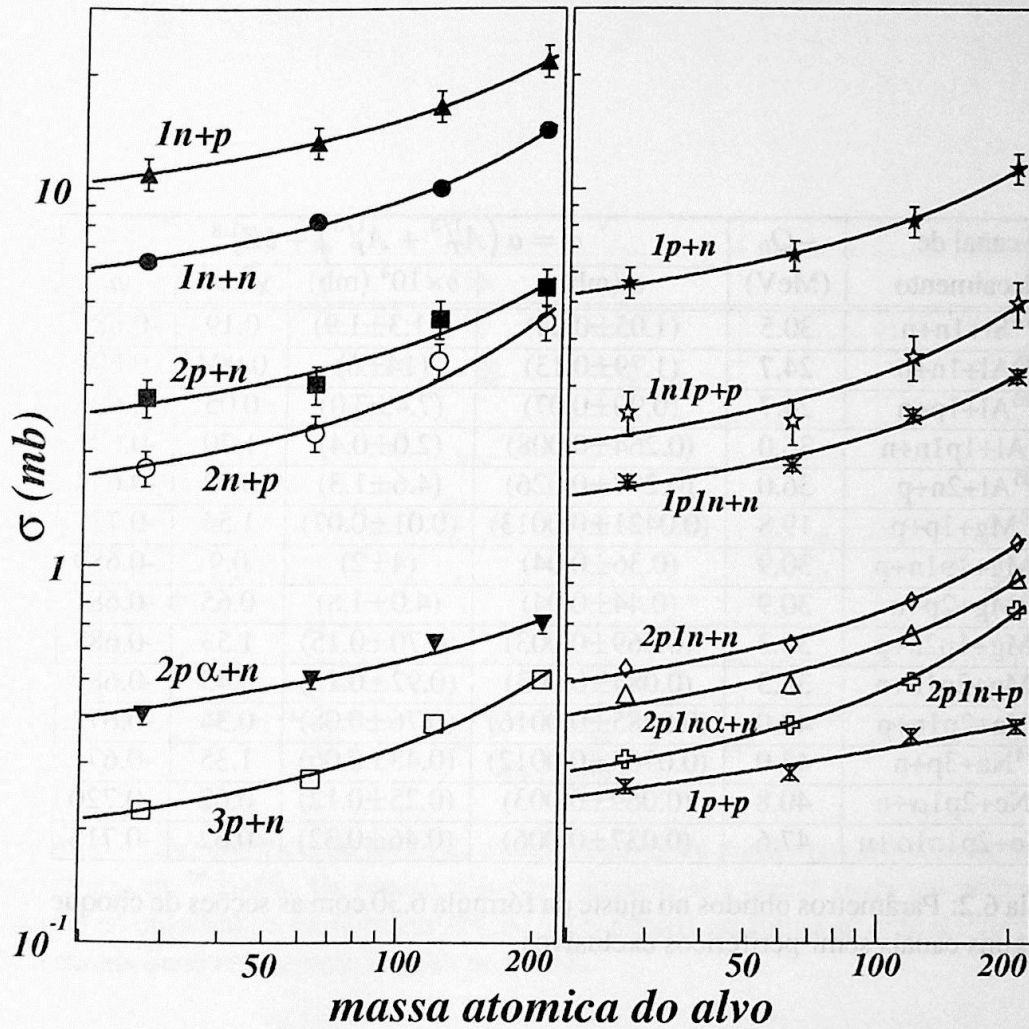


Figura 6.3: Dependência das seções de choque exclusivas com a massa do alvo. Os canais de decaimento estão identificados pelos núcleons remanescentes no espectrômetro e o núcleon que sofreu colisão inelástica.

canal de decaimento	$-Q_0$ (MeV)	$\sigma = a \left(A_T^{1/3} + A_P^{1/3} \right) + bZ_T^{1.8}$			
		a (mb)	$b \times 10^4$ (mb)	$\chi^2_{\text{red.}}$	ρ
$^{26}\text{Si}+1n+n$	30.5	(1.05±0.04)	(11.3±1.9)	0.19	-0.686
$^{26}\text{Al}+1n+p$	24.7	(1.79±0.13)	(14±6)	0.004	-0.694
$^{26}\text{Al}+1p+n$	24.7	(0.90±0.07)	(7.4±3.0)	0.05	-0.698
$^{25}\text{Al}+1p1n+n$	36.0	(0.264±0.008)	(2.0±0.4)	1.70	-0.691
$^{25}\text{Al}+2n+p$	36.0	(0.297±0.026)	(4.6±1.3)	0.72	-0.657
$^{26}\text{Mg}+1p+p$	19.8	(0.0421±0.0013)	(0.01±0.07)	1.54	-0.731
$^{25}\text{Mg}+1p1n+p$	30.9	(0.36±0.04)	(4±2)	0.9	-0.689
$^{25}\text{Mg}+2p+n$	30.9	(0.44±0.04)	(4.0±1.8)	0.65	-0.681
$^{24}\text{Mg}+1p2n+p$	38.3	(0.069±0.003)	(0.70±0.15)	1.53	-0.688
$^{24}\text{Mg}+2p1n+n$	38.3	(0.084±0.003)	(0.92±0.15)	0.45	-0.689
$^{24}\text{Na}+2p1n+p$	43.0	(0.0485±0.0016)	(0.76±0.08)	0.34	-0.672
$^{24}\text{Na}+3p+n$	43.0	(0.0365±0.0012)	(0.43±0.06)	1.35	-0.671
$^{21}\text{Ne}+2p1\alpha+n$	40.8	(0.069±0.003)	(0.25±0.12)	0.62	-0.720
$^{20}\text{Ne}+2p1n1\alpha+n$	47.6	(0.037±0.006)	(0.46±0.32)	0.62	-0.718

Tabela 6.2: Parâmetros obtidos no ajuste da fórmula 6.30 com as seções de choque de alguns canais semi-periféricos exclusivos.

