

11/4/94

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
INSTITUTO DE FÍSICA

Produção de fragmentos ricos em nêutrons
através da fragmentação do ^{28}Si com
momento de $p_{\text{lab}} = 14.6 \text{ GeV}/c$ por nucleon

Nelson Canzian da Silva



Tese de Doutorado apresentada ao Instituto de Física da USP como parte dos requerimentos necessários para a obtenção do título de Doutor em Física Nuclear.

Banca Examinadora:
Olácio Dietzsch (Orientador)
Luís F. Canto
Maria C. Nemes
Philippe Gouffon
Solange de Barros

SÃO PAULO
1994

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

SBI-IFUSP



305M810T2150

539.722

S586 P

D

e.1

FICHA CATALOGRÁFICA

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

Silva, Nelson Canzian da

**Produção de fragmentos ricos em nêutrons através da
fragmentação do ^{28}Si com momento de $P_{\text{lab}} = 14.6 \text{ GeV}/c$
por nucleon. São Paulo, 1994.**

**Tese (Doutorado) - Universidade de São Paulo. Instituto
de Física. Departamento de Física Geral.**

Área de Concentração: Física Nuclear

Orientador: Prof. Dr. Olacio Dietzsch

**Unitermos: 1. Íons pesados relativísticos; 2. Fragmentação
nuclear; 3. Dissociação eletromagnética.**

USP/IF/SBI - 13/94

'A Maria Cristina.

Agradecimentos

Aos orientadores, Dr. Olácio Dietzsch e Dr. Helio Takai, pela orientação, paciência, perseverança e principalmente por compartilharem um entusiasmo pela Física que tornaram fáceis os momentos mais difíceis do trabalho.

Ao pessoal do Omega Group, do Departamento de Física do Laboratório Nacional de Brookhaven, em particular aos Drs. David Lissauer e Howard Gordon, pelas valiosas sugestões e pelo suporte logístico oferecido.

Aos membros da Colaboração do Experimento 814 do AGS de Brookhaven, em particular a Jerry Hall, Sean McCorkle, Ed O'Brien e Tom Throwe, com os quais convivia diariamente, e ao grupo da Universidade de Pittsburgh, especialmente a seu líder, o Dr. Wilfred Cleland. Sua experiência, método de trabalho e principalmente seu gosto por ensinar ofereceram oportunidades únicas para o aprendizado de Física Experimental.

A todo o pessoal do Laboratório de Instrumentação e Partículas do IFUSP, pelo suporte técnico e pelas discussões que permitiram a finalização deste trabalho.

Ao CNPq, CAPES e ao Laboratório Nacional de Brookhaven pelo apoio financeiro concedido.

Resumo

Foi investigada a produção de isótopos ricos em nêutrons a partir do decaimento de projéteis de ^{28}Si com momento de $p_{lab} = 14.6 \text{ GeV}/c$ por nucleon seguindo a excitação eletromagnética por alvos de Al, Cu, Sn e Pb. A busca foi feita selecionando fragmentos ricos em nêutrons (^6He , ^8He , ^8Li , ^9Li , ^{10}Be , ^{11}Be e ^{13}B) detectados no espectrômetro do Experimento 814 do AGS de Brookhaven. Foi estabelecido um limite superior de $54 \mu\text{b}$ (a um Nível de Confiança de 95%) para a seção de choque de dissociação eletromagnética para um único canal, baseado num conjunto com $\sim 3 \times 10^7$ partículas de feixe. Foram medidas seções de choque de produção de isótopos ricos em nêutrons por fragmentação nuclear e obtidas as distribuições de energia transversal e energia a zero graus associadas à produção destes fragmentos. As distribuições de momento transversal para o ^6He e para o ^9Li foram medidas experimentalmente e os resultados comparados ao modelo estatístico de Goldhaber para a fragmentação. A comparação fornece um valor médio de $229 \pm 9 \text{ MeV}/c$ para o momento de Fermi do projétil.

Abstract

The production of neutron-rich isotopes from the decay of ^{28}Si projectile at $p_{lab} = 14.6$ GeV/c per nucleon following the electromagnetic excitation by Al, Cu, Sn and Pb targets was investigated. The search was made triggering on neutron-rich ions (^6He , ^8He , ^8Li , ^9Li , ^{10}Be , ^{11}Be e ^{13}B) detected in the BNL-AGS-E814 spectrometer. An upper limit of $54 \mu\text{b}$ (at the Confidence Level of 95%) for the electromagnetic dissociation cross-section for an individual channel is set, based on a data sample of $\sim 3 \times 10^7$ beam particles. Inclusive cross section for the nuclear fragmentation production of those isotopes were measured and forward and transverse energy distributions were determined. From a comparison of the experimental momentum distributions for ^6He and ^9Li with the Goldhaber statistical fragmentation model an average value of 229 ± 9 MeV for the Fermi momentum of the ^{28}Si projectile was obtained.

Índice

	Introdução	1
Cap. 1	Abordagens Teóricas	6
Cap. 2	O Experimento	23
Cap. 3	Análise de Dados	48
Cap. 4	Resultados	89
	Considerações Finais	111
	Referências	113

Introdução

Os interesses da física de íons pesados relativísticos têm sido progressivamente focalizados na investigação da matéria nuclear sob condições extremas. As altas densidades de energia e matéria produzidas em colisões centrais entre íons relativísticos podem eventualmente levar à formação do plasma de quarks e glúons. A investigação do plasma poderá contribuir para expandir o entendimento das interações fundamentais da matéria, particularmente da Cromodinâmica Quântica [1].

As fases da matéria nuclear podem ser descritas através de um diagrama de fase em que a fase hadrônica estaria separada do plasma pela curva de temperatura e densidade. A transição para o plasma pode se dar por qualquer caminho entre os pontos extremos de alta temperatura e baixa densidade, por um lado, e baixa temperatura e alta densidade, por outro. Numa colisão entre dois nucleons a altas energias uma quantidade considerável de energia é depositada na região onde se deu a interação [2]. Densidades de energia da ordem de $0.3 \text{ GeV}/\text{fm}^3$ são atingidas. A densidade de energia depositada, porém, não aumenta apreciavelmente à medida que a energia dos projéteis aumenta. Empregando íons pesados a superposição de muitas colisões é favorável tanto para o aumento da temperatura quanto da densidade. Se por um lado, considerando apenas a geometria do sistema, densidades de energia da ordem de $A^{1/3} \text{ GeV}/\text{fm}^3$ podem ser atingidas, por outro, o elevado número de hadrons, e, portanto, de quarks, contribue para aumentar a pressão.

A Eletrodinâmica Quântica é outra área da física beneficiada no extremo oposto das colisões entre íons pesados relativísticos. Em colisões periféricas, com grandes parâmetros de impacto, onde a distância entre os núcleos interagentes é maior que o alcance da força nuclear forte, a interação fundamental é a eletromagnética. A elevada carga dos participantes e a contração relativística do campo eletromagnético favorecem a troca de fótons virtuais. Diagramas de ordem mais alta podem contribuir para as seções de choque para produção de pares, permitindo a investigação de aspectos não-perturbativos da Eletrodinâmica Quântica.

Feixes mais pesados e energias mais elevadas que as atualmente disponíveis serão necessários para a exploração destes domínios. Existem, no entanto, outros fenômenos que podem ser investigados no momento e que também contribuem para o entendimento dos processos eletromagnéticos. Um destes processos é a dissociação do núcleo induzida pela interação com fótons. A resposta do núcleo a fótons reais é, em muitos casos, bem conhecida. Informações sobre o núcleo obtidas em reações de foto-dissociação podem ser utilizadas na investigação dos aspectos eletromagnéticos do fenômeno. Em contrapartida, o entendimento detalhado dos aspectos eletromagnéticos, como por exemplo o espectro de fótons virtuais presente numa colisão entre íons pesados relativísticos, restringe o número de parâmetros livres na investigação de sistemas nucleares mais complexos.

Dentre estes processos, a possibilidade de excitação de harmônicos superiores da ressonância gigante isovetorial de dipolo é de particular interesse para este trabalho. Observa-se, através de medidas de seções de choque e da energia de excitação do estado final, que o primeiro estado excitado da ressonância gigante decai principalmente por emissão de alguns nucleons ou núcleos leves. Algumas abordagens teóricas [3,4,5] sugerem que o núcleo, na presença de um intenso campo de fótons virtuais, poderia ser excitado a harmônicos superiores, com probabilidade não desprezível, pela absorção de

mais de um fóton. O decaimento subsequente poderia se dar eventualmente pela emissão de fragmentos ricos em prótons ou nêutrons, favorecido devido às grandes oscilações coletivas de prótons contra nêutrons. O decaimento poderia ainda se dar com a formação de estados ainda mais frágeis e fracamente ligados, tais como aglomerados de nêutrons [5].

Na região intermediária entre colisões centrais e periféricas extremas a fragmentação nuclear é fenômeno de interesse. Esta classe de reações vem sendo investigada há décadas. Alguns conceitos e idéias desenvolvidos para descrever a fragmentação nuclear a energias mais baixas, tal como a hipótese da fragmentação limitada, vêm sendo aplicados e modificados à medida que energias mais altas são utilizadas.

Além de constituir mais uma abordagem para a exploração das forças nucleares, as investigações sobre a fragmentação nuclear têm conseqüências imediatas para a Astrofísica. Apesar de apenas aproximadamente 1% dos raios cósmicos serem mais pesados que o He, a informação que pode ser extraída destes elementos é fundamental para o desenvolvimento de teorias e modelos astrofísicos [6]. Informações sobre a composição das fontes de raios cósmicos, nucleosíntese no interior de estrelas, composição do meio interestelar, processos de aceleração, entre outras, são obtidas a partir das abundâncias de diversos elementos encontrados na Terra ou em regiões próximas a ela, após terem sido alteradas por colisões e decaimentos no meio interestelar.

As informações básicas para o problema da propagação de raios cósmicos são as seções de choque total de reação e as seções de choque parciais de produção para os diversos isótopos. O imenso número de combinações de projéteis, alvos e energias que podem ser empregados para produzir o grande número de isótopos relevantes virtualmente impossibilita a determinação experimental de todas as grandezas de interesse. Daí a importância de se entender o processo de fragmentação, mesmo que através de modelos

fenomenológicos capazes de reproduzir os dados existentes e de predizê-los onde inexitem, bem como qual a confiabilidade destas predições.

A fragmentação do projétil é um processo que vem sendo empregado há mais de uma década para a produção de feixes de núclídeos fora da linha de estabilidade [7]. A utilização de feixes de íons pesados relativísticos oferece vantagens significativas. Tanto o projétil quanto os fragmentos produzidos possuem altas velocidades e alvos espessos podem ser utilizados, aumentando a eficiência de utilização do feixe, sem perda substancial de energia do projétil ou dos fragmentos. Os fragmentos provenientes da reação estão contidos num pequeno ângulo sólido centrado na direção original do feixe, permitindo que espectrômetros razoavelmente pequenos possam observar praticamente toda a seção de choque.

Os mecanismos de produção destes isótopos a partir de íons relativísticos diferem fundamentalmente dos encontrados a energias mais baixas. A baixas energias, os principais mecanismos para produção de núclídeos fora da linha de estabilidade são as reações de fusão e evaporação, espalhamento inelástico profundo e as reações de transferência [8]. À medida que a energia cresce, as seções de choque para estes processos diminuem: o tempo de interação torna-se pequeno, reduzindo efeitos de campo médio e dando maior importância ao espalhamento nucleon-nucleon; a velocidade relativa aumenta, tornando improvável o casamento das velocidades de um nucleon ou aglomerado leve, suprimindo a transferência de nucleons; para colisões centrais, ao invés de se fundirem, os núcleos participantes se dissociam completamente. Parte da motivação para este trabalho veio do interesse em medir as seções de choque de produção de isótopos instáveis a energias do AGS e estabelecer qual seria a intensidade do feixe para alguns isótopos [9].

A fragmentação de íons relativísticos vem, no entanto, desafiando explicações abran-

gentes há décadas. Parte das dificuldades vem da grande classe de reações e processos que podem dar origem, numa reação, ao mesmo estado final. A fórmula semi-empírica de Silberberg e Tsao [6] para o cálculo das seções de choque, os conceitos de fatorização das seções de choque e a hipótese da fragmentação limitada [10,11,12], entre outros, são formulações que surgiram da análise sistemática da fragmentação nuclear, e têm servido tanto para a interpretação de novos dados experimentais quanto para a avaliação de modelos propostos para descrever o processo.

O propósito deste trabalho é o de relatar investigações realizadas sobre os processos eletromagnéticos e nucleares da fragmentação de íons relativísticos. Especificamente, utilizando um feixe de ^{28}Si com momento de 14.6 GeV/c por nucleon, incidindo sobre alvos de ^{27}Al , ^{63}Cu , ^{120}Sn e ^{208}Pb , foram determinadas as seções de choque para a produção de vários isótopos ricos em nêutrons (^6He , ^8He , ^8Li , ^9Li , ^{10}Be , ^{11}Be , ^{13}B). Foi investigada a possibilidade da dissociação eletromagnética contribuir para a seção de choque de produção de alguns destes isótopos. Foram obtidas distribuições de momento transversal, energia a zero grau, energia transversal e multiplicidade de partículas carregadas associadas à produção de alguns destes isótopos. Os resultados são interpretados à luz de diversas abordagens teóricas do processo de fragmentação.

O trabalho está situado no contexto do programa de estudos sobre colisões periféricas estabelecido pela Colaboração do Experimento 814 no AGS de Brookhaven [13].

Abordagens Teóricas

As interações entre íons pesados relativísticos podem ser classificadas em termos da “centralidade” da colisão, quantitativamente definida pelo parâmetro de impacto b .

Em colisões periféricas, onde a interação fundamental é a eletromagnética, o parâmetro de impacto é maior que o raio determinado a partir da seção de choque geométrica de reação, $b > \sqrt{\sigma_R/\pi}$, ou, equivalentemente, maior que a soma dos raios R_P do projétil e R_A do alvo, $b > R_P + R_A$. A interação se dá principalmente através da excitação da ressonância gigante de dipolo do núcleo, que decai por emissão de alguns nucleons ou núcleos leves. O tratamento teórico usualmente empregado combina o método de Waizsäcker-Williams ou dos fótons virtuais para descrever o campo eletromagnético do alvo como visto por um projétil relativístico e a aproximação da ressonância gigante de dipolo por um oscilador harmônico para descrever o sistema nuclear. Alguns aspectos desta abordagem serão discutidos neste capítulo.

As colisões são consideradas centrais quando há superposição total entre projétil e alvo, ou seja, $b < |R_A - R_P|$, onde a interação relevante é a nuclear forte. A elevada energia injetada no sistema em geral leva à dissociação completa do projétil e do alvo nos seus nucleons constituintes, acompanhada da produção abundante de mésons. Os resultados experimentais obtidos a partir desta classe de reações são usualmente comparados aos

resultados de simulações feitas com o método de Monte Carlo. HIJET [14], FRITIOF [15], RQMD [16], ARC [17] são alguns dos programas desenvolvidos com esta finalidade. Estes programas têm como ingredientes fundamentais informações existentes sobre as interações entre nucleons. Em geral, fazem a convolução das muitas colisões nucleon-nucleon que acontecem numa colisão núcleo-núcleo, incluindo hipóteses sobre o livre caminho médio dos nucleons no meio nuclear, taxas de produção e reabsorção de mésons, entre outras.