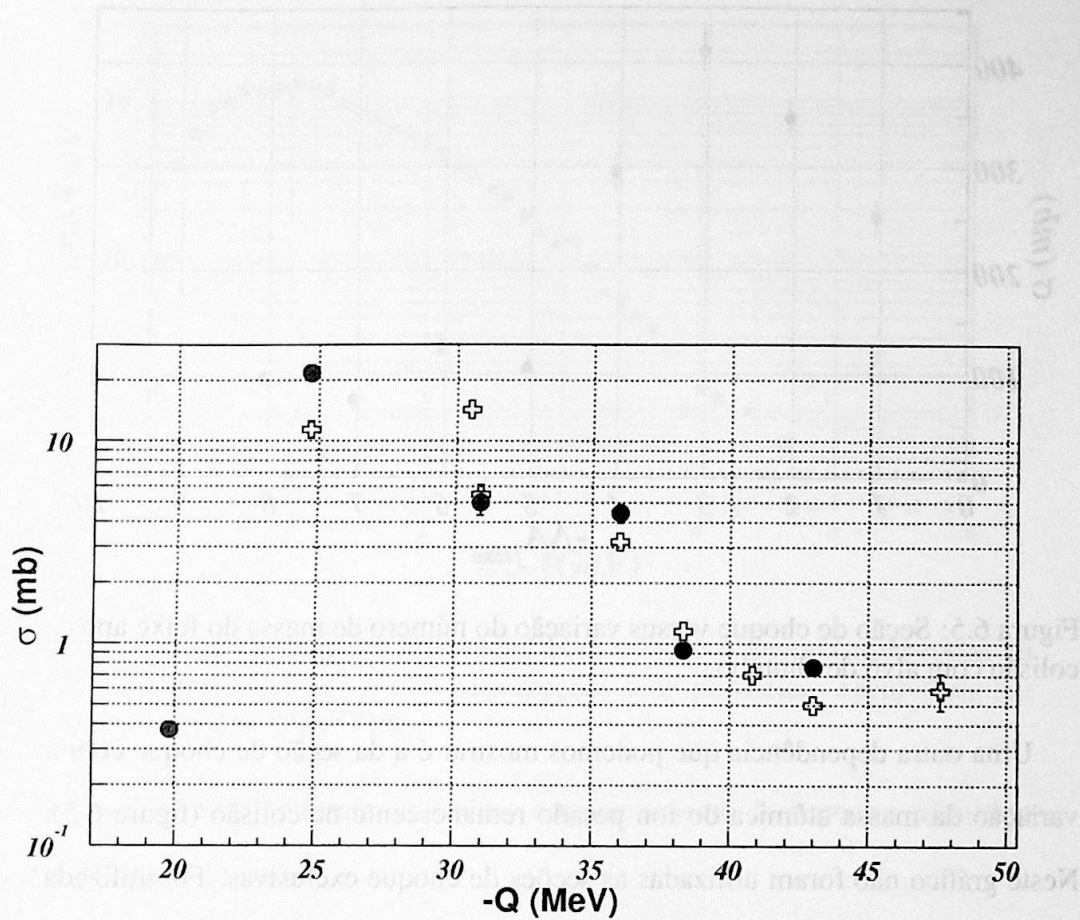


Figura 6.4: Dependência da seção de choque com Q da reação nas colisões semi-periféricas de $^{28}\text{Si} + \text{Pb}$. Os pontos redondos referem-se a canais onde um próton incidiu no calorímetro participante (PCAL). Os pontos em forma de cruz referem-se a canais onde um nêutron incidiu no PCAL.

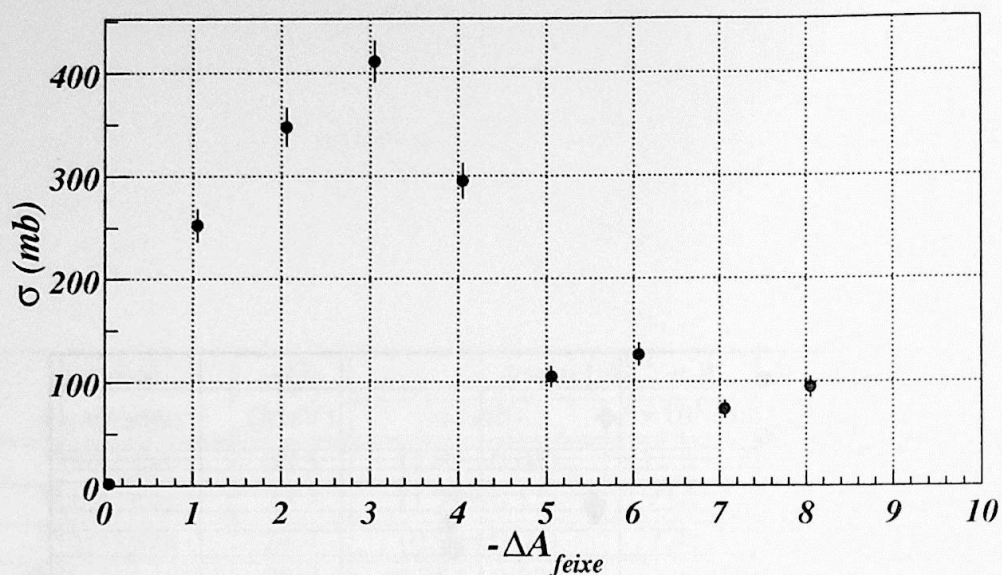


Figura 6.5: Seção de choque versus variação do número de massa do feixe após a colisão com alvo de chumbo.

Uma outra dependência que podemos mostrar é a da seção de choque com a variação da massa atômica do íon pesado remanescente na colisão (figura 6.5). Neste gráfico não foram utilizadas as seções de choque exclusivas. Foi utilizada apenas a informação da massa atômica do íon pesado, obtida pelo programa de reconstrução de eventos GRIST (vide Apêndice).

6.3 Distribuições de energia transversal

Utilizaremos nas distribuições de energia transversal e multiplicidade todos os eventos onde foi depositado um núcleon no calorímetro participante, conforme descrito na seção 5.6. Utilizamos nesta análise as colisões com o alvo de chumbo.