Na região intermediária, $|R_A - R_P| < b < R_P + R_A$, a interação fundamental é a nuclear forte, mas devido à superposição parcial entre projétil e alvo, as colisões não necessariamente levam à dissociação completa destes. Esta região é denominada região de fragmentação, e as colisões são classificadas como quase-centrais ou semi-periféricas. Uma descrição do que acontece na região de fragmentação pode ser feita em termos de *espectadores* e *participantes*. Segundo esta descrição, os nucleons, numa colisão, emergem em três blocos de matéria: os remanescentes do projétil, ou espectadores do feixe, que possuem a velocidade do feixe; os remanescentes do alvo, ou espectadores do alvo, que possuem a velocidade do alvo; e os participantes, provenientes da região de superposição entre projétil e alvo, com uma velocidade intermediária.

Nesta descrição, a caracterização das três regiões é feita a partir da geometria da colisão e das densidades de matéria nuclear do projétil e do alvo. A Física da região participante é fundamentalmente semelhante à encontrada em colisões centrais e investigada com os mesmos métodos. Algumas características, no entanto, podem ser exploradas com modelos que substituem a convolução das colisões nucleon-nucleon por valores médios ou distribuições das variáveis de interesse. A energia transversal, por exemplo, pode ser calculada a partir da distribuição do número de colisões nucleon-nucleon numa colisão núcleo-núcleo, convoluída com a distribuição de energia transversal produzida numa única colisão entre dois nucleons [18].

A Física das regiões espectadoras depende dos detalhes da reação. Não existem teorias abrangentes que descrevem todos os aspectos do processo de fragmentação. Diversos conceitos e modelos foram desenvolvidos, no entanto, para explicar algumas particularidades do processo, tais como comportamentos sistemáticos das seções de choque e distribuição de momento dos fragmentos. Alguns destes modelos serão discutidos neste capítulo e utilizados na interpretação das medidas realizadas neste trabalho.

1.1 Dissociação Eletromagnética

O tratamento teórico descrito a seguir segue as linhas gerais apresentadas por Bertulani e Baur num artigo de revisão sobre processos eletromagnéticos em colisões entre íons pesados relativísticos [4].

Espectro de Fótons Virtuais

O espectro de fótons virtuais pode ser obtido a partir de um método proposto independentemente por Weizsäcker [19] e Williams [20] em 1934. O propósito desta seção é o de descrever as hipóteses e resultados fundamentais do método. O livro de Eletrodinâmica Clássica de J. D. Jackson [21] é sugerido ao leitor interessado nos detalhes das passagens matemáticas.

O método parte das equações dependentes do tempo para o campo eletromagnético de uma carga pontual visto por um observador com velocidade relativística v , movendo-se ao longo da direção z em direção a um alvo de carga Z , com um parâmetro de impacto b . Desta maneira, o campo eletromagnético pode ser interpretado como um pulso eletromagnético intenso e extremamente curto. Aplicando a transformada de Fourier nas equações do campo, obtém-se a decomposição espectral de potência em termos da

freqüência ω da radiação eletromagnética. Associando o espectro da radiação virtual a fótons reais, pode-se obter a quantidade de energia incidente sobre o projétil por unidade de área em função da energia $E_\gamma = \hbar\omega$ do fóton:

$$I(E_\gamma, b) = \frac{c}{4\pi} |\vec{E}(E_\gamma) \times \vec{B}(E_\gamma)|. \quad (1.1)$$

O número equivalente de fótons incidindo sobre o projétil, por unidade de área, é dado por:

$$N(E_\gamma, b) = \frac{Z^2\alpha}{\pi^2} \left(\frac{E_\gamma}{\gamma\hbar v} \right)^2 \frac{1}{\beta^2} \left[K_1^2(x) + \frac{1}{\gamma^2} K_0^2(x) \right], \quad (1.2)$$

onde K_0 e K_1 são as funções de Bessel modificadas, $x = E_\gamma b / \gamma\hbar v$ e $\alpha = e^2 / \hbar c$ é a constante de estrutura fina.

Integrando para os parâmetros de impacto, obtém-se:

$$\begin{aligned} n(E_\gamma) &= \int_{b_{min}}^{\infty} 2\pi b N(E_\gamma, b) db \\ &= \frac{2Z^2\alpha}{\pi\beta^2} \left[\xi K_0(\xi) K_1(\xi) - \frac{1}{2} \xi^2 \beta^2 (K_1^2(\xi) - K_0^2(\xi)) \right], \end{aligned} \quad (1.3)$$

onde $\xi = E_\gamma b_{min} / \gamma\hbar v$ e b_{min} é dado, em primeira aproximação, pela soma dos raios do projétil e do alvo.

O espectro de fótons virtuais é, em geral, diferente para diferentes valores da paridade e do momento angular do campo elétrico multipolar. No entanto, à medida que $\gamma \rightarrow \infty$, a decomposição espectral para as multipolaridades se aproxima de uma $E1$ pura [22], dada pela Eq. 1.3. Como a seção de choque nuclear para absorção eletromagnética é fortemente dominada pelo modo $E1$, a excitação através de outros modos multipolares elétricos e magnéticos pode ser desprezada a energias relativísticas.

A obtenção do espectro de fótons virtuais é feita considerando o alvo como uma carga pontual. Llope e Braun-Munzinger [5] estimaram a diferença no fluxo de fótons virtuais

devido à distribuição finita de carga do alvo, concluindo que a incerteza introduzida por este fator é comparável à incerteza introduzida na escolha de b_{min} .

A resposta do núcleo depende da energia E_γ , ou do comprimento de onda λ do fóton incidente. Para λ da ordem do raio nuclear, modos coletivos tais como a ressonância gigante de dipolo são excitados. Para o ^{28}Si a ressonância gigante está centrada em ~ 20 MeV, com uma largura de ~ 5 MeV. À medida que a energia cresce, o comprimento de onda do fóton torna-se pequeno para excitar modos coletivos e a interação pode se dar por emissão de pares próton-nêutron, com o restante do núcleo não participando diretamente do processo de excitação. Energias ainda mais altas excitam as ressonâncias nucleônicas (por exemplo, Δ), que decaem por emissão de píons, que podem reinteragir dentro do núcleo promovendo a fragmentação.

A Fig. 1.1 mostra a intensidade relativa destas contribuições, refletida nas seções de choque de foto-dissociação do ^{28}Si [23], comparada à distribuição do número de fótons virtuais segundo a aproximação de Weizsäcker-Williams para um feixe com momento de 14.6 GeV/c por nucleon, incidindo sobre um alvo de ^{208}Pb .

Ressonância Gigante de Dipolo

A descrição mais simples da ressonância gigante considera-a como a oscilação coletiva de prótons contra nêutrons, considerando o núcleo como um oscilador harmônico puro. A energia transferida para uma partícula de massa m_i e carga e_i num oscilador é dada por [24]:

$$\Delta E(b) = \sum_i \Delta E_i(b) = \sum_i 2Z^2 e^2 \left(\frac{e_i^2}{m_i} \right) \frac{1}{v^2 b^2} x^2 \left[K_1^2 + \frac{1}{\gamma^2} K_0^2 \right]. \quad (1.4)$$

Para um projétil com carga Z_P , número de nêutrons N_P e número de massa $A_P = Z_P + N_P$, pode-se atribuir uma carga efetiva $e_i^p = N_P e / A_P$ para os prótons e $e_i^n =$

$-Z_{pe}/A_P$ para os nêutrons, de modo a eliminar da descrição o movimento do centro de massa. Realizando a soma sobre todos os nucleons e considerando todos oscilando com a mesma frequência $\omega = E_{GDR}/\hbar$, pode-se interpretar.

$$\Phi(b) = \frac{\Delta E(b)}{E_{GDR}} = \frac{2E_{GDR}}{m_N c^2} \alpha^2 \frac{Z_A^2 N_P Z_P}{A_P} \left(\frac{c}{v}\right)^4 \frac{1}{\gamma^2} \left[K_1^2 + \frac{1}{\gamma^2} K_0^2 \right] \quad (1.5)$$

como a probabilidade de excitar a ressonância gigante numa colisão. $E_{GDR} = 80/A_P^{1/3}$ é a energia de excitação da ressonância gigante, bem conhecida experimentalmente. Resultados equivalentes para as amplitudes de excitação podem ser obtidos a partir de uma abordagem semi-clássica [3,4].

O problema da excitação múltipla pode ser tratado pela teoria de excitações múltiplas de um oscilador harmônico [25], de onde se obtém uma distribuição de Poisson para a probabilidade de excitação de um estado de N -fônons:

$$P_N(b) = \frac{1}{N!} \Phi(b)^N e^{-\Phi(b)}. \quad (1.6)$$

Utilizando este resultado e associando a excitação do oscilador harmônico por N fônons à excitação da ressonância pela absorção de N -fótons, a seção de choque total para a excitação da ressonância gigante de dipolo é dada por:

$$\sigma_N = 2\pi \int_{b_{\min}}^{\infty} b db P_N(b). \quad (1.7)$$

Na Fig. 1.2 estão apresentados os valores calculados para as seções de choque geométrica e de absorção de um e dois fótons, em função do número de massa do alvo, utilizando o ^{28}Si com 14.6 GeV/c de momento como projétil. A seção de choque geométrica é dada por $\sigma_{geom} = \pi r_0^2 (A_A^{1/3} + A_P^{1/3})^2$. A seção de choque para a excitação da ressonância gigante por absorção de um fóton é proporcional a $\sim Z^2$ e a para dois fótons proporcional a $\sim Z^4$. Neste quadro, a seção de choque para excitação dupla da ressonância, apesar

de quase quatro ordens de magnitude menor que a seção de choque geométrica e duas ordens de magnitude menor que a de excitação por absorção de um fóton atinge o valor considerável de ~ 10 mb para o sistema $^{28}\text{Si} \rightarrow ^{208}\text{Pb}$.

A excitação da ressonância gigante por absorção de um fóton seguida do decaimento pela emissão de nucleons ou núcleos leves tem sido largamente observada experimentalmente [26] e as seções de choque medidas são compatíveis com os valores calculados.

Para um feixe de ^{28}Si com momento de 14.6 GeV/c por nucleon incidindo num alvo de Pb, a seção de choque total de excitação eletromagnética, medida através das seções de choque de troca de carga [27] é 1190 ± 170 mb. A abordagem descrita acima fornece, para a excitação da ressonância gigante via absorção de um fóton, uma seção de choque de 960 mb. Para a excitação da ressonância gigante via absorção de dois fótons, a seção de choque estimada é da ordem de 7 mb. Llope e Braun-Munzinger [5] calculam uma seção de choque de 20 mb para a excitação de segunda ordem, com um modelo que ao invés de utilizar a função δ centrada em $80/A^{1/3}$, convolve o espectro de fótons virtuais com as seções de choque de foto-absorção medidas experimentalmente. Eles também estimam taxas de decaimento utilizando um modelo estatístico, e as seções de choque para o decaimento por emissão de alguns nucleons estão em bom acordo com os valores experimentais.

1.2 Fragmentação Nuclear

Fragmentação Limitada e Fatorização da Seção de Choque

A hipótese da fragmentação limitada afirma que as seções de choque para produção de fragmentos permanecem aproximadamente constantes acima de uma certa energia.

Para íons relativísticos a energia limite é da ordem de 1-2 GeV/nucleon.

O significado quantitativo do acordo entre os dados e a hipótese não é tão claro. Para reações induzidas por prótons, a fórmula semi-empírica de Silberberg e Tsao [6] inclui a dependência com a energia até 1.25 GeV/nucleon, enquanto Cumming e colaboradores [11] argumentam que a fragmentação limitada não se verifica abaixo de 5-10 GeV. Para íons pesados, Cummings e colaboradores [12] observaram que na região de alguns GeV/nucleon, a fragmentação limitada verifica-se ao nível de 30%, e apresentam uma nova parametrização que ajusta os dados com precisão melhor que 10%.

A hipótese da *fatorização forte* [10] afirma que a seção de choque σ_{PA}^F para a produção de um fragmento F a partir de um projétil P incidindo sobre um alvo A pode ser escrita na forma:

$$\sigma_{PA}^F = \gamma_P^F \gamma_A, \quad (1.8)$$

onde γ_P^F é um fator que depende exclusivamente do projétil e do fragmento, e γ_A um fator que depende exclusivamente do alvo.

A hipótese da *fatorização fraca* [28] inclui uma dependência com o projétil no termo que antes dependia somente do alvo:

$$\sigma_{PA}^F = \gamma_P^F \gamma_{PA}. \quad (1.9)$$

Feshbach e Huang [29] reescreveram a Eq. 1.8 para a fatorização forte como:

$$\sigma_{PA}^F = \sigma_{PA} \frac{\gamma_P^F}{\gamma_P}, \quad (1.10)$$

e notaram que este resultado é formalmente idêntico a uma relação encontrada na teoria estatística das reações nucleares, onde σ_{PA} representa a seção de choque para a formação do núcleo composto, enquanto γ_P^F/γ_P é a probabilidade relativa do núcleo composto decair

num dado canal. O fato da razão γ_P^F/γ_P ser independente da maneira como o núcleo composto é formado reflete a hipótese de independência de Bohr: a maneira como o íon se fragmenta depende somente da energia e do momento depositado no íon durante a colisão, e não do particular mecanismo envolvido na transferência de energia e momento.

Alguns modelos foram desenvolvidos fazendo uso da hipótese da fragmentação limitada e da fatorização das seções de choque e testados através da comparação com o comportamento sistemático das seções de choque. Cummings e colaboradores [11,30,31] comparam os resultados de reações induzidas por prótons e íons pesados à mesma energia total para investigar a validade da hipótese da fragmentação limitada. Olson e colaboradores [28] oferecem um trabalho representativo: utilizaram um grande número de medidas de seções de choque [32,33,34] para testar as previsões de três modelos independentes. As idéias fundamentais destes modelos são resumidas a seguir, a partir da discussão da Ref. [28] e de outros trabalhos lá citados.

O *modelo geométrico* considera o núcleo como um disco completamente opaco. Fragmentos são produzidos a partir de interações com certas bandas de superposição dos discos do projétil e do alvo. A seção de choque de fragmentação, neste contexto, conecta-se com a fatorização fraca através de um fator γ_{PA} proporcional à soma dos raios do projétil e do alvo e outro fator γ_{PF} proporcional à largura da banda anular que tem área igual à seção de choque medida. O limite da fatorização forte é encontrado para alvos grandes e projéteis pequenos, onde o fator proporcional à soma dos raios reduz-se a um fator proporcional ao raio do alvo.

O *modelo de abrasão-ablação* afirma que numa colisão entre íons relativísticos a região de superposição é retirada do projétil (abrasão), deixando um fragmento levemente excitado pela deformação. O fragmento decai a seguir por emissão de nucleons ou

nucleos leves (ablação). Neste contexto, a seção de choque de fragmentação conecta-se à fatorização fraca através de um termo de abrasão (γ_{PA}) e outro de ablação (γ_{PF}), correspondente à probabilidade do remanescente do projétil decair nos diversos fragmentos. O estágio de abrasão depende diretamente do parâmetro de impacto, o que significa que a não existência de desvios da fatorização fraca é contrária à premissa básica do modelo.

O *modelo de excitação-decaimento* considera colisões quase-elásticas entre os nucleons, incluindo a probabilidade de transmissão, ou a probabilidade de que o projétil não interaja com o alvo. Os nucleons espalhados recebem energia suficiente para excitar o projétil, que decai em seguida nos vários canais de fragmentação. A fatorização se dá através de um termo relacionado às densidades de matéria nuclear do projétil e do alvo (γ_{PA}), proporcional às somas dos raios mais uma constante, e de outro que depende da energia de excitação transferida ao remanescente do projétil e das probabilidades de decaimento nos diversos fragmentos (γ_{PF}). O modelo prediz que a fatorização fraca é exata, enquanto a fatorização forte é violada devido à dependência fixa com as dimensões do alvo. Este modelo difere fundamentalmente dos anteriores por não introduzir uma dependência da seção de choque de fragmentação com o grau de superposição entre o projétil e o alvo. O espectro de excitação do projétil, portanto, deve estender-se a energias suficientemente elevadas para produzir os pequenos fragmentos.

Olson e colaboradores concluem, a partir da análise da fatorização das seções de choque, que a sobreposição entre projétil e alvo é pequena, que o intervalo de parâmetros de impacto é pequeno e que “a fragmentação periférica parece ser dominada por um processo de excitação e decaimento” e que o processo de abrasão e ablação “não provê uma descrição válida do processo de fragmentação.”

Fórmula Semi-Empírica para a Seção de Choque

Em 1966, Rudstam [35] propôs uma fórmula analítica aproximada para a seção de choque de produção de fragmentos em reações induzidas por prótons e nêutrons. Silberberg e Tsao posteriormente [36,6] expandiram a região de aplicabilidade da fórmula, escrevendo a equação na forma que é geralmente utilizada hoje:

$$\sigma = \sigma_0 f(A) f(E) \exp(-P\Delta A) \exp(-R|Z - SA + T^2|)^{3/2} \Omega \eta \xi. \quad (1.11)$$

Os termos exponenciais foram propostos por Rudstam. O primeiro descreve a diminuição da seção de choque à medida que a diferença ΔA entre a massa do núcleo original e do produto aumenta. O segundo descreve a distribuição das seções de choque para os vários isótopos de um elemento de número atômico Z , que está relacionado à natureza estatística do processo de evaporação. O comportamento destas duas funções está esquematicamente representados na Fig. 1.3. Silberberg e Tsao introduziram os fatores $f(A)$ e $f(E)$ que se aplicam somente a produtos provenientes da fragmentação de núcleos muito pesados ($Z > 30$); Ω , que está relacionado à estrutura nuclear do produto; η , que depende do emparelhamento de prótons e nêutrons; e ξ , que representa o favorecimento da evaporação de produtos leves. O fator de normalização σ_0 é determinado a partir da seção de choque total de reação.

Crawford e colaboradores [37] organizaram um grande banco de dados para seções de choque de fragmentação, destinado principalmente a auxiliar no problema da propagação de raios cósmicos, e expandiram o uso desta formulação para reações entre íons pesados. O programa FRAGGEN, por eles desenvolvido, essencialmente ajusta os parâmetros da Eq. 1.11 para seções de choque experimentais envolvendo diversos alvos, projéteis e energias. Os parâmetros obtidos são então utilizados para estimar seções de choque ainda não medidas. O procedimento faz uso da hipótese da fragmentação limitada.

Momento dos Fragmentos

Feshbach e Huang [29] sugeriram que a fragmentação nuclear em colisões entre íons pesados relativísticos dá-se num processo rápido, governado pela distribuição do momento dos nucleons no projétil antes da fragmentação. O modelo foi proposto para interpretar dados obtidos por Heckmann e colaboradores [10], que observaram que a distribuição de momento dos fragmentos obedecia uma relação do tipo:

$$f(p) \propto e^{-\frac{2p^2}{p_F^2}}, \quad (1.12)$$

onde p_F , o momento de Fermi para núcleos pesados, é aproximadamente igual a $2m_\pi c$.

Goldhaber, analisando medidas mais precisas que mostram que a largura da distribuição de momento varia em função da massa dos fragmentos, desenvolveu um modelo estatístico para a fragmentação [38], reescrevendo a Eq. 1.12 como:

$$f(p) \propto e^{-\frac{p^2}{2\sigma^2}}, \quad (1.13)$$

onde

$$\sigma^2 = \sigma_0^2 \frac{K(A-K)}{A-1}. \quad (1.14)$$

é a largura da distribuição para cada uma das componentes cartesianas, que depende tanto do número de massa A do núcleo original quanto do número de massa K do fragmento produzido.

Goldhaber apresenta duas interpretações para o parâmetro σ_0 . A primeira, a da fragmentação súbita, considera o núcleo inicialmente como um aglomerado de A nucleons, com momento total $\vec{p}_A = \sum_i \vec{p}_i = 0$. Do momento quadrático total obtém-se:

$$\begin{aligned} p_A^2 &= \left(\sum_i \vec{p}_i \right)^2 = \sum_i \vec{p}_i^2 + \sum_{i \neq j} \langle \vec{p}_i \cdot \vec{p}_j \rangle \\ &= A \langle p^2 \rangle + A(A-1) \langle\langle \vec{p}_i \cdot \vec{p}_j \rangle\rangle = 0 \end{aligned} \quad (1.15)$$

ou,

$$\langle\langle \vec{p}_i \cdot \vec{p}_j \rangle\rangle = -\frac{p^2}{(A-1)}, \quad (1.16)$$

onde $\langle p^2 \rangle$ é o momento quadrático médio dos nucleons e as grandezas entre “ $\langle\langle$ ” e “ $\rangle\rangle$ ” correspondem à média sobre todos os $i \neq j$.

Se K destes nucleons são tomados ao acaso para juntos formarem o fragmento, o momento quadrático deste é dado por:

$$\begin{aligned} p_K^2 &= \langle\langle \left(\sum_{i=1}^k \vec{p}_i \right)^2 \rangle\rangle = K \langle p^2 \rangle + K(K-1) \langle\langle \vec{p}_i \cdot \vec{p}_j \rangle\rangle \\ p_K^2 &= \langle p^2 \rangle \frac{K(A-K)}{A-1}, \end{aligned} \quad (1.17)$$

onde as grandezas entre “ $\langle\langle$ ” e “ $\rangle\rangle$ ” correspondem à média sobre todas as possíveis escolhas dos K nucleons que fazem parte do fragmento. Como a Eq. 1.14 corresponde a uma única componente cartesiana do momento, $\sigma_0^2 = \langle p^2 \rangle / 3$. Como em primeira aproximação $\langle p^2 \rangle = 3p_F^2/5$, o parâmetro σ_0 está relacionado ao momento de Fermi do projétil através da relação:

$$\sigma_0 = \frac{p_F}{\sqrt{5}}. \quad (1.18)$$

Goldhaber nota que como a carga e eventualmente o spin dos fragmentos não são arbitrários, a identificação de $\langle\langle p_K^2 \rangle\rangle$ com o momento quadrático médio de qualquer fragmento com número de massa K envolve uma aproximação. De fato, alguns trabalhos posteriores incluem maiores detalhes no modelo, tais como a supressão de flutuações no momento devido ao princípio de Pauli [39] e restrições ao espaço de fase dos fragmentos, pois os nucleons extraídos do núcleo original estão na periferia e possuem menor momento médio. [40]. Estas modificações diminuem a razão entre σ_0 e p_F , indo de encontro ao comportamento observado experimentalmente: o momento de Fermi do núcleo, obtido a partir da distribuição de momento dos fragmentos [41,42, 43,44] é sistematicamente menor do que o obtido por espalhamento de elétrons [45].

Goldhaber sugere também uma interpretação termodinâmica para o processo, investigando a sensibilidade do sistema para transferências de momento. Se o núcleo excitado na colisão atinge o equilíbrio a uma temperatura T , cada componente cartesiana $p_{K\alpha}$ de um dado fragmento K pode ser associada a um grau de liberdade, de onde obtém-se:

$$\frac{kT}{2} = \frac{p_{K\alpha}^2}{2m_N K} + \frac{p_{K\alpha}^2}{2m_N(A-K)}, \quad (1.19)$$

ou

$$\sigma^2 = \frac{m_N k T K(A-K)}{A}, \quad (1.20)$$

onde m_N é a massa do nucleon, e k é a constante de Boltzman. O parâmetro σ_0 , nesta interpretação, está relacionado à temperatura do sistema:

$$\sigma_0 = \sqrt{m_N k T}. \quad (1.21)$$

Esta interpretação implica na existência de temperaturas de excitação da ordem de 9 MeV/ k , próximas à energia média de ligação dos nucleons. Tais temperaturas tornam muito pequena a probabilidade de que um estado nuclear composto emita fragmentos pesados intactos.

Neste contexto, se o projétil recebe um momento quadrático médio p_x^2 em qualquer direção, σ^2 , naquela direção, será modificado de:

$$\sigma^{2'} = \sigma^2 + p_x^2 \left(\frac{K}{A}\right)^2, \quad (1.22)$$

o que significa que a distribuição de momento dos fragmentos mais massivos é mais sensível à transferência de momento na colisão.

Os resultados experimentais deste trabalho incluem distribuições de momento de alguns dos fragmentos, que serão investigados à luz deste modelo.

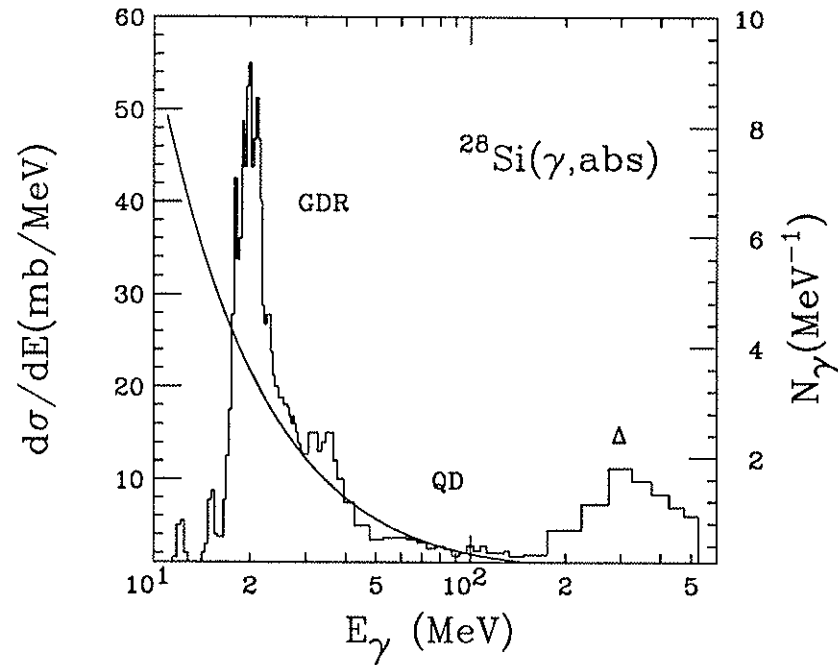


Figura 1.1: Seção de choque de foto-dissociação do ^{28}Si , onde se destacam as regiões de excitação da ressonância gigante de dipolo (GDR), de estados de quasi-déuteron (QD) e de excitação da ressonância Δ . A curva contínua sobreposta ao histograma é o espectro de fótons virtuais visto por um projétil com momento de 14.6 GeV/c por nucleon incidindo sobre um alvo de Pb (Extraída da Ref. 23).

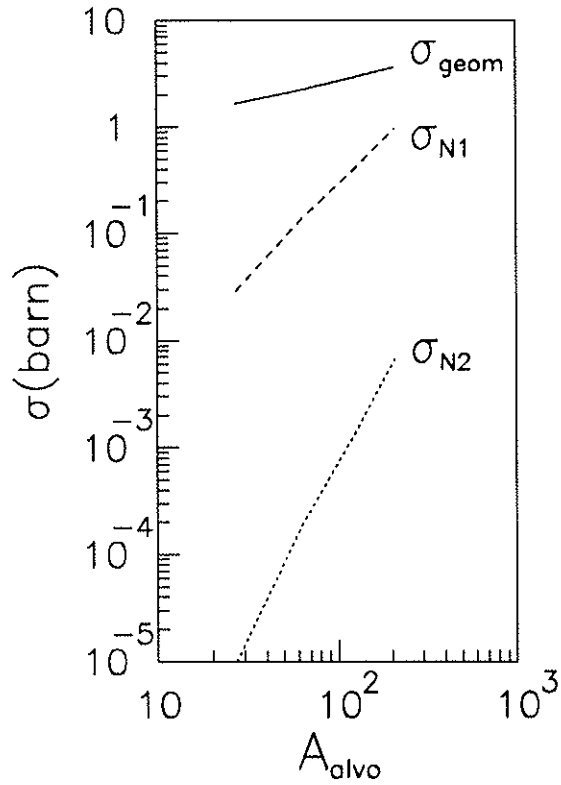


Figura 1.2: Seção de choque geométrica ($\sigma_{\text{geom}} = \pi r_0^2 (A_P^{1/3} + A_A^{1/3})$), e de absorção de um (σ_{N1}) e dois (σ_{N2}) fótons, para o ^{28}Si com momento de 14.6 GeV/c por nucleon, calculadas a partir da Equação 1.7.

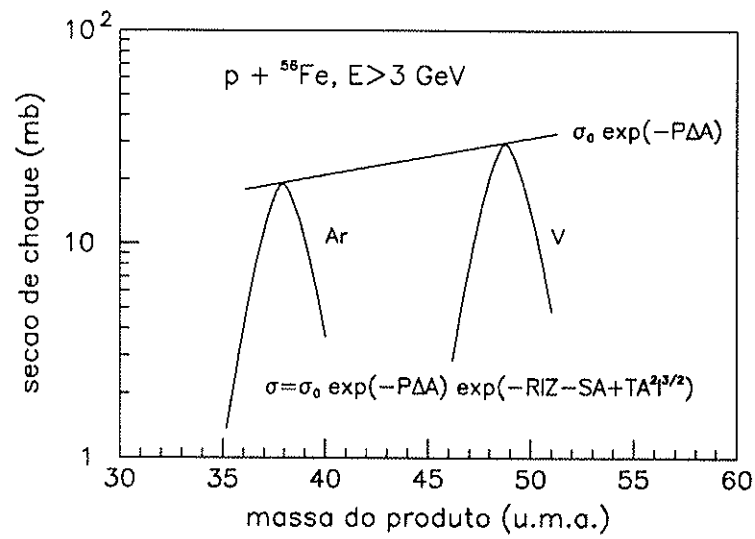


Figura 1.3: Ilustração do comportamento dos termos exponenciais da fórmula semi-empírica de Rudstam-Silberberg-Tsao para a produção de fragmentos de Argônio e Vanádio a partir do Ferro (Extraída da Ref. 6).

O Experimento

2.1 Objetivos

O Experimento 814 (E814) do *Alternate Gradient Synchrotron* (AGS) do Laboratório Nacional de Brookhaven (BNL) foi projetado para o estudo de um amplo espectro da Física associada às colisões entre íons pesados relativísticos [13].