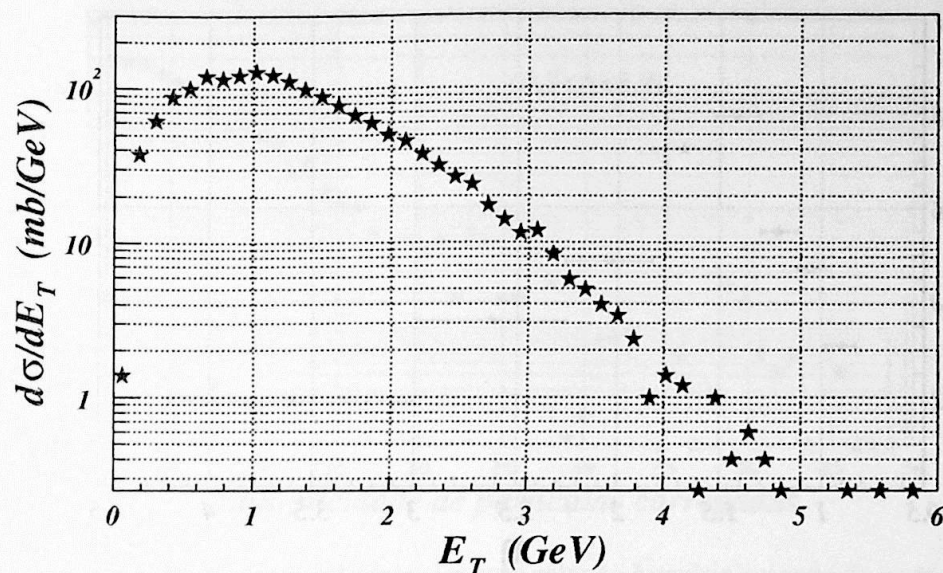


Figura 6.6: Seção de choque diferencial com relação à energia transversal na região participante ($0.8 < \eta < 4$) para reações semi-periféricas envolvendo um núcleon em colisões $^{28}\text{Si}+^{208}\text{Pb}$.

Todas as distribuições foram subtraídas estatisticamente do espectro adquirido sem a presença do alvo.

Na figura 6.6 é mostrado o espectro da energia transversal medida pelo calorímetro participante ($0.8 < \eta < 4$). Como nas seções de choque exclusivas, aqui também foram considerados os fatores de escala do evento (“downscaling”) coletado.

Na figura 6.7 é apresentada a energia transversal média medida em cada um dos intervalos de pseudorapidez η definidos pelos segmentos do calorímetro participante (PCAL) em eventos semi-periféricos, conforme o procedimento descrito na seção 4.4.

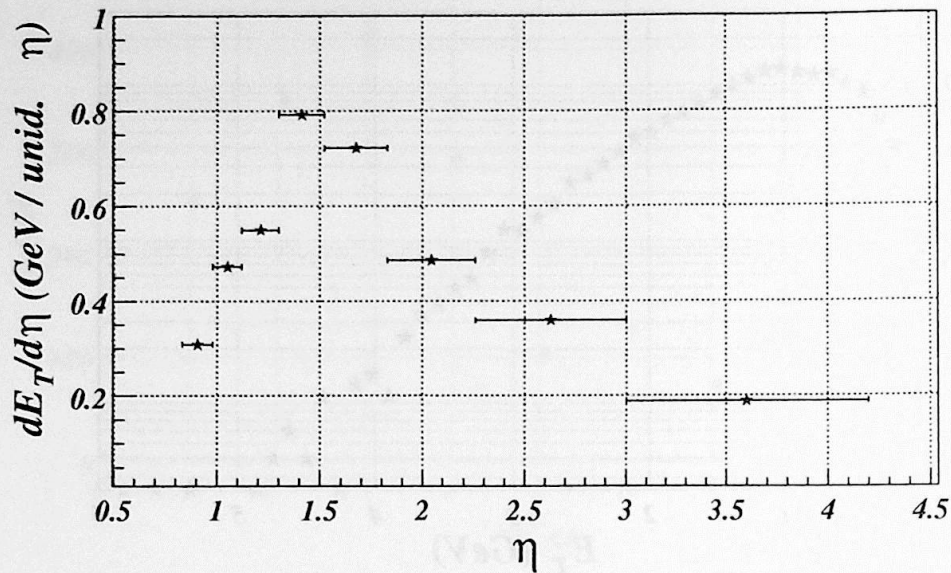


Figura 6.7: Relação entre a energia transversal e a pseudorapidez na região participante em colisões semi-periféricas com alvo de chumbo.

6.4 Distribuições de multiplicidade de partículas carregadas

Aqui são apresentados os espectros da multiplicidade de partículas carregadas medidas nos detectores de multiplicidade (corrigidos seguindo o processo descrito na seção 4.3) para os eventos semi-periféricos definidos na seção 5.6. Novamente iremos usar os dados obtidos em colisões com alvo de chumbo.

Na figura 6.8 é mostrada a seção de choque diferencial com relação à multiplicidade de partículas carregadas. Nesta distribuição, além das correções descritas na seção 4.3, foi subtraída a contribuição da seção de choque diferencial em eventos sem o alvo.

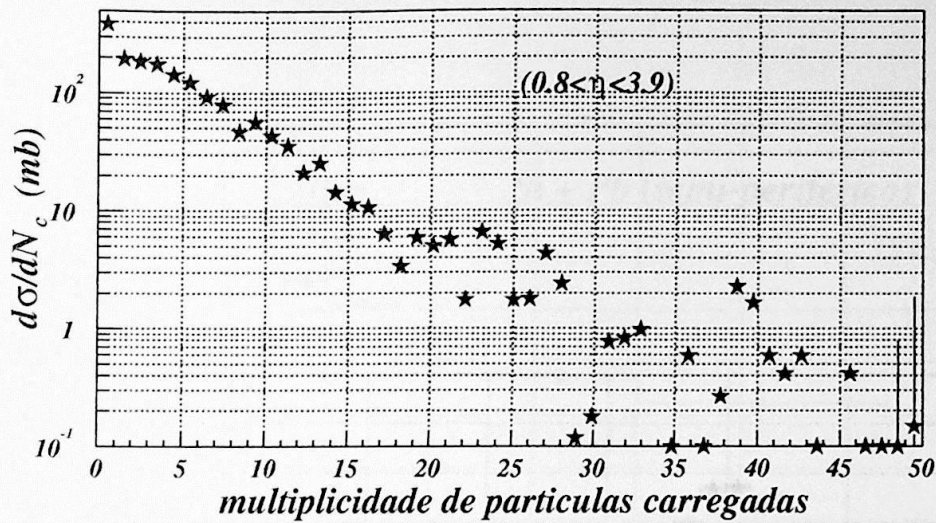


Figura 6.8: Seção de choque diferencial com relação à multiplicidade de partículas carregadas produzidas nas colisões semi-periféricas utilizando alvo de chumbo.