Colisões Centrais

Colisões centrais produzem altas multiplicidades de partículas e elevada energia transversal. Estas variáveis estão relacionadas às densidades de matéria nuclear e de energia, e, portanto, à dinâmica da reação e às possíveis maneiras de se identificar o plasma de quarks e glúons. Nesta direção, a Colaboração do E814 vem investigando as distribuições de energia transversal produzidas em reações com feixes de ^{28}Si (14.6 GeV/c/nucleon) e de ^{197}Au (11.7 GeV/c/nucleon), [46,47]. Foram também obtidas as distribuições de multiplicidade de partículas carregadas [48] e realizados estudos sobre a correlação entre duas partículas, que indicam a presença de uma correlação bi-dimensional positiva em pseudo-rapidez e ângulo azimutal [49].

A Colaboração tem também investigado mecanismos de produção e absorção de

anti-prótons na matéria nuclear [50,51]. A análise da produção de bárions com momentos próximos ao momento inicial do feixe, em função da energia transversal, trouxe informações sobre a transparência nuclear e sobre a seção de choque para colisão inelástica entre nucleons no meio nuclear [52]. Mais recentemente foram tomados dados com o objetivo de avaliar as taxas de produção de káons e píons (K^\pm, π^\pm) em função da centralidade da colisão.

Colisões Periféricas

O programa de colisões periféricas visa basicamente a investigação de fenômenos eletromagnéticos presentes em colisões entre íons pesados relativísticos. Foram realizadas, pelo experimento, medidas das seções de choque de dissociação eletromagnética do ^{28}Si com momento de 14.6 GeV/c por nucleon por emissão de nucleons para diversos canais ($^{28}\text{Si} \rightarrow 1p+^{27}\text{Al}, 1n+^{27}\text{Si}, 1p1n+^{26}\text{Al}, 2p+^{26}\text{Mg}, 2n+^{26}\text{Si}, \text{etc.}$), e por emissão de dêuterons e partículas α . Foi realizada também uma medida direta do espectro de energia do estado final da dissociação eletromagnética do ^{28}Si em $1p+^{27}\text{Al}$, através do cálculo da massa invariante do sistema $1p+^{27}\text{Al}$ [53,54,55].

Vem sendo investigada também a possibilidade da dissociação eletromagnética por emissão de alguns nucleons se dar após a excitação múltipla da ressonância gigante de dipolo [56]. Este trabalho estende a investigação, buscando indícios para a dissociação do ^{28}Si através da emissão de fragmentos ricos em nêutrons.

Fragmentação Nuclear

Foram obtidas distribuições de momento transversal para alguns fragmentos leves ($A \leq 4$) provenientes da fragmentação do ^{28}Si , a partir de dados adquiridos com a produção de energia transversal como critério de decisão [57]. Os resultados indicam uma correlação

da largura das distribuições com a centralidade da colisão, obtida a partir da energia observada a zero grau.

O presente trabalho, também sobre a fragmentação nuclear, parte de dados obtidos com a energia a zero grau como critério de seleção, e investiga as seções de choque de produção de isótopos ricos em nêutrons ($0.25 \leq Z/A \leq 0.4$, $6 \leq A \leq 15$), o momento transversal e as distribuições de energia transversal e energia a zero grau associadas aos fragmentos.

Busca de Novas Partículas

Uma tentativa de detectar *strangelets* em laboratório foi feita pelo experimento em 1989. As teorias que versam sobre a produção de *strangelets* em colisões entre íons pesados relativísticos podem ser divididas em dois grupos: modelos baseados no plasma de quarks e gluons, que irradiaria anti-estranheza e “esfriaria” num *strangelet*, e modelos de coalescência, onde uma profusão de híperons e nucleons são produzidos na interação, e alguns deles, próximos no espaço de fase, formariam um *strangelet* via fusão [58]. Os resultados da busca estabeleceram limites superiores para a produção de matéria estranha com Z/A entre 0.1 e 0.3, produzidas num intervalo ± 0.5 unidades de rapidez em torno da rapidez do centro de massa, onde a produção seria máxima.

2.2 Sistemas de Detectores

Um diagrama esquemático do E814 é apresentado na Fig. 2.1. O experimento dispõe uma cobertura calorimétrica quase total ao redor do alvo e um espectrômetro dianteiro de alta resolução. O experimento contém aproximadamente seis mil canais de eletrônica, distribuídos em alguns grupos de detectores, descritos sucintamente a seguir.

Cintiladores do Feixe

Definem a passagem de uma partícula do feixe, garantem que tenha carga e direção corretas e definem o instante inicial para medidas de tempo de vôo. São quatro cintiladores (v. Fig. 2.1) alinhados à direção do feixe: S_2 e S_4 , com 1.8 e 0.9 cm de diâmetro, posicionados a 6.3 e 2.3 m do alvo e observados por dois fototubos cada; S_1 e S_3 , com 15 cm de diâmetro e orifícios centrais de 1.5 e 0.6 cm de diâmetro, posicionados a 6.5 e 1.8 m do alvo e observados por quatro fototubos cada. A definição do feixe é feita requerendo-se que a partícula atravesse S_2 e S_4 e que não seja detectada a passagem de partículas em S_1 e S_3 . A geometria define um pincel de feixe com divergência menor que 1 mr e seção reta, no alvo, menor que 0.5 cm. À saída dos fototubos os sinais são divididos em vários ramos: para conversores analógico-digitais (ADC), contadores (SCALERS), sistema de decisão (TRIGGER) e para a inicialização dos conversores de tempo em informação digital (TDC).

Detector de Vértice

Tem a finalidade de detectar a posição e o ângulo de incidência da partícula do feixe sobre o alvo. São dois detectores de silício de 300 μm de espessura, com 384 pistas sensíveis de 50 μm cada, posicionados a 5.6 m e 2.6 m do alvo. As pistas são paralelas à direção y , perpendiculares ao plano de deflexão do espectrômetro. Esta geometria confere ao sistema uma resolução angular nominal de 17 μr na direção x . As pistas são lidas individualmente através do sistema PCOS III (*Proportional Chamber Operating System*) [59]. Os sinais são amplificados e discriminados em cartões instalados no detector, cujo limiar de disparo pode ser controlado via instruções CAMAC. Os sinais lógicos provenientes dos cartões ativam bits de memória instaladas em módulos CAMAC: o estado de cada bit indica se uma partícula passou ou não pela pista correspondente.

Detectores de Barreira de Superfície

Fornecem uma medida precisa da carga das partículas incidindo no alvo ou dele provenientes na direção do feixe. São dois detectores de barreira de superfície com 200 mm² de área e espessura de 100 μm cada, posicionados imediatamente antes (*upstream*) e depois (*downstream*) do alvo, em relação à propagação do feixe (v. Fig. 2.1). Os sinais destes detectores são pre-amplificados e formatados através de eletrônica espectroscópica convencional, e digitalizados para registro em fita e eventual utilização pelo sistema de decisão.

Detector de Multiplicidade

Mede a multiplicidade de partículas carregadas produzidas na colisão. São dois detectores de silício de barreira de superfície, anulares, situados a 3.4 e 8.2 cm do alvo, ambos com 6.8 cm de diâmetro externo e diâmetros internos de 2.8 e 0.7 cm, respectivamente. Esta geometria define uma cobertura angular completa para o intervalo entre 2° e 40°. Informações detalhadas sobre estes detectores podem ser obtidas nas Refs. [49,48].

Uma das superfícies dos discos é dividida em 512 pequenas seções, lidas independentemente por um sistema (PCOS) semelhante ao utilizado no detector de vértice. Os sinais são amplificados e discriminados em cartões instalados no detector; os limiares dos discriminadores, acessados via CAMAC, são ajustados para disparar na presença de um sinal igual ou maior ao produzido por uma partícula de ionização mínima. À saída dos discriminadores os sinais lógicos são divididos em dois ramos: um segue para unidades de memória, determinando o estado de bits que serão lidos pelo sistema de aquisição; o outro sofre sucessivas somas analógicas que resultam em 17 sinais que serão digitalizados e registrados em fita: um correspondente ao número total de disparos e 16 sub-totais intermediários correspondentes aos oito setores azimutais dos dois detectores. Estes sinais

também podem ser empregados, eventualmente, pelo sistema de decisão para a formação do critério para aquisição do evento.

Calorímetro do Alvo

É um calorímetro eletromagnético segmentado, projetado para medir a energia de produtos de fragmentação do alvo e a energia liberada a ângulos traseiros em colisões centrais extremas. São 992 cristais de NaI(Tl), cada um com seção transversal de aproximadamente $4 \times 4 \text{ cm}^2$ e 15 cm de espessura, equivalente a seis comprimentos de radiação. Compõem paredes correspondentes a cinco lados de um cubo ao redor do alvo: uma traseira e quatro laterais. A cobertura angular do calorímetro é de 45° a 180° . A luz produzida em cada cristal é coletada por um fotodiodo. Os sinais dos fotodiodos são divididos em dois ramos: um para somadores analógicas que alimentam o sistema de decisão e outro para conversores analógicos digitais que serão lidos na eventualidade da aquisição do evento. A Ref. [46] contém informações mais detalhadas sobre o calorímetro.

Cintiladores do Alvo

São empregados para medir a carga e a multiplicidade de partículas carregadas emitidas a direções traseiras. São 52 cintiladores que cobrem as paredes laterais do calorímetro do alvo. A luz produzida neles é coletada por dois fototubos nas extremidades, de onde os sinais são divididos em dois ramos: um para o sistema de decisão, que eventualmente utiliza a informação de multiplicidade para formar o critério para a aquisição do evento e outro para conversores analógico-digital que serão lidos pelo sistema de aquisição de dados.

Calorímetro Participante

Mede a energia total e transversal produzida entre 0.8° e 40° , aproximadamente a

mesma cobertura angular do detector de multiplicidade. O orifício central, com abertura de $0.8^\circ \times 0.8^\circ$ define a aceitação do espectrômetro dianteiro. Trata-se de um calorímetro de amostragem altamente segmentado, composto de placas de Pb/cintilador (1.0/0.3 cm de espessura) interpoladas, correspondentes a quatro comprimentos de interação. A luz produzida nas quase 8000 placas cintiladoras é coletada através de fibras óticas dopadas com um conversor de comprimento de onda (*wavelength shifter*) e acopladas a $16 \times 8 \times 4 = 512$ fototubos. Detalhes sobre a construção e operação do instrumento podem ser encontrados nas Refs. [60,61,62].

O calorímetro é segmentado em 16 setores azimutais (como as fatias de uma torta); cada setor azimutal é dividido em 8 setores radiais. Em profundidade, o calorímetro é dividido em duas seções eletromagnéticas (0.4λ cada) e duas seções hadrônicas (1.6λ cada). A medida de energia transversal é definida experimentalmente como $E_T = \sum_i E_{T_i}$, onde $E_{T_i} = E_i \sin \theta_i$ é a energia depositada no i -ésimo elemento do detector, ponderada pelo seno do ângulo polar entre a direção do feixe e o centro geométrico de cada elemento.

À saída dos fototubos, os sinais são divididos em dois ramos: um dos ramos segue para os conversores analógico-digitais lidos pelo sistema de aquisição, enquanto o outro é dirigido a circuitos somadores que produzem um sinal correspondente à energia transversal depositada. Nos circuitos somadores, os sinais dos fototubos são ponderados com resistências proporcionais a $\sin \theta_i$. Para cada setor azimutal são produzidos dois sinais: um correspondente à E_T depositada nas seções eletromagnéticas e outro à E_T depositada nas seções hadrônicas. Estes sinais (16×2) podem ser utilizados pelo sistema de decisão para a formação do critério para a aquisição do evento.

Câmaras Multifilares

A informação das câmaras é utilizada na reconstrução da trajetória de partículas

carregadas que entram no espectrômetro dianteiro através do orifício do calorímetro participante. As câmaras e a eletrônica associada foram projetadas para um grande intervalo dinâmico de carga, sensíveis tanto a partículas de ionização mínima ($Z = 1$) quanto ao feixe ($Z = 14$), além de suportarem alta densidade de partículas e uma taxa de repetição de até 1 MHz.

A primeira das câmaras (DC1) situa-se entre os dois ímãs analisadores de dipolo, a 4.0 m do alvo. Com uma área ativa de $16 \times 16 \text{ cm}^2$, contém um plano de fios de anodo separados de 0.4 cm e um plano de catodo segmentado em 1016 eletrodos retangulares. A separação efetiva dos eletrodos varia de 0.6 cm no centro da câmara, onde é esperada uma alta densidade de partículas, a 0.15 cm nas extremidades. A avalanche produzida por uma partícula carregada atravessando o detector induz uma carga localizada em alguns eletrodos, que é coletada por pré-amplificadores montados na câmara. Os pulsos são formatados e a seguir digitalizados por conversores analógico-digitais de dois níveis (15-bit LeCroy 1885F Dual Range ADC).

As duas outras câmaras, DC2 e DC3, situadas a 6.9 e 11.7 m do alvo, têm áreas ativas de $30 \times 80 \text{ cm}^2$ e $50 \times 200 \text{ cm}^2$. Conceitualmente idênticas em projeto, consistem de seis planos de fios de anodo e um plano de catodo segmentado em eletrodos em forma de "chevron". DC2 tem 128 fios em cada plano de anodo, separados de 0.635 cm, e um total de 464 eletrodos no plano de catodo, com espaçamento efetivo variando de 0.3 cm no centro a 0.9 cm nas extremidades. Em DC3 são 160 fios espaçados de 0.127 cm em cada plano de anodo e 760 eletrodos com espaçamento efetivo variando de 0.5 a 0.15 cm no plano de catodo. Planos de anodo adjacentes são deslocados de metade da distância entre os fios de modo a eliminar a ambiguidade esquerda-direita na reconstrução da trajetória. Os planos de fios são ainda separados por folhas de mylar aluminizado para absorver elétrons- δ de baixa energia produzidos em cada seção. O gás utilizado nas câmaras é uma

mistura de 50%-50% de argônio-etano, à pressão atmosférica, e a velocidade limite de deriva é da ordem de $50 \mu\text{m/s}$ para as tensões usuais de operação.

A carga induzida no plano de catodo é coletada e processada como em DC1, fornecendo uma resolução em posição na direção y da ordem de 2% do espaçamento dos eletrodos. Cada fio de anodo é conectado a um pré-amplificador seguido de um amplificador-formatador e um discriminador de dois níveis: o primeiro nível sensível à frente do pulso (*leading edge*) e o segundo sensível à centróide da distribuição de carga produzida por partículas altamente ionizantes (*zero-crossing*). Os discriminadores estão conectados a um TDC (LeCroy 1879 - *pipeline*) com 1 nsec de resolução.

As Refs. [63,64,65] trazem informações mais detalhadas sobre a construção e operação das câmaras multifilares.

Cintiladores do Espectrômetro

Têm a finalidade de medir a carga, posição e tempo de vôo das partículas no espectrômetro. São 49 cintiladores posicionados verticalmente, divididos em três grupos: dois grupos posicionados a 12 m do alvo, totalizam 10 cintiladores com dimensões de $9.5 \times 1 \times 60 \text{ cm}^3$. Cobrem regiões onde partículas com $Z/A \simeq 1$ e $Z/A < 0$ são esperadas. Um terceiro grupo situado a 31 m do alvo, com 39 cintiladores com dimensões $10 \times 1 \times 120 \text{ cm}^3$, cobre o restante do intervalo de rigidez.