A multiplicidade de partículas carregadas média em vários intervalos de pseudorapidez do detector de multiplicidade é mostrada na figura 6.9.

A partir da razão entre os gráficos 6.7 e 6.9, podemos obter a energia transversal por partícula carregada nas colisões semi-periféricas em cada um dos intervalos de pseudorapidez definidos pelos segmentos do calorímetro participante (PCAL) (figura 6.10). Nesta distribuição, foi necessário somar estatisticamente a multiplicidade de partículas carregadas dentro dos intervalos de pseudorapidez do PCAL.

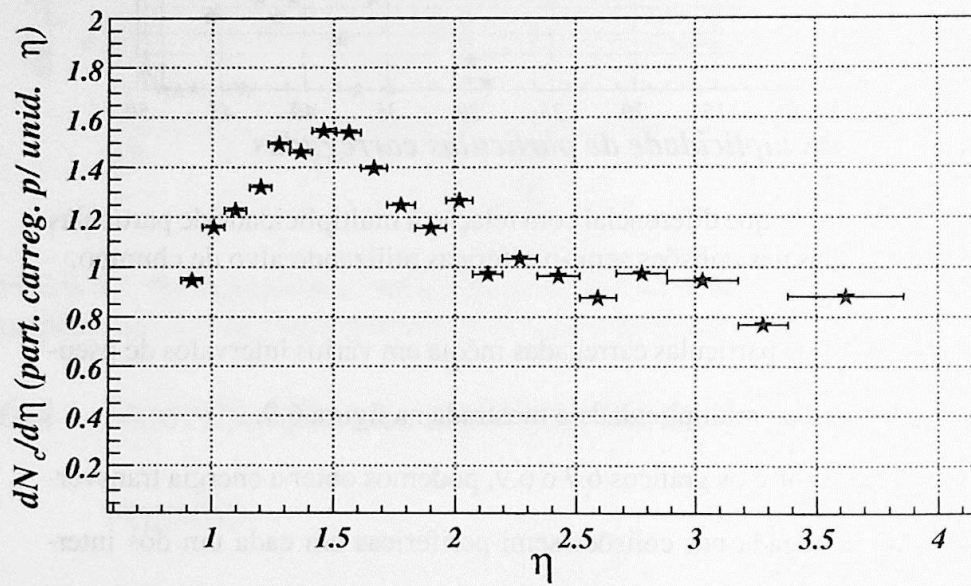


Figura 6.9: Relação entre a multiplicidade de partículas carregadas e a pseudo-rapidez em colisões semi-periféricas utilizando alvo de chumbo.

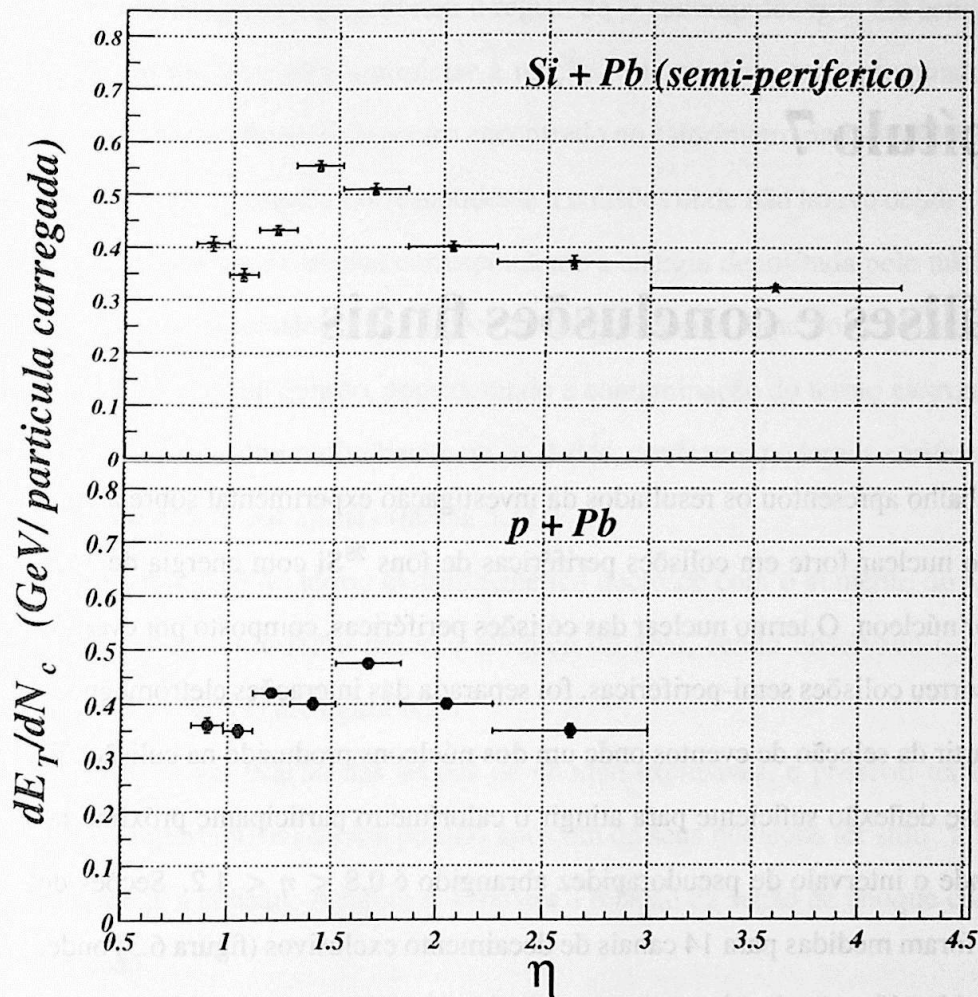


Figura 6.10: Distribuição da energia transversal E_T por partícula carregada N_c nos intervalos de pseudorapidez definidos pelos segmentos do calorímetro participante. A parte superior refere-se a reações semi-periféricas, na parte inferior refere-se a reações pA apresentadas em [4]