A luz produzida nos cintiladores é coletada por fototubos nas duas extremidades, uma característica que possibilita a determinação da posição de incidência da partícula no cintilador. À saída dos fototubos os sinais são divididos em dois ramos: um dos ramos segue para conversores analógico-digitais enquanto o outro para discriminadores cujos sinais são dirigidos para conversores de tempo para informação digital. Esta informação,

comparada ao instante da passagem da partícula pelos cintiladores do feixe, dá uma medida do tempo de voo dos fragmentos.

Calorímetros do Espectrômetro

Os calorímetros do espectrômetro foram projetados para medir a energia cinética das partículas carregadas e neutras, essencialmente nucleons e fragmentos mais pesados, que entram no espectrômetro pelo orifício no calorímetro participante. São 25 módulos hadrônicos, de $20 \times 100 \times 120 \text{ cm}^3$, compostos por placas de U/Cu/cintilador (0.3/0.5/0.25 cm) interpoladas, totalizando 40 seções, equivalente a 4.2 comprimentos de absorção. Os módulos compõem três grupos, posicionados atrás e com a mesma cobertura em rigidez dos cintiladores do espectrômetro: dois grupos a 12 m do alvo, juntos aos cintiladores, e o terceiro grupo, a 36 m do alvo.

Cada módulo é opticamente segmentado em 12 torres sobrepostas, cada uma com 20 cm de largura (em x) e 10 cm de altura (em y). A luz produzida nos cintiladores é coletada por dois conversores de comprimento de onda que percorrem as torres lateralmente e são observados por fototubos instalados atrás dos módulos. A segmentação dos módulos e o método de coleção da luz produzida permitem também a determinação da posição de incidência da partícula. Maiores detalhes sobre os calorímetros do espectrômetro podem ser encontrados na Ref. [66].

Ao deixar os fototubos, os sinais são divididos em dois ramos, um dos quais segue para conversores analógico-digital que serão lidos pelo sistema de aquisição, enquanto o outro segue para somadores analógicos que produzem um sinal correspondente à energia depositada em cada módulo (24 fototubos). Os sinais correspondentes às somas são divididos e enviadas ao sistema de decisão, que pode utilizar a energia depositada em diferentes regiões como critério de decisão para a aquisição de dados, e para discriminadores que

disparam conversores de tempo em informação digital. (Uma medida de tempo de vôo dos fragmentos do alvo aos calorímetros pode ser obtida deste sistema).

Contadores (Scalers)

Além das informações dos detectores, são também registradas em fita informações provenientes de diversos contadores instalados no experimento. Estes são divididos em dois grupos: (a) contadores de pulso, lidos e zerados ao fim de cada pulso do acelerador, registram o número total de partículas do feixe que chegam à região do experimento, o número de partículas identificadas como feixe pelos cintiladores do feixe e o número de eventos que adquiridos com cada critério de de seleção estabelecido (Seção 2.3) e (b) *latching scalers*, lidos a cada evento, registram a intensidade instantânea do feixe, o instante em que este ocorre em relação à fase da rede elétrica local, ao começo do pulso fornecido pelo acelerador e à passagem de partícula anterior.

A informação contida nos contadores de pulso é essencial para a obtenção de seções de choque, enquanto a dos *latching scalers* é utilizada na correção dos dados de alguns sistemas de detectores.

A linha de feixe, em vácuo, termina a poucos metros do alvo, a partir do qual o feixe encontra-se em ar. Durante a tomada de dados, os grandes espaços entre as duas últimas câmaras multifilares e entre a última câmara e os cintiladores do espectrômetro é preenchido com balões de gás hélio para minimizar interações secundárias dos fragmentos.

2.3 Sistema de Decisão (Trigger)

O ciclo do AGS é tal que o feixe é extraído em pulsos, com duração de um segundo, e intervalos de três segundos entre pulsos. Tipicamente, da ordem de 10^6 íons são distribuídos uniformemente durante um pulso, e as espessuras dos alvos utilizados são tais que da ordem de 10^4 interações ocorrem no alvo a cada pulso. O sistema de aquisição de dados é capaz de registrar em fita da ordem de 10^2 eventos durante o intervalo entre os pulsos do acelerador. Isto significa que o sistema de aquisição é capaz de gravar da ordem de um evento para cada centena de interações.

O sistema de decisão, esquematizado na Fig. 2.2 permite o máximo aproveitamento do feixe selecionando os eventos mais “interessantes” ou raros e descartando os mais “comuns” ou freqüentes. Faz isso empregando empregando sucessivos níveis de decisão e uma sofisticada lógica programável, alimentado por informações de praticamente todos os sub-sistemas de detectores. A informação inicial para o sistema de decisão vem da definição do feixe pelos cintiladores do feixe. O pre-trigger e o primeiro nível (LEVEL 1) processam sinais analógicos e reduzem drasticamente o número de candidatos a serem processados pelo segundo nível (LEVEL 2), que trabalha com informações já digitalizadas.

Definição do Feixe

Os sinais dos fototubos associados a cada cintilador são somados e o resultado discriminado de acordo com níveis pré-estabelecidos: de S_2 e S_4 requer-se uma altura de pulso acima do mínimo produzido por partículas com $Z = 14$; de S_1 e S_3 , utilizados como veto, o limiar é sensível a um sinal produzido pela passagem de uma partícula de ionização mínima. O processamento dos sinais é feito em aproximadamente 200 ns, e o sistema de decisão acusa a passagem do feixe quando o sinal lógico $\overline{S_1} \cdot S_2 \cdot \overline{S_3} \cdot S_4$ é verdadeiro.

Todos os outros critérios de decisão são combinações desta informação com informações provenientes de outros subsistemas de detectores.

Pre-Trigger

O pre-trigger é gerado em aproximadamente 200 ns requerendo a presença do feixe mais algumas informações rudimentares que possam ser obtidas rapidamente de um ou mais subsistemas de detectores, indicativas da ocorrência de uma interação de interesse. Esta informação é gerada discriminando um sinal analógico proporcional à grandeza medida pelos subsistemas. A multiplicidade de partículas carregadas que atravessam o detector de multiplicidade ou os cintiladores do alvo, a energia transversal depositada no calorímetro participante e a energia a zero grau depositada em parte dos calorímetros do espectrômetro são grandezas que podem ser utilizadas neste nível.

Ocorrendo um pre-trigger, são geradas as janelas para os conversores (GATES), o que inicia o processo de conversão e o sistema de aquisição de dados; um sinal de ocupado (BUSY) também é gerado, impedindo que o sistema de decisão processe novos eventos.

Primeiro Nível

No primeiro nível de decisão, que requer aproximadamente $2 \mu s$, um evento pode ser rejeitado caso os cintiladores do feixe indiquem 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 que informações provenientes da interação do segundo íon contaminem as do primeiro. Também no primeiro nível pode ser incluída informação baseada na discriminação de um sinal proporcional à energia transversal depositada no calorímetro do alvo, que tem um sistema de leitura (fotodiodos) mais lento que os dos detectores usualmente empregados no pre-trigger.

Segundo Nível

O segundo e último nível de decisão é baseado essencialmente nos mesmos sinais utilizados na formação do pre-trigger, já convertidos pelos FERA's e FERET's (*Fast Encoding and Read-out* ADC's e TDC's). Um módulo CAMAC programável (*Trigger Processor*) processa as informações e decide se o evento deve ser registrado (ou não) em fita magnética. A decisão do segundo nível acontece aproximadamente 20 μ s após a interação.

Critérios Simultâneos e "Downscaling"

O sistema permite que a informação produzida num evento seja testada para diferentes critérios simultaneamente. Esta característica pode ser exemplificada utilizando a centralidade da colisão como critério de seleção, refletida na produção de energia transversal e na multiplicidade de partículas carregadas. As seções de choque são tais que colisões periféricas são muito mais prováveis que colisões centrais. O sistema pode ser programado de modo a permitir a aquisição de todos os eventos mais raros, enquanto apenas uma fração dos eventos mais frequentes é registrada. A distribuição dos possíveis valores para as grandezas consideradas pode ser progressivamente subdividida e o número de eventos adquiridos em cada intervalo ponderado de acordo com a seção de choque. Este procedimento, conhecido como *downscaling*, permite a aquisição de dados com uma estatística relativamente uniforme por toda a distribuição.

Outro modo de explorar o paralelismo do sistema pode ser exemplificado através da estratégia adotada no programa de estudos da dissociação eletromagnética. A seleção, durante a aquisição de dados, de possíveis candidatos à dissociação do ^{28}Si por emissão de $1p$, $1n$, $1p+1n$, $2p$, $2n$, α , fragmentos ricos em nêutrons ou prótons, foi feita combinando as informações provenientes de diferentes regiões dos calorímetros dianteiros. A cada

critério de seleção foi associado um fator de *downscaling*, de modo a balancear a estatística acumulada para cada canal de acordo com os interesses da colaboração e o tempo de máquina disponível.

2.4 Sistema de Aquisição de Dados

Os sinais provenientes dos detectores são processados por módulos eletrônicos padrão FASTBUS [59], controlados por processadores de varredura (SSP - *SLAC Scanning Processor*), e módulos padrão CAMAC, subordinados aos SSP's através de módulos de interface (FBD - *Fastbus Branch Driver*). O sistema possui seis ramos FASTBUS e dois ramos CAMAC, totalizando aproximadamente 6000 canais de eletrônica a serem lidos.

A Fig. 2.3 mostra um diagrama esquemático do sistema. Ocorrendo um pre-trigger, o sistema de decisão estabelece as janelas de conversão (GATE) para os conversores analógico-digital, dispara o processador de varredura mestre (M-SSP) e continua a processar informações para as decisões de primeiro e segundo níveis. Se uma decisão subsequente indicar que o evento não deve ser adquirido, a operação é abortada; caso contrário, o processo de digitalização e leitura já terá se iniciado antes da decisão final.

O processador mestre sinaliza aos FBD's para que transfiram as informações digitalizadas dos módulos CAMAC para um módulo de memória FASTBUS. Em seguida, sinaliza aos processadores de varredura secundários (S-SSP) para que façam o mesmo com as informações dos módulos FASTBUS. Terminada a leitura de todos os ramos, o processador mestre sinaliza ao sistema de decisão que a operação está terminada (DONE), e este prepara os conversores para um novo ciclo (CLEAR). A leitura de um evento se dá em aproximadamente 10 ms. Sucessivos eventos, dentro de um mesmo pulso do feixe, são armazenados na memória FASTBUS (4 Mbytes); no intervalo entre pulsos o computador,

um MicroVax III, acessa a memória FASTBUS e transfere os dados para fita magnética (6250 bpi).

Aproximadamente 10% dos eventos adquiridos durante um pulso são registrados numa região da memória do computador (EVENT POOL). Esta região de memória é acessada por um processo independente executado por outro MicroVax III, que se encarrega de retransmitir a informação via rede Ethernet para estações de trabalho executando programas de monitoração do experimento.

Os programas utilizados no sistema são baseados no pacote VAXONLINE, desenvolvido no Fermi National Laboratory, e em rotinas SSP desenvolvidas em Brookhaven.

Em 1992 o MicroVax III do sistema de aquisição foi substituído por um computador baseado num processador Motorola 68030, numa montagem padrão VME, e um módulo FASTBUS faz a interface FASTBUS-VME. Conectados ao processador estão duas unidades de fita de 8 mm e alta densidade. O novo sistema permite que a taxa de aquisição seja praticamente dobrada.

2.5 Aquisição de Dados

O AGS fornece um feixe de ^{28}Si com momento de 14.6 GeV/c por nucleon em um ou dois períodos por ano, cada um com duração típica de dois a três meses. A aquisição de dados pelo E814 foi iniciada em 1987, com o experimento ainda numa configuração parcial. Em 1989 operou em sua configuração completa, exceto pelo calorímetro participante (PCAL) que, apesar de presente, não estava instrumentado. Em 1990, com o PCAL operacional, foram adquiridos os dados analisados neste trabalho, dentro do programa de estudo da Física das colisões periféricas. Em 1991 a energia transversal medida pelo PCAL foi

utilizada pela primeira vez como critério de seleção de eventos obtidos tanto com o feixe de ^{28}Si quanto com prótons de várias energias. Em 1992 o AGS passou a fornecer um feixe de ^{197}Au com momento de 11.7 GeV/c por nucleon e o mesmo critério foi empregado para a aquisição de dados em parte do período. Na ocasião, as atividades concentraram-se no estudo do comportamento dos detectores sob as novas condições de feixe.

A natureza dos eventos escritos em fita depende dos critérios de seleção escolhidos pela Colaboração e efetivados no sistema de decisão, que pode ser reprogramado durante a aquisição. Como discutido na Seção 2.3, são várias as possibilidades: multiplicidade de partículas carregadas, energia transversal depositada no calorímetro do alvo, no calorímetro participante, tempo de voo dos fragmentos até os cintiladores do espectrômetro, energia depositada em regiões dos calorímetros do espectrômetro, ou combinações de alguns destes critérios.

Este trabalho concentra-se na análise de dados adquiridos requerendo a produção de fragmentos ricos em nêutrons como critério de seleção. Referências para comparação e avaliação da qualidade de modelos empregados na interpretação dos dados foram obtidas a partir de uma análise parcial dos dados obtidos usando a energia transversal como critério de seleção. Paralelamente à aquisição de dados com os critérios de decisão específicos ao programa de Física escolhido, são adquiridos dados com outros critérios gerais e executados processos de calibração em diversos subsistemas. Alguns destes critérios e processos são discutidos a seguir.

Produção de Fragmentos Ricos em Nêutrons

A seleção de eventos que produzem fragmentos ricos em nêutros foi feita requerendo, para o pre-trigger, que um sinal equivalente a pelo menos ~ 7 GeV de energia fosse observado num grupo de calorímetros do espectrômetro. Estes calorímetros estão hachureados

na Fig. 2.1, e cobrem a região em que fragmentos com $Z/A \sim 1/3$ são esperados para o campo magnético utilizado.

Para o primeiro nível, um requerimento comum a quase todos os outros conjuntos de dados: que não seja detectada a presença de uma segunda partícula de feixe num intervalo de $1 \mu s$ após a passagem da partícula anterior.

Para o segundo nível, que utiliza a informação digital dos conversores analógico-digitais rápidos, foi requerido que a energia depositada na região fosse maior que 60 GeV e que não fosse detectado, no detector de barreira de superfície posicionado após o alvo (*downstream*), um sinal equivalente ao produzido por uma partícula com carga $Z \geq 13$.

Foram utilizados alvos de Al, Cu, Sn e Pb, com espessuras de 1.300, 2.239, 3.253 e 4.359 g/cm², equivalentes a 4% de um comprimento de interação nuclear para o ²⁸Si. Foram adquiridos eventos que satisfaziam os critérios de seleção numa situação em que o alvo não está presente ("MT" – *empty target*). Este procedimento possibilita a avaliação das correções que devem ser aplicadas aos dados devido a interações não ocorridas no alvo (*background*).

Este critério de seleção foi empregado paralelamente a outros escolhidos para o programa de estudo de colisões periféricas ($1p$, $1n$, $1p1n$, $2p$, $2n$, $2p, 2n$, etc.). Foi utilizado um fator seis para o *downscaling*, ou seja: um a cada seis eventos satisfazendo o critério foi gravado em fita.

Produção de Energia Transversal

A seleção de eventos que depositam energia no calorímetro participante foi feita requerendo, para o pre-trigger, que um sinal equivalente a pelo menos ~ 0.5 GeV de energia transversal fosse observado no calorímetro.