Capítulo 7

Análises e conclusões finais

Este trabalho apresentou os resultados da investigação experimental sobre a contribuição nuclear forte em colisões periféricas de íons ^{28}Si com energia de 14.6 GeV por núcleon. O termo nuclear das colisões periféricas, composto por eventos onde ocorreu colisões semi-periféricas, foi separada das interações eletromagnéticas a partir da seleção de eventos onde um dos núcleons produzido na colisão apresentasse deflexão suficiente para atingir o calorímetro participante próximo ao alvo, onde o intervalo de pseudorapidez abrangido é $0.8 < \eta < 4.2$. Seções de choque foram medidas para 14 canais de decaimento exclusivos (figura 6.3) onde, além da identificação dos fragmentos produzidos próximos a zero grau de espalhamento, podemos identificar o núcleon detectado pelo calorímetro participante a partir da conservação de isospin na reação. Também foi desenvolvido o estudo das distribuições de energia transversal e multiplicidade de partículas carregadas para os eventos semi-periféricos.

A técnica desenvolvida neste trabalho foi, utilizando um espectrômetro dianteiro, verificar se na reação faltava algum fragmento na região próxima a zero grau. Se nos detectores que cobrem a região de pseudorapidez $\eta > 4.2$ estivesse faltando um núcleon para completar a reação, este núcleon seria procurado no calorímetro participante. O espectro encontrado no calorímetro para estes eventos é composto por um fundo, correspondente a colisões onde não houve depósito de núcleons, mais uma gaussiana correspondente à energia depositada pelo núcleon (figura 6.1). A dependência das seções de choque com a soma dos raios dos núcleos participantes da colisão, considerando a contaminação do termo eletromagnético $Z^{1.8}$, concordou muito bem com os dados, conforme podemos verificar no χ^2 reduzido obtido nos ajustes (tabela 5.1).

A contaminação do termo eletromagnético decresce com o aumento do Q da reação e cresce conforme o número atômico do alvo, sendo observado o valor máximo de 54(4)% (vide figura 6.2).

A partir da verificação das seções de choque exclusivas, é possível ter uma idéia do comportamento do íon pesado após um de seus núcleons ter sido “arrancado” durante a colisão. A figura 6.4 mostra a relação da seção de choque com o Q da reação.

A figura 6.5 mostra a variação da massa atômica do feixe após atravessar a região do alvo. A distribuição tem um pico em torno de três. Se considerarmos que o núcleo deexcita emitindo núcleons após a colisão semi-periférica [10], a tendência maior é a emissão de dois núcleons (já que um deles ficou no calorímetro participante).

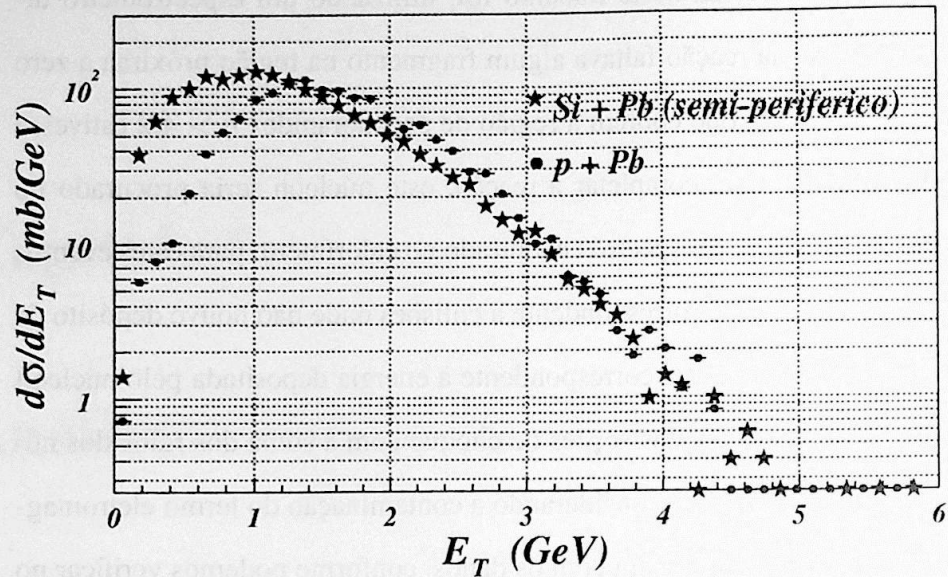


Figura 7.1: Comparação entre os espectros de energia transversal entre colisões semi-periféricas e colisões pA [4].

A seção de choque total para os eventos semi-periféricos utilizando alvo de chumbo é (1700 ± 90) mb. Nas colisões pA medidas no mesmo aparato e utilizando alvo de chumbo [4], a mesma seção de choque foi de 1380 mb.

A forma do espectro de energia transversal assemelha-se com o espectro de prótons espalhados em colisões pA (figura 7.1). A diferença entre a forma dos espectros acentua-se para energia transversal menor que 1.4 GeV.

Utilizando a equação 2.3, podemos ter a distribuição do parâmetro de impacto entre as reações aqui estudadas. Na figura 7.2 é apresentada esta distribuição em colisões envolvendo um núcleon participante entre ^{28}Si e ^{208}Pb . A soma dos raios dos núcleos envolvidos, considerando o modelo mais simples do raio do núcleo $[1.18 (A_T^{1/3} + A_P^{1/3})]$ fm, é 10.6 fm. A distribuição do parâmetro de impacto apre-

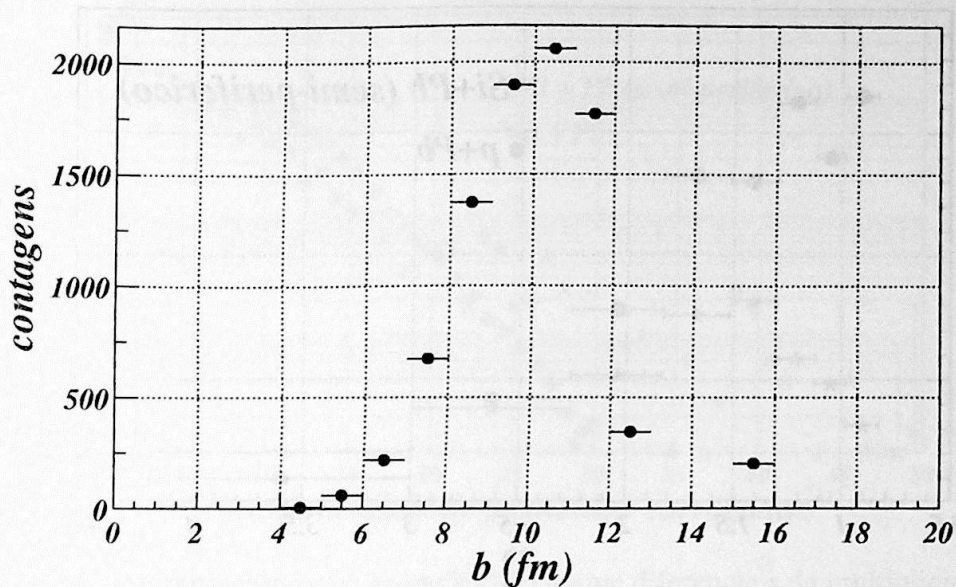


Figura 7.2: Distribuição do parâmetro de impacto b entre os eventos semi-periféricos envolvendo ^{28}Si e ^{208}Pb .

se apresenta um pico em torno de $(10.5 \pm 0.5)\text{fm}$, que corresponde à estimativa do raio do núcleo mais periférico.

A distribuição da energia transversal do núcleon que sofreu colisão inelástica com relação à pseudorapidez (figura 6.7) apresentou um pico em torno de $\eta \sim 1.4$ com energia transversal diferencial de $0.8\text{GeV}/\Delta\eta$. Em análises anteriores [24] realizadas no mesmo aparato, para o intervalo de energia transversal utilizado, foi encontrada uma pseudorapidez central próxima a $\eta \sim 1.8$ com o ajuste gaussiano. Nas colisões pA do artigo [4], utilizando também os calorímetros laterais que cercam o alvo (TCAL), a pseudorapidez central ficou em torno de $\eta \sim 0.9$ com energia transversal diferencial de $2\text{GeV}/\Delta\eta$.

A seção de choque decai exponencialmente com a multiplicidade de partículas

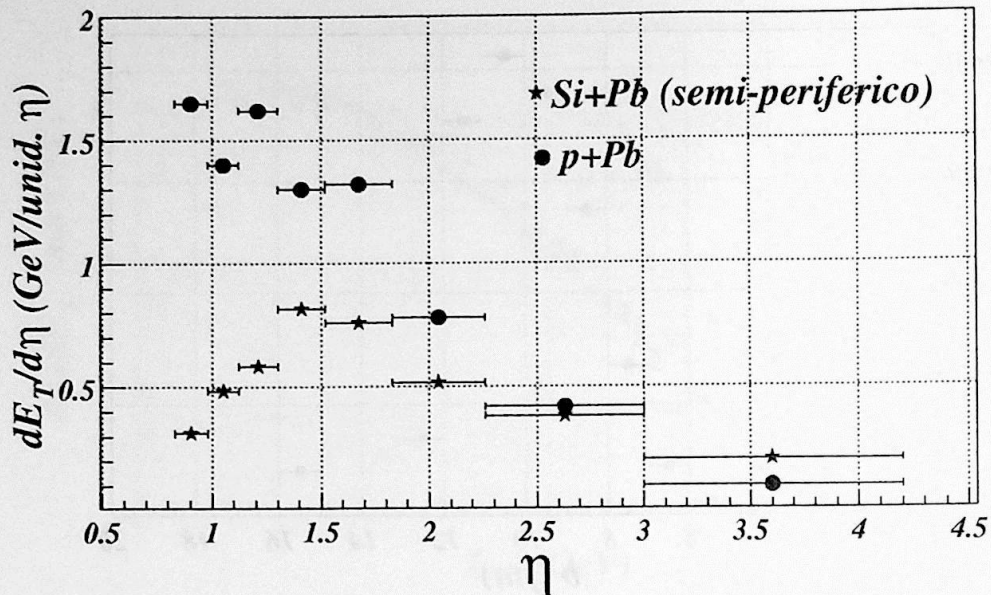


Figura 7.3: Comparação entre colisões semi-periféricas e colisões pA [4] da energia transversal diferencial em relação à pseudorapidez.

carregadas nas colisões semi-periféricas (figura 7.4) a partir da multiplicidade tres. Já nas colisões pA comparadas na figura 7.4, observa-se que o decaimento exponencial só se inicia após a multiplicidade de 9 partículas carregadas para alvos de chumbo. Esta diferença pode ser caracterizada pela influência do múltiplo espalhamento dentro do núcleo, quando da passagem do próton nas colisões pA. Como nas colisões semi-periféricas a interação ocorre na periferia do núcleo, a geometria da colisão desfavorece o múltiplo espalhamento e o número de partículas carregadas medido reflete o que é produzido apenas em uma colisão NN.

A distribuição da multiplicidade de partículas carregadas com a pseudorapidez na figura 6.9 apenas reflete aquilo que foi observado na distribuição da energia transversal, ou seja, pseudorapidez central próxima a 1.5. Na figura 7.5