Para o primeiro nível foi requerida somente a proteção de $1 \mu\text{s}$ para evitar a sobreposição de pulsos. Para o segundo nível, os valores digitalizados correspondentes à energia transversal detectada no calorímetro foram testados para três limiares progressivamente maiores, com fatores de *dowscaling* progressivamente menores.

Foram utilizados alvos de Al, Cu e Pb, com espessuras de 0.331, 0.591 e 1.110 g/cm², equivalentes a 1.2% de um comprimento de interação nuclear. Foram também adquiridos eventos que satisfaziam os critérios, mas sem a presença do alvo, utilizando os mesmos limiares e fatores de *dowscaling* empregados para o alvo de Al.

Outros Critérios Gerais

Presença do Feixe

São adquiridos dados requerendo somente a definição do feixe (*beam triggers*). São particularmente importantes para a análise por constituírem um conjunto não tendencioso de dados (*no bias*), pois não contém nenhuma exigência sobre o que acontece com o projétil no alvo. São, conseqüentemente, fundamentais para a avaliação da qualidade dos critérios específicos de seleção.

Eventos Vazios

“Eventos vazios” (*empty triggers*) são adquiridos com o sistema de aquisição disparado por um pulsador num instante em que o sistema *não* registra a passagem do feixe. São utilizados para a determinação dos “pedestais” dos conversores analógico-digital e outras informações sobre os níveis de ruído dos sistemas, bem como seu comportamento ao longo do tempo.

Estes critérios são aplicados em dois modos: adquirindo uma grande seqüência de

eventos que satisfaçam estas condições ou intercalando-os entre eventos adquiridos com os critérios específicos. Neste caso, o *downscaling* é tal que representam 1 ou 2% do total escrito numa fita.

Calibração dos Calorímetros

A calibração absoluta de todos os calorímetros (do alvo, participante e do espectrômetro) foi realizada pelo menos uma vez utilizando um feixes de prótons, píons e múons. Detalhes sobre os procedimentos podem ser encontrados na Ref. 46 para o calorímetro do alvo, na Ref. 56 para os calorímetros do espectrômetro e na Ref. 62 para o calorímetro participante.

O calorímetro do alvo, antes do início dos períodos de aquisição de dados, passa por um procedimento de calibração que utiliza raios cósmicos (essencialmente partículas de ionização mínima) para excitar os cristais de NaI(Tl). No processo, que dura dias, a coincidência entre sinais provenientes de cintiladores posicionados sobre o calorímetro e abaixo dele indicam a passagem de um raio cósmico, disparando o sistema de aquisição de dados. Maiores detalhes sobre o processo de calibração podem ser encontrados na Ref. [46].

O calorímetro participante e os calorímetros do espectrômetro passam por calibrações de rotina durante a aquisição de dados, destinadas à monitoração dos ganhos dos fototubos. Durante estes procedimentos, realizados pelo menos uma vez por dia e com duração de alguns minutos, a aquisição normal de dados é interrompida e o feixe desviado do experimento.

Para os calorímetros do espectrômetro, a radioatividade do urânio natural das placas absorvedoras, incidindo sobre os cintiladores, provê uma fonte de luz uniforme e de baixa

intensidade. Os ganhos dos fototubos são ajustados de modo que todos os fototubos produzam o mesmo nível de corrente. O método de calibração envolve medidas da corrente para três diferentes valores de tensão aplicada aos fototubos, e o novo valor da tensão a ser aplicada para equalizar os ganhos é obtido a partir de uma extrapolação. O nível de referência (*ground*) para o sinal pode ser alterado devido à aplicação de tensão aos fototubos. Um dos fototubos de cada módulo é permanentemente vedado à luz, e o desvio do nível de referência é obtido comparando os sinais do fototubo antes e depois da aplicação da alta tensão. A correção é estendida aos outros fototubos, supondo que tenham o mesmo desvio.

Um procedimento semelhante é utilizado para a equalização dos ganhos dos fototubos do calorímetro participante. Neste caso, porém, a iluminação dos fototubos é feita através de uma fonte de luz com intensidade constante, e a luz transportada da fonte aos fototubos através de fibras óticas. Uma calibração mais completa, que inclui a resposta das placas cintiladoras do calorímetro, é feita utilizando uma fonte intensa de ^{60}Co que, através de um mecanismo de cabos e polias, percorre o interior do calorímetro. Por tratar-se de um procedimento longo (tipicamente 4 horas) é usualmente realizado uma vez antes e outra depois de cada período de máquina, ou quando acontecem interrupções mais demoradas do feixe.

A monitoração da corrente na calibração de ambos os calorímetros é feita através de um módulo CAMAC projetado esta finalidade: a cada canal está associado um conversor de corrente em tensão seguido por um conversor de tensão em frequência, que alimenta um contador (*scaler*). O controle da operação e a leitura dos contadores é feito por um micro-computador, que, ao finalizar o processo, transfere os arquivos com as constantes de calibração para o computador do sistema de aquisição que, por sua vez, transfere-os para o início de cada fita.

Calibração das Câmaras Multifilares

Os dados brutos obtidos das câmaras são a quantidade de carga induzida nos eletrodos dos plano de catodo e o intervalo de tempo consumido na migração da nuvem eletrônica do ponto de ionização aos fios dos planos de anodo. Assim, a calibração das câmaras visa determinar os ganhos e pedestais associados aos canais correspondentes aos eletrodos do catodo e os atrasos relativos entre os canais correspondentes aos fios de anodo, provocados por diferenças entre cabos e eletrônica associada a cada canal.

Para os planos do catodo, a calibração é feita levantando uma curva para a resposta dos canais a sinais produzidos por um pulsador. O pulsador fornece pulsos cujas alturas são definidas através de um conversor de informação digital para altura de pulso. Cada intervalo dinâmico dos conversores analogico-digital duais associados aos canais é calibrado independentemente.

Para os planos de fios de anodo, o sinal do pulsador dispara os conversores de tempo para informação digital e serve de pulso de calibração para as câmaras. Os valores para os limiares dos discriminadores duais também são determinados levantando a curva de resposta para diferentes alturas de pulso.

A calibração é controlada por um processo independente executado pelo computador encarregado da aquisição, e as constantes de calibração escritas no início de cada fita de dados.

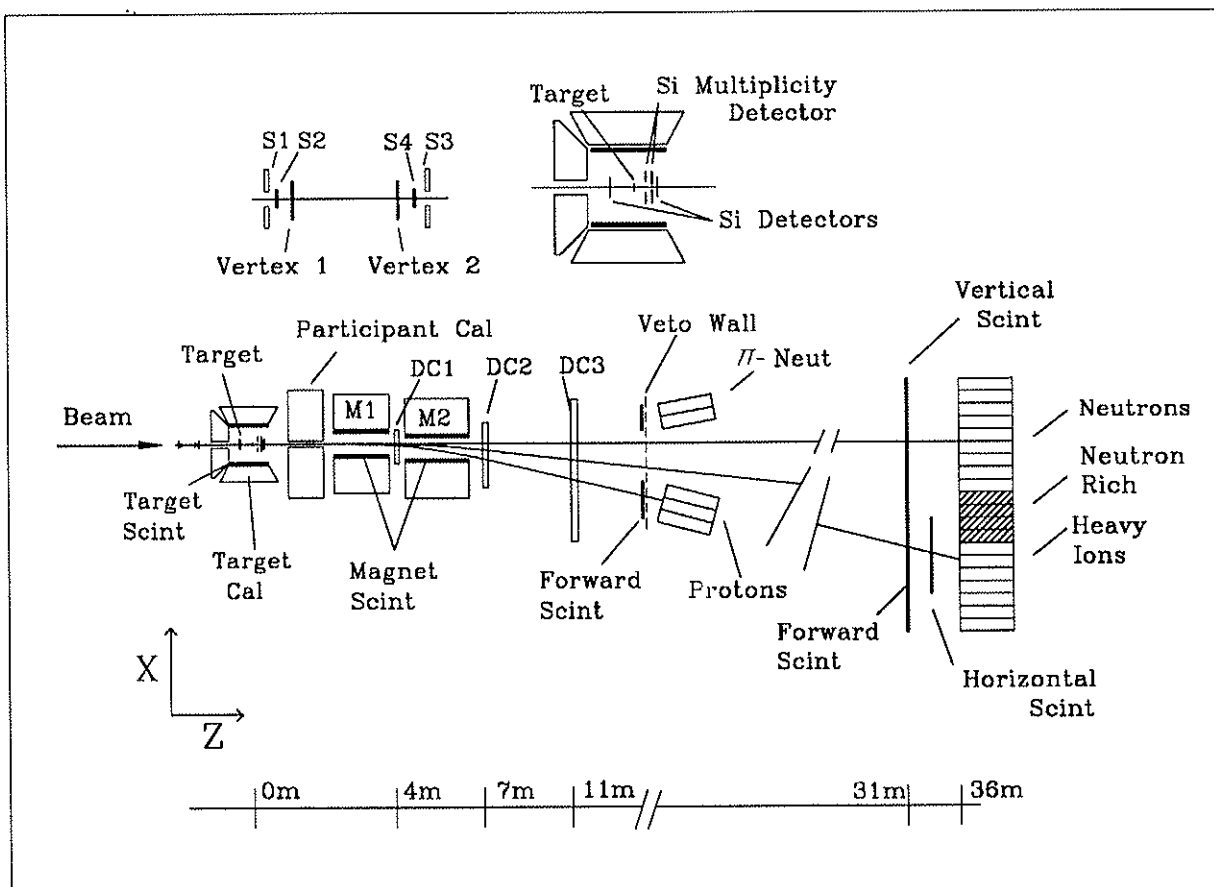


Figura 2.1: O Experimento 814 no *Alternate Gradient Synchrotron* no Laboratório Nacional de Brookhaven, na configuração em que foram tomados os dados analisados neste trabalho.

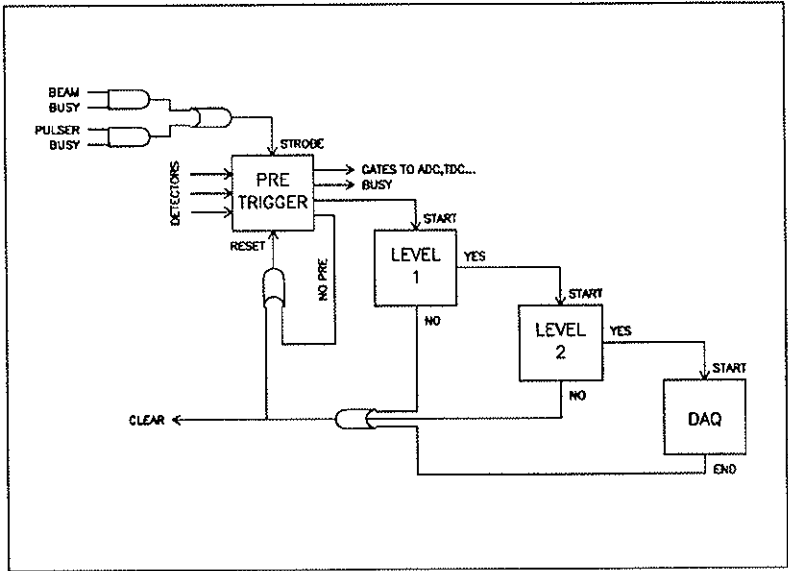


Figura 2.2: Diagrama esquemático do sistema de decisão.

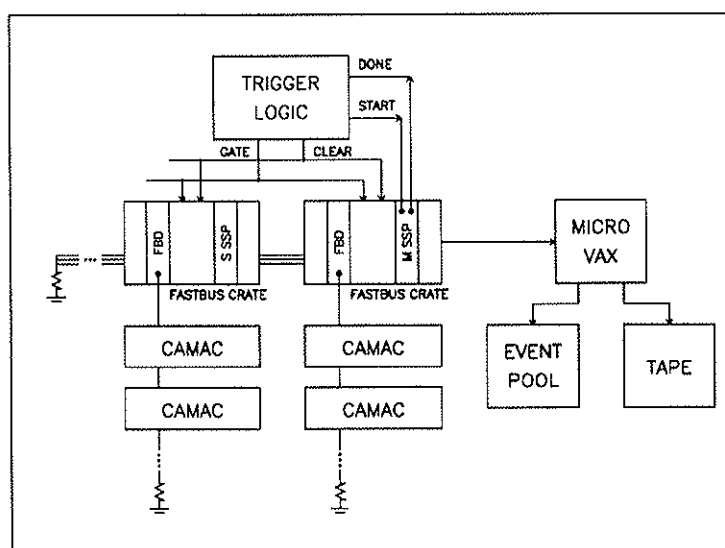


Figura 2.3: Diagrama esquemático do sistema de aquisição de dados.

Análise dos Dados

3.1 Redução dos Dados

Cintiladores do Feixe

A análise dos dados dos cintiladores do feixe visa reproduzir a definição do feixe feita pelo sistema de decisão durante a aquisição de dados e a definição do instante em que a partícula do feixe atravessou o experimento. A Fig. 3.1 apresenta a distribuição para a soma dos sinais dos fototubos acoplados aos quatro cintiladores. Uma boa definição de feixe é reproduzida, na análise, para virtualmente todos os eventos.

A determinação do instante t_0 da passagem do feixe pelo sistema é importante na seleção dos fragmentos por tempo de voo até os detectores do espectrômetro dianteiro. Este instante é definido através dos sinais dos fototubos associados ao cintilador S_4 . A Fig. 3.2 mostra um esquema do processamento dos sinais. O sinal de um dos fototubos (S_{41}) é discriminado e dividido em dois ramos; um dos ramos é enviado ao pre-trigger que, decidindo-se pelo evento, inicia os TDC's. Todos os outros sinais de tempo provenientes do experimento são convenientemente atrasados e utilizados para finalizar as conversões, inclusive o sinal do outro fototubo (S_{42}). De modo a minimizar o efeito da posição de

incidência do feixe sobre o cintilador, que contribui para uma incerteza da ordem de ~ 1 cm/c ~ 30 ps, é feita a média entre os sinais de S_{41} e S_{42} . A distribuição final apresenta uma resolução de 80 ps.

Detector de Vértice

A análise das informações do detector de vértice visa a obtenção da posição e do ângulo de incidência do feixe sobre o alvo na direção x , paralela ao plano de deflexão do espectrômetro. A determinação de algumas grandezas depende crucialmente desta informação: distribuições diferenciais da energia transversal ($dE_T/d\eta$) e da multiplicidade de partículas carregadas ($dN_c/d\eta$) em função da pseudo-rapidez η , massa invariante do projétil excitado, correlação espacial entre partículas resultantes da reação e, de particular interesse para este trabalho, o momento dos fragmentos.

A informação registrada em fita consiste no mapa de bits de memória que indicam a passagem ou não de uma partícula pelas pistas dos detectores. Primeiro, são identificados os canais defeituosos, que estão “em curto” ou “mortos” (inativos): os “em curto” são tratados como “mortos”, e a respeito destes nada pode ser feito. É comum a ocorrência de disparos de dois ou mais canais adjacentes, que são tratados como uma única partícula atravessando o detector numa posição média. Aplicados estes procedimentos, cerca de 75% dos eventos apresentam um disparo em cada detector e cerca de 24% contêm eventos ou com um disparo num dos detectores e nenhum no outro, ou com dois disparos num e um no outro, ou com dois disparos em ambos os detectores. Outras classes de eventos perfazem menos de 1% do total.

A direção e posição do feixe no alvo são diretamente calculados para os eventos com um disparo em cada detector. A variação da posição e do ângulo de incidência é consequência do processo de extração do feixe do acelerador, e estas variáveis apresentam

uma correlação bem definida entre si, ilustrada na Fig. 3.3. Para os eventos com múltiplos disparos nos detectores, a posição e o ângulo de incidência são gerados para todas as possíveis combinações e requer-se que satisfaçam a correlação. Este procedimento eleva para cerca de 90% o número de eventos com posição e ângulo de incidência definidos univocamente. Para os eventos com um disparo em um dos detectores e nenhum no outro (~5%), a média das posições de incidência no alvo é tomada como ponto fixo e o ângulo de incidência é calculado a partir da informação disponível. A resolução angular final obtida após a análise é de aproximadamente $80 \mu\text{r}$.

A posição e o ângulo de incidência do feixe sobre o alvo não podem ser determinados para a direção y , perpendicular ao plano de deflexão do espectrômetro. O perfil do feixe, nesta direção, não é afetado pelo processo de extração e estende-se, no alvo, por aproximadamente 1 mm. Esta precisão, no entanto, é da mesma ordem que a precisão, na direção y , obtida pelo sistema de reconstrução da trajetória no espectrômetro dianteiro.

Detectores de Barreira de Superfície

As informações destes detectores, posicionados, em relação à propagação do feixe, imediatamente antes e depois do alvo, são utilizadas para a determinação da carga das partículas incidindo no alvo ou dele provenientes. O primeiro (*upstream*) é utilizado, na análise, para reforçar a definição do feixe: oferece melhor resolução que os cintiladores do feixe e encontra-se próximo ao alvo, permitindo a exclusão de eventos gerados por partículas que não as do feixe, produzidas em interações nos quase dois metros de ar que separam o alvo dos cintiladores.

O segundo detector (*downstream*) é empregado na identificação da carga dos fragmentos resultantes da interação. A dissociação eletromagnética normalmente acontece por emissão de alguns nucleons, produzindo estados finais com um núcleo de carga ele-

vada ($Z > 10$), enquanto a fragmentação nuclear produz fragmentos com carga pequena ($Z < 5$). Esta informação auxilia na definição do tipo de reação, tanto durante a aquisição de dados, através do segundo nível do sistema de decisão, quanto no processo de análise.

Os sinais destes detectores diminuem à medida que a intensidade instantânea do feixe aumenta. Na análise *off-line* não foi possível identificar claramente o motivo deste comportamento. O procedimento para correção deste efeito é ilustrado nas Figs. 3.4(a) e 3.4(b). São gerados histogramas bidimensionais da carga coletada em função da intensidade instantânea do feixe. O eixo da intensidade do feixe é dividido num grande número (50) de pequenos intervalos, ou "fatias". Os dados contidos em cada fatia são projetados sobre o eixo da carga. Assim, para cada intervalo de intensidade de feixe é gerada uma distribuição de carga, sobre as quais são ajustadas Gaussianas. Uma reta é ajustada às centróides das Gaussianas. Os parâmetros da reta ajustada são utilizados para calcular, evento por evento, a correção que deve ser aplicada aos dados de modo que o sinal corrigido se mantenha constante para todos os valores de intensidade do feixe.

Os sinais dos detectores de barreira também dependem da fase da tensão da rede elétrica local no instante em que o evento acontece. Isso se deve ao aterramento imperfeito dos detectores e de toda a eletrônica a eles associadas, promovendo uma flutuação do nível de referência. A correção se faz de modo conceitualmente semelhante ao utilizado para corrigir os sinais com relação à intensidade do feixe. O procedimento é ilustrado nas Figs. 3.4(a) e 3.4(b). São gerados histogramas bidimensionais da carga coletada em função da fase da tensão da rede. O eixo da fase é dividido em pequenos intervalos e os dados contidos nestes intervalos são projetados sobre o eixo da carga. Gaussianas são ajustadas a estas distribuições e os valores das centróides para cada intervalo são guardados numa tabela de verificação (*look-up table*). Na análise posterior dos dados verifica-se, evento por evento, qual era o valor da fase e corrige-se o sinal do desvio correspondente. As Figs.

3.4(e) e 3.4(f) mostram os mesmos dados após as correções.

A dependência dos sinais com a intensidade do feixe e a fase da tensão da rede varia com o tempo. Para diferentes conjuntos de dados (fitas com tipicamente 10000 eventos ou 20 minutos de tempo de aquisição), as correções podem ser, eventualmente, diferentes. A correção para a variação com a intensidade do feixe é fundamental para a utilização da informação dos detectores na análise; a correção para a variação com a fase, apesar de não ser tão crítica, melhora a resolução do detector em aproximadamente 20%.

Detector de Multiplicidade

São duas as informações disponíveis para a análise dos dados do detector de multiplicidade: o mapa de bits cujos estados correspondem ao disparo ou não dos discriminadores e os 17 resultados das somas analógicas dos sinais lógicos: um para a multiplicidade total e 16 para os sub-totais parciais dos oito setores azimutais dos dois detectores. O mapa de bits contém a informação detalhada. Como para o detector de vértice, os canais “mortos” ou “em curto” são identificados e eliminados. A multiplicidade total e as somas parciais obtidas da digitalização das somas analógicas são comparadas aos obtidos a partir do mapa de bits e eventos para os quais a correlação não é consistente são excluídos. A informação registrada não corresponde, a rigor, ao número de partículas que atravessaram o detector, mas ao número de seções que foram sensibilizadas pela passagem de pelo menos uma partícula de ionização mínima. Este efeito, no entanto, é pequeno, pois para o sistema $^{28}\text{Si}+^{208}\text{Pb}$, a ocupação média, isto é, a razão entre o número de seções que acusam a passagem de uma partícula e o total de seções do detector, é de 5%, enquanto a máxima de 30%.

O detector de multiplicidade é particularmente sensível a elétrons- δ produzidos pela passagem do feixe através do alvo. A produção de elétrons- δ cresce quadraticamente com

a carga do projétil e linearmente com a espessura do alvo, sendo independente do elemento que o compõe. A distribuição de multiplicidade de elétrons- δ pode ser obtida a partir da distribuição de multiplicidade obtida quando não há reação: requerendo-se, na análise, a definição do feixe e que a carga medida no detector de barreira de superfície após o alvo (*downstream*), seja igual à carga de partículas do feixe. A distribuição de elétrons- δ pode então ser separada da distribuição de multiplicidade.

Outras análises mais sofisticadas podem ser realizadas, como, por exemplo, a análise da distribuição angular da multiplicidade ($dN/d\eta$) ou de correlações entre partículas produzidas, mas estão fora dos objetivos deste trabalho.

Calorímetro e Cintiladores do Alvo

A análise dos processos de dissociação eletromagnética e da fragmentação nuclear não faz uso intensivo da informação proveniente do calorímetro e dos cintiladores do alvo: a produção de partículas na direção traseira é praticamente desprezível para colisões na região de fragmentação e totalmente nula na dissociação eletromagnética. Produtos da fragmentação do alvo, em princípio, produzem sinais nestes detectores, mas possuem baixas energias e os alvos espessos utilizados não permitem medidas confiáveis do número e da energia dos fragmentos. A produção de elétrons- δ no alvo também compromete a medida de multiplicidade obtida dos cintiladores do alvo.

Ainda assim, as informações destes detectores são utilizadas em três instâncias no procedimento de análise: (a) para uma terceira verificação da qualidade do feixe (segundo a dos cintiladores do feixe e do detector de barreira de superfície antes do alvo), exigindo que a energia depositada na parede traseira do calorímetro seja consistente com a depositada nas paredes laterais (o que não acontece quando a partícula do feixe vem acompanhada de outras partículas não detectadas pelos cintiladores S_1 e S_3), (b) para vetar eventos

identificados como eletromagnéticos no espectrômetro dianteiro que, no entanto, acusam multiplicidade ou energia acima do nível de ruído destes detectores e (c) para verificar a conservação de energia, já que a cobertura calorimétrica do experimento é praticamente total.

Particularmente importante para a seleção de eventos eletromagnéticos é a determinação do nível de ruído do calorímetro, feita com eventos adquiridos com o sistema de aquisição ativado pelo pulsador do sistema de decisão (Seção 2.5). Para estes eventos, é obtida a distribuição de energia no calorímetro, cujo valor máximo servirá de limite para a aceitação de um evento como eletromagnético.

As informações dos cintiladores do alvo são normalizadas de tal modo que a distribuição de carga correspondente a partículas de mínima ionização esteja centrada num mesmo valor para todos os cintiladores. É obtida então a distribuição de multiplicidade de elétrons- δ atingindo os cintiladores, de maneira semelhante à utilizada na análise do detector de multiplicidade, isto é, com eventos adquiridos exigindo somente a presença do feixe e requerendo que a carga da partícula saindo do alvo, detectada pelo detector de barreira de superfície, seja compatível com a carga do feixe. O valor máximo da distribuição será utilizado como limite para a aceitação de um evento como eletromagnético.

Calorímetro Participante

Os procedimentos de calibração descritos na Seção 2.5 fornecem os fatores de conversão para a transformação das leituras dos conversores analógico-digitais em medidas de energia transversal. Para medidas precisas, no entanto, alguns outros fatores devem ser considerados: a resposta do calorímetro depende do tipo de partícula incidente e as características geométricas do detector são tais que nem sempre todo o chuveiro de partículas produzidas está contido no calorímetro.

O método desenvolvido para a correção dos dados envolve a determinação da matriz de resposta, ou função de transferência do sistema, e é descrito em detalhes nas Refs. 47 e 62. A simulação da resposta do calorímetro é estudada através de um programa (PROPHET, [61]) que parametriza a deposição de energia no calorímetro e inclui todos os detalhes geométricos do detector. Os parâmetros do programa são ajustados para reproduzir a resposta do calorímetro para diferentes partículas.

A resolução do calorímetro é de $28\%/\sqrt{E(\text{GeV})}$ para chuviscos electromagnéticos e $45\%/\sqrt{E(\text{GeV})}$ para chuviscos hadrônicos [61].

Câmaras Multifilares

A análise dos dados das câmaras multifilares visa a obtenção de medidas de posição x e y em diversos pontos da trajetória da partícula, permitindo a determinação da rigidez p/Z da partícula. Medidas de posição são obtidas dos planos de catodo calculando a centróide da distribuição de carga nos eletrodos sensibilizados. Para as células de deriva, a posição é obtida a partir do intervalo de tempo entre a passagem da radiação ionizante e a avalanche ao redor do fio de anodo. A relação entre este intervalo de tempo e a distância da partícula ao fio vem, essencialmente, do fato da aceleração dos elétrons num gás, sob um campo elétrico uniforme, ser neutralizada por colisões com átomos do gás, fazendo com que a velocidade rapidamente atinja um valor constante.

Nesta seção é descrito um procedimento de seleção preliminar dos sinais de posição correspondentes à passagem de uma partícula pelos planos de catodo e anodo da câmaras. Na Seção 3.2 será discutido o método de reconstrução da trajetória, que inclui informações de outros detectores.

Eletrodos do Catodo:

A informação básica para a medida de posição a partir do plano de catodo é a quantidade de carga depositada nos eletrodos. A relação sinal-ruído nos planos de catodo das câmaras, nas regiões relevantes para esta análise, é de aproximadamente 1:20, no caso de partículas de mínima ionização, e ainda melhor para íons pesados, não requerendo, em geral, atenção.

É realizada uma busca de aglomerados de eletrodos sensibilizados. A busca não é feita em toda a extensão das câmaras, mas somente nas regiões em que fragmentos ricos em nêutrons com rapidez do feixe são esperados. Um aglomerado é definido por um eletrodo com carga acima de um limiar pré-estabelecido e os seus dois vizinhos próximos ao longo do fio de anodo. A determinação da posição x de incidência da partícula é feita a partir da maneira como a carga é dividida entre os eletrodos neste tipo de câmara [65]. Para DC1, que têm eletrodos retangulares, a posição da centróide da distribuição é dada por:

$$x = \frac{q_{i-1}x_{i-1} + q_i x_i + q_{i+1}x_{i+1}}{q_{i-1} + q_i + q_{i+1}} \quad (3.1)$$

onde q_i corresponde à medida de carga no eletrodo central, com posição x_i . Para eletrodos na forma de “chevron”, encontrados em DC2 e DC3, a divisão de carga acontece principalmente entre dois vizinhos, e a posição é dada por:

$$x = \frac{q_1(x_1 \pm A) + q_2(x_2 \mp A)}{q_1 + q_2} \quad (3.2)$$

onde q_1 e x_1 são a carga e a posição do eletrodo mais sensibilizado e q_2 e x_2 a carga e a posição do eletrodo vizinho. Esta relação apresenta uma tendência de deslocar a distribuição da medida de posição em direção à borda dos eletrodos. A constante A (cujo sinal depende da direção do desvio), aproximadamente 10% do comprimento do eletrodo, foi introduzida para corrigir este efeito.

Uma resolução de 200 μm foi obtida para a medida de posição em DC1. A resolução

obtida com um feixe colimado de raios-X é da ordem de $70 \mu\text{m}$ [65]. A produção de elétrons- δ e uma carga excessivamente grande depositada nos eletrodos contribuem para a degradação da resolução no caso de partículas carregadas. A resolução encontrada para as seções de eletrodos de DC2 e DC3 é da ordem de 2.5 mm e 5.0 mm, respectivamente, correspondente a aproximadamente 10% da largura do “chevron”.

Seções de Deriva:

As posições x das trajetórias nas células de deriva são obtidas comparando o intervalo de tempo Δt entre a produção da nuvem de ionização e a detecção da avalanche nos fios de anodo, segundo a relação:

$$x = v_d(\Delta t - \eta) + S, \quad (3.3)$$

onde $v_d = 50 \mu\text{m/s}$ é a velocidade de deriva no gás. A constante S leva em conta o deslocamento entre os planos de fios, sendo nula para planos pares e igual à metade da distância entre os fios para planos ímpares. A constante $\eta = 245$ e 280 ns para DC2 e DC3, respectivamente, corrige desvios na definição do instante inicial. A referência de tempo para o conversor de tempo para informação digital (TDC) é dada pelo instante da passagem do feixe pelos cintiladores do feixe, enquanto o instante de detecção da avalanche nos fios é obtido a partir do sinal proveniente dos discriminadores associados a cada fio (Seção 2.2). A resolução espacial para uma célula individual em DC2 e DC3 é da ordem de $200 \mu\text{m}$.

O ruído de fundo presente nos dados das células de deriva vem essencialmente da produção de elétrons- δ pelo fragmento atravessando a câmara: as possibilidades combinatórias aumentam fatorialmente com o número de fios sensibilizados. Este problema é sensivelmente reduzido se, além de restringir a busca de fios sensibilizados à área das câmaras onde os fragmentos ricos em nêutrons são esperados, impõe-se a restrição adi-

cional de que os fios estejam sobre um eletrodo sensibilizado pela passagem da partícula. A existência de uma possível trajetória é definida pela presença de sinais em pelo menos três dos seis planos de fios dos detectores.

Cintiladores do Espectrômetro

Os cintiladores dianteiros são fundamentais para a identificação das partículas que entram no espectrômetro. A quantidade de luz produzida por uma partícula relativística ao atravessar um cintilador fino é aproximadamente proporcional a Z^2 , permitindo a identificação da carga. A degradação da medida devido à atenuação da luz entre o ponto de emissão e o de coleção pode ser eliminada através da leitura do cintilador nas duas extremidades. Como a intensidade decresce exponencialmente com a distância y entre o ponto de emissão e o fototubo [67], o efeito é cancelado utilizando o produto dos sinais, através da relação:

$$\begin{aligned} I_1 &= I_0 e^{-y/\lambda} \\ I_2 &= I_0 e^{-(L-y)/\lambda} \\ I &= \sqrt{I_1 I_2} = I_0 e^{-L/2\lambda}, \end{aligned} \quad (3.4)$$

onde λ é o comprimento de atenuação e L o comprimento do cintilador. A posição de incidência da partícula também pode ser obtida, via divisão de carga:

$$\begin{aligned} \frac{I_1}{I_2} &= \frac{e^{-y/\lambda}}{e^{-(L-y)/\lambda}} \\ y &= \frac{1}{2} \left[L - \lambda \ln \left(\frac{I_1}{I_2} \right) \right]. \end{aligned} \quad (3.5)$$

O tempo de vôo dos fragmentos é obtido comparando os instantes de passagem do feixe pelos cintiladores do feixe (t_0) e dos fragmentos pelos cintiladores dianteiros. A dependência com a posição de incidência pode ser eliminada utilizando-se a média das

informações obtidas nas extremidades. Se t_1 e t_2 são as informações dos fototubos nas extremidades de um cintilador de comprimento L e índice de refração n :

$$\begin{aligned} t_1 &= t_0 + x(n/c) \\ t_2 &= t_0 + (L - x)(n/c) \\ t_m &= \frac{1}{2} (t_1 + t_2) = t_0 + \frac{L}{2} (n/c) \\ t_0 &= t_m - \frac{L}{2} (n/c), \end{aligned} \quad (3.6)$$

onde t_0 corresponde à medida de tempo independente da posição de incidência.

O nível de referência para os conversores analógico-digitais associados aos fototubos dos cintiladores do espectrômetro varia com a fase da tensão da rede, de modo semelhante ao que acontece com os detectores de barreira de superfície próximos ao alvo. Esta variação aparece como uma flutuação dos pedestais dos conversores. A Fig. 3.5 apresenta histogramas bidimensionais do valor dos pedestais em função da fase da tensão da rede para dois fototubos associados a um cintilador, com dados obtidos pelo sistema de aquisição disparado por um pulsador. Para a correção, o eixo da fase da tensão da rede é dividido em pequenos intervalos, e para cada intervalo a média dos valores é calculada e armazenada numa tabela. Na análise de dados, o valor da carga integrada, para cada evento, é corrigido da quantia correspondente à fase da tensão na rede no instante do evento.

O intervalo de tempo medido determinado pelos conversores de tempo para informação digital deve ser corrigido para a variação do instante de disparo de um discriminador, em função da altura do pulso incidente. Esta dependência é descrita pela relação [68]:

$$t_c = t + \frac{A_0}{\sqrt{Q}}, \quad (3.7)$$

onde t é o valor lido do conversor e t_c o valor corrigido, A_0 uma constante de proporcional-

idade, e Q a quantidade de carga integrada pelo conversor analógico-digital associado ao fototubo. A Fig. 3.6 mostra esta dependência antes e depois da correção. O processo de correção é formalmente idêntico ao aplicado na correção para a fase da tensão da rede: são gerados histogramas bidimensionais da variação da carga Q (ou $1/\sqrt{Q}$) com a informação de tempo. O eixo da carga é dividido em pequenos intervalos e, para cada intervalo, uma Gaussiana é ajustada à projeção dos dados sobre o eixo de tempo. As centróides e os desvios padrão das Gaussianas são utilizados no ajuste da função descrita na Eq. 3.7 (ou de uma reta, para $1/\sqrt{Q}$) pelo método dos mínimos quadrados. Os coeficientes encontrados são armazenados e utilizados posteriormente no processo de análise.

A Figura 3.7 mostra a distribuição de carga das partículas observadas no conjunto de 10 cintiladores posicionados à frente dos calorímetros hachureados na Figura 2.1. A normalização dos ganhos é tal que a distribuição para partículas de ionização mínima esteja centrada em cem unidades. A incerteza na posição de incidência da partícula na direção y , obtida através do método da divisão de carga, é ~ 2 cm. Na direção x (plano de deflexão), a resolução na medida de posição é definida pela largura dos cintiladores, de 10 cm. A resolução na determinação do instante da passagem da partícula pelo cintilador, após todas as correções, é da ordem de 300 ps.

Calorímetros do Espectrômetro

Os fatores para a conversão dos sinais dos fototubos em medidas de energia são determinadas através do procedimento de calibração realizado aproximadamente uma vez a cada 24 horas de aquisição de dados (Sec. 2.5), que, por sua vez, tem como referencial uma calibração absoluta feita com um feixe de píons e múons. Os fatores de conversão correspondentes à mais recente calibração estão escritos no início de cada fita de dados.

A energia de uma partícula incidente é depositada no calorímetro através da pro-

dução de um chuvaire de partículas secundárias que perdem energia por ionização. Uma importante característica de um calorímetro é o perfil deste chuvaire. Tanto para a componente eletromagnética (e) quanto para a hadrônica (h), o perfil do chuvaire pode ser descrito por [66]:

$$E_{e,h}(r) = A_{e,h} e^{-(r/\sigma_{e,h})^{a_{e,h}}} \quad (3.8)$$

onde $A_{e,h}$ é uma constante de normalização e $\sigma_{e,h}$ reflete a extensão transversal do chuvaire.

A extensão transversal do chuvaire é praticamente independente da energia da partícula incidente. No caso dos calorímetros do espectrômetro, o chuvaire, e, portanto, a energia depositada pela partícula, está praticamente contido numa região de 3×3 torres.

A Fig. 3.8 apresenta a distribuição da energia medida por todos os fototubos numa região com cinco calorímetros. A energia total da partícula é obtida somando as contribuições das oito torres que circundam a torre com maior deposição de energia. A posição de incidência, na direção horizontal (plano de deflexão), é obtida a partir dos sinais provenientes dos dois fototubos associados a esta torre, através da relação:

$$X = A_x \left(\frac{L - R}{L + R} \right), \quad (3.9)$$

onde L e R representam os sinais registrados nos fototubos associados à torre. O procedimento de calibração descrito na Ref. 66 fornece $A_x = 22.2$ cm.

Para a posição vertical é utilizada a relação [66]:

$$Y = A_y \ln \left(\frac{E_{i-1}}{E_{i+1}} \right) \quad (3.10)$$

onde os índices $i - 1$ e $i + 1$ referem-se às torres adjacentes à torre com máxima deposição de energia E . O procedimento de calibração descrito na Ref. [66] fornece $A_y = 2.4$ cm.

Eventualmente duas ou mais partículas podem incidir em regiões relativamente próximas. Para a região dos calorímetros onde os isótopos ricos em nêutrons são es-

perados, o pequeno número de fragmentos produzidos na reação e as características do próprio processo de fragmentação tornam eventos deste tipo bastante raros. Existem, no entanto, algoritmos mais elaborados [69,55] que foram desenvolvidos para tratar este problema. Fornecem, com razoável confiabilidade, o número, a energia e a posição para os componentes do aglomerado.

A resolução em energia do calorímetro é de $\sim 80\%/\sqrt{E(\text{GeV})}$ e a resolução na posição de incidência de uma única partícula é da ordem de 2 cm em ambas as direções.

3.2 Reconstrução das Trajetórias

Por tratar-se de um sistema complexo, os programas genéricos de identificação e reconstrução de trajetórias são resultado de um trabalho coletivo, escritos e mantidos por alguns grupos dentro da colaboração do E814 e adaptados pelo usuário para as necessidades específicas de cada análise. A abordagem adotada neste trabalho é baseada no trabalho desenvolvido pelo grupo da Universidade de Pittsburgh, em particular por E. M. Takagui e U. Sonnadara [55].

As informações preliminares utilizadas pelo procedimento de reconstrução das trajetórias consistem, no caso ideal, de: (a) duas medidas da posição do feixe, na direção x , antes que este atinja o alvo; (b) três medidas de posição, nas direções x e y , obtidas da carga depositada nos eletrodos dos planos de catodo das câmaras multifilares; (c) as medidas do tempo de deriva, correspondentes a medidas de posição na direção x , obtidas do conjunto de fios sobre o eletrodo com maior indução de carga nos aglomerados encontrados nos planos de catodo de DC2 e DC3; (d) as posições, em x e y , determinadas pelos cintiladores do espectrômetro e (e) as posições, em x e y dos aglomerados de energia encontrados nos calorímetros do espectrômetro.

Retas são ajustadas (por mínimos quadrados) às medidas de posição fornecidas pelos eletrodos dos planos de catodo de DC2 e DC3 e pelos cintiladores, para as direções x e y . As posições das projeções destas retas no plano dos calorímetros são comparadas com as posições medidas para os aglomerados de energia, permitindo a seleção dos candidatos que formam as melhores conexões entre os segmentos de trajetória.

Para DC1, a posição na direção x pode ser prevista utilizando as informações do detector de vértice e o segmento de reta determinado da maneira descrita acima, combinados a um modelo simples para o efeito dos campos e comprimentos efetivos dos ímãs. Para a direção y , o feixe passa por $y = 0$ no plano do alvo, por definição. A posição real de incidência da partícula em DC1 é determinada através de uma busca do melhor candidato nas vizinhanças da posição prevista.

As informações associadas a todos os possíveis candidatos a pontos de trajetória, escolhidos pelo procedimento acima, são repassadas ao programa de reconhecimento de padrão. A primeira tarefa executada por este programa é resolver a ambiguidade direita-esquerda presente em medidas de tempo de deriva. Requer-se primeiramente que a soma dos tempos de deriva obtidas de fios vizinhos estejam dentro de um intervalo correspondente a ± 1 mm. A partir dos fios assim selecionados, são calculadas centróides das posições observadas em fios de planos vizinhos e o conjunto de posições mais consistentes com um segmento de linha reta é selecionado pelo método da componente principal [70]. Identificados os fios corretos, as centróides, utilizadas somente para a eliminação da ambiguidade, são descartadas e o tempo de deriva associado a cada fio é empregado pelo programa de reconstrução.

O programa de reconstrução, chamado GRIST, empregado em diversos experimentos desde o fim da década de 60 [71,72,73,74], foi recentemente adaptado por W. E. Cleland

da Universidade de Pittsburgh [75] para a reconstrução de eventos periféricos adquiridos pelo Experimento 814.

O programa determina os parâmetros da trajetória minimizando a função:

$$\chi^2(\alpha_j) = \sum_i \frac{1}{\sigma_i^2} [\xi_i - U_i(\alpha_j)]^2, \quad (3.11)$$

onde ξ_i e σ_i representam as observáveis e suas incertezas, respectivamente, e U_i os valores calculados para as observáveis como função dos parâmetros α_j . Fazendo uma expansão em série de Taylor dos parâmetros α_j em torno dos valores iniciais α_j^0 , a solução do problema vem da determinação das correções $\delta\alpha_j$ que minimizam a equação:

$$\chi^2(\alpha_j) = \sum_i \frac{1}{\sigma_i^2} \left[\xi_i - U_i(\alpha_j) - \sum_m \delta\alpha_m \left(\frac{\partial U_i(\alpha_j)}{\partial \alpha_m} \right) \right]^2, \quad (3.12)$$

onde $U_i(\alpha_j^0)$ são os valores iniciais esperados para as observáveis. O procedimento é equivalente à solução, em geral por um processo iterativo, da equação:

$$\begin{aligned} \delta\vec{\alpha} &= \vec{A}^{-1}\vec{\Delta}, \\ \Delta_k &= \sum_i \frac{1}{\sigma_i^2} [\xi_i - U_i(\alpha_j)]^2 \frac{\partial U_i}{\partial \alpha_k}, \\ A_{mk} &= \sum_i \frac{1}{\sigma_i^2} \left(\frac{\partial U_i}{\partial \alpha_m} \frac{\partial U_i}{\partial \alpha_k} \right). \end{aligned} \quad (3.13)$$

\vec{A}^{-1} é a matriz erro para os parâmetros α_j e $\delta\vec{\alpha}$ é a correção que deve ser aplicada aos parâmetros iniciais α_j^0 para a obtenção do valor mínimo para χ^2 .

Um segmento de trajetória no espaço é definido por quatro parâmetros geométricos e um cinemático: as coordenadas (x, y) no alvo ($z = 0$), os ângulos (θ, ϕ) , que definem a direção de propagação, e o momento do fragmento, já que este passa pelo campo magnético. Para a trajetória do feixe incidente, cujo momento é dado, são conhecidos dois parâmetros: a posição e o ângulo de incidência na direção x , dados pelo detector de vértice; para a direção y , a posição e o ângulo são introduzidas como parâmetros

livres. Para a trajetória do fragmento emergente, nenhum dos parâmetros é conhecido, mas o requerimento de que as trajetórias incidente e emergente tenham as mesmas coordenadas (x, y) no alvo reduz a três os parâmetros desconhecidos: os ângulos e o momento. Portanto, cinco parâmetros devem ser ajustados no processo.

Esta descrição dos fundamentos do procedimento de reconstrução exclui outros aspectos essenciais para a qualidade dos resultados: análise de ruído, alinhamento dos detectores, espalhamento múltiplo, análise da eficiência de reconstrução, entre outros. Uma descrição extensiva destes aspectos e a aplicação do método para algumas situações mais complexas pode ser encontrada na Ref. 55.

A qualidade dos resultados é verificada ao longo do processo através da análise da correlação entre as posições calculadas a partir dos parâmetros do ajuste com as posições medidas nos cintiladores e calorímetros do espectrômetro. Estes detectores, apesar de terem contribuído na seleção preliminar de candidatos, não entram no ajuste final da trajetória, fornecendo uma avaliação independente dos resultados.

A eficiência de reconstrução de eventos com produção de fragmentos ricos em nêutrons, de 95%, é particularmente favorecida pela baixa ocupação das câmaras multifilares nas regiões consideradas.

3.3 Seleção de Eventos e Identificação dos Isótopos

Uma fita de dados contém eventos de vários tipos: eventos adquiridos requerendo somente a presença do feixe (*beam triggers*), eventos adquiridos disparando o sistema com um pulsador (*empty triggers*) e eventos adquiridos por satisfazerem os critérios de física escolhidos (*physics triggers*). A cada evento está associado um padrão binário que traz

informações sobre quais dos critérios de decisão foram satisfeitos pelo evento. Assim identificados, os eventos de interesse (presença do feixe, pulsador, e produção de fragmentos ricos em nêutrons) são copiados em outra fita, visando unicamente a redução do tempo que deverá ser aplicado à leitura de fitas durante a análise. (Dado o fator de desescalamento (DS=6) utilizado para o registro de eventos com produção de fragmentos ricos em nêutrons, este procedimento reduz cada fita a $\sim 1/6$ do tamanho original). Todas as outras informações da fita original (arquivos de calibração no início e dados dos contadores no fim) são transcritos para a nova fita.

O passo seguinte envolve