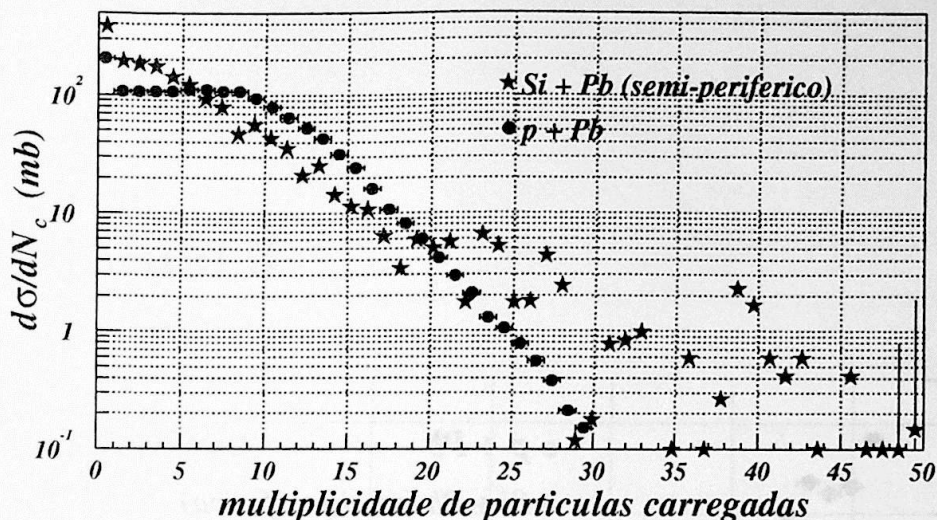


Figura 7.4: Comparação entre as seções de choque diferenciais da multiplicidade de partículas carregadas para colisões semi-periféricas e colisões pA [4].

podemos comparar esta distribuição com aquelas obtidas em reações pA. A energia transversal é aproximadamente de 450 MeV por partícula carregada, como nas colisões pA, conforme é visto na figura 6.10. Há uma leve tendência da energia transversal por partícula carregada ser maior no intervalo $\eta \sim 1.4$ para as colisões envolvendo apenas o núcleon periférico. Esta tendência também é observada nas colisões mais centrais [3]. Nas colisões pA, a maior energia transversal por partícula carregada se apresenta com pseudorapidez um pouco maior, $\eta \sim 1.7$ [4]. O pico pronunciado na distribuição da energia transversal por partícula carregada em reações envolvendo um núcleon participante pode ser explicado por um possível ângulo preferencial de espalhamento do núcleon envolvido na colisão, alterando assim a razão do número de píons por núcleon no intervalo de pseudorapidez onde o pico aparece.

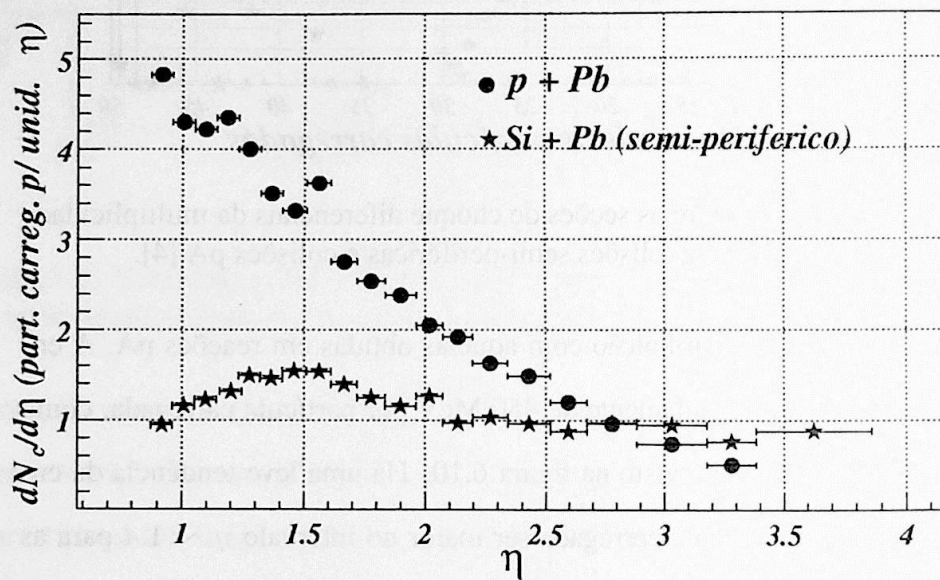


Figura 7.5: Distribuição da multiplicidade com relação aos intervalos de pseudo-rapidez no detector para colisões semi-periféricas e colisões pA [4].

Capítulo 8

Apêndice

8.1 O GRIST e a identificação de isótopos do íon pesado

Nota-se na figura 5.4, que a obtenção da rigidez magnética pelo algoritmo mencionado na reconstrução de trajetórias não é suficiente para identificar com boa separação os isótopos do íon pesado remanescente. A rigidez magnética é melhor calculada usando o programa de reconstrução GRIST, desenvolvida para realizar uma descrição física completa de eventos periféricos. Este programa foi originalmente desenvolvido no CERN durante os anos 60 em um experimento que usou câmaras "spark". Ele foi posteriormente modificado para as análises do Experimento 814. O método utilizado pelo GRIST é a minimização da função χ^2 com

relação aos parâmetros α_j

$$\chi^2(\alpha_j) = \sum_i \frac{1}{\sigma_i^2} [\xi_i - U_i(\alpha_j)]^2 \quad (j = 1, \dots, n)$$

onde ξ_i e σ_i representam os observáveis e suas precisões, como as medidas do detector de vértice, das câmaras DC1, DC2 e DC3, medidas de posição dos calorímetros e cintiladores, etc...obtidos pelas trajetórias anteriormente reconhecidas. U_i são os valores calculados destes observáveis a partir dos parâmetros α_j . O programa parte de um conjunto de parâmetros iniciais α_j^0 , fazendo uma expansão de Taylor em torno de α_j^0 ,

$$\chi^2(\alpha_j) = \sum_i \frac{1}{\sigma_i^2} \left[\xi_i - U_i(\alpha_j^0) - \sum_l \delta\alpha_l \left(\frac{\partial U_i(\alpha_j)}{\partial \alpha_l} \right) \right]^2$$

a minimização do χ^2 determina as correções $\delta\alpha_j$ resolvendo o sistema linear

$$\delta \vec{\alpha} = A^{-1} \vec{\Delta}$$

$$\Delta_k = \sum_i \frac{1}{\sigma_i^2} [\xi_i - U_i(\alpha_j)] \frac{\partial U_i}{\partial \alpha_k}$$

$$A_{lk} = \sum_i \frac{1}{\sigma_i^2} \left(\frac{\partial U_i}{\partial \alpha_l} \frac{\partial U_i}{\partial \alpha_k} \right)$$

onde A^{-1} é a matriz erro para α_j .

O sistema linear é resolvido iterativamente, devido a não linearidade de U_i com relação aos parâmetros α_j , como é observada nos nossos dados. A convergência da minimização depende do número de parâmetros envolvidos e quão bom são os

parâmetros iniciais. Na reconstrução da trajetória, foi levado em consideração o múltiplo espalhamento e a perda de energia do fragmento quando este atravessa o alvo e as câmaras proporcionais. O múltiplo espalhamento é o que mais contribuí na degradação da resolução na rigidez magnética. A correção descrita por Lutz [34] se faz pela introdução de um novo parâmetro α_J na trajetória linear,

$$U_i = a + bz_i + \sum_J \alpha_J (z_i - z_J) \Theta_J$$

$$\Theta_J = \begin{cases} 1 & z \geq 0 \\ 0 & z < 0 \end{cases}$$

α_J é o ângulo de desvio do fragmento com relação à trajetória antes de passar pelo plano J , Θ_J restringe o efeito do espalhamento já que seu efeito só modifica a trajetória após a passagem do fragmento pelo plano. A minimização do χ^2 nesta situação é descrita por

$$\chi^2 = \sum_i \frac{(\xi_i - U_i)^2}{\sigma_i^2} + \sum_J \frac{(\beta_J - \alpha_J)^2}{\sigma_J^2}$$

onde σ_i é o erro RMS verificado no plano i , σ_J é o erro RMS do ângulo de espalhamento β_J no plano J . O valor médio esperado para o ângulo β_J é zero, isso implica que não há aumento do número de graus de liberdade no ajuste.

Referências Bibliográficas

- [1] J. Barrette et al., E814 Collab., Phys. Rev **C45**, 2427 (1992).
- [2] J. Barrette et al., E814 Collab., Phys. Rev **C51**, 865 (1995).
- [3] Y. Pang, T.J. Schlagel e S.H. Kahana, Phys. Rev. Lett. **68**, 2743 (1992).
- [4] J. Barrette et al., E814 Collab., Phys. Rev. **C52**, 2028 (1995).
- [5] J. Barrete et al., E814 Collaboration, Phys. Rev. **C52**, 956 (1995).
- [6] N. C. Silva - "Produção de fragmentos ricos em nêutrons através da fragmentação do Si^{28} com momento de $p_{lab} = 14.6 \text{ GeV}/c$ por núcleon" - Tese de Doutorado, Instituto de Física da USP, 1994.
- [7] S.E. Hirzebruch, W. Heinrich, K.D. Tolstov, A.D. Kovalenko, e E.V. Benton, Phys. Rev. **C46** 1487 (1992).
- [8] D.L. Olson, B.L. Berman, D.E. Greiner, H.H. Heckman, P.J. Lindstrom, G.D. Westfall e J.J. Crawford, Phys. Rev. **C24** 1529 (1981).
- [9] Heckman et al., Phys. Rev. Lett. **28**, 926 (1972).

- [10] H. Takai - "Electromagnetic dissociation and projectile fragmentation of relativistic heavy ions" - não publicado
- [11] M.E. Bracco e M.C. Nemes, Nucl. Phys. **A582**, 717 (1995).
- [12] J. Hufner and M.C. Nemes, Phys. Rev. **C23**, 2538 (1981).
- [13] J.D. Bjorken, Phys. Rev. **D27**, 140 (1983).
- [14] J. Barrete et al., E814 Collaboration, Phys. Rev. **C46**, 312 (1995).
- [15] L.S. Waters - "Energy flow in relativistic heavy ion collision at AGS Experiment 814" - Tese de Doutorado, State University of New York em Stony Brook, 1991.
- [16] J. Simon-Gillo et al. - Nucl. Instr. and Meth. **A309**, 427 (1991).
- [17] R. Debbe, J. Fischer, et. al - IEEE Trans. on Nucl. Science **37**, 88 (1990).
- [18] B. Yu - "Gas proporcional detectors with interpolating cathode pad readout for high multiplicity charged particle detection" - Tese de Doutorado, University of Pittsburgh, 1991.
- [19] J. Fisher et al., IEEE Trans. on Nucl. Science **37**, 82 (1990).
- [20] M. Fatyga e D. Makowiecki, Nucl. Instr. Meth. **A284**, 323 (1989).
- [21] H. Takai e W.E. Cleland - "Trigger processor for Experiment 814" - E814 note 32 (1988).

- [22] 1995 Research Instrumentation Catalog. LeCroy Corporation, 1995.
- [23] U.J. Sonnadara - "Eletrromagnetic dissociation of relativistic ^{28}Si by nucleon emission." - Tese de Doutorado, University of Pittsburg, 1992.
- [24] J. Barrette et al., E814 Collab., Phys. Rev Lett. **70**, 2996 (1993).
- [25] R. Brun et al. GEANT 3.15 User' s Guide, CERN Data Handling Division Report Nr. DD/EE/84-1 (não publicado).
- [26] Z. Zhang - Transverse Energy Measurements in Collisions of 14.6 GeV/c ^{28}Si and 11.4 GeV/c ^{197}Au beams - Tese de Doutorado, University of Pittsburgh, 1993.
- [27] Z. Zhang, P. Braun-Munzinger, W. E. Cleland, G. David and D. Lissauer, Nucl. Instr. Meth. **A343**, 610 (1994).
- [28] J.B. Birks - "The theory and pratice of scintillation counting" - ed. Macmillan, NY, 1964.
- [29] Principal Component Analysis and its Applications to Track Finding. H. Wind, in Formulae and Methods in Experimental Data Evaluation (European Physics Society, 1984), Vol.3, Cap. K
- [30] J.D. Jackson - "Eletrodinâmica Clássica" - Ed. Guanabara.
- [31] <http://root.cern.ch/root/html/doc/TMinuit.html> - Parte integrante do pacote ROOT para análise de dados sobre Física de Altas Energias.

- [32] J. Barrete et al., E814 Collaboration, Phys. Rev. **C41**, 1512 (1990).
- [33] V.R. Vanin, P. Gouffon, O. Helene - Tópicos Avançados em tratamento de dados em física experimental (notas de aula).
- [34] G. Lutz - Nucl. Inst. Phys. Res. A273, 349 (1988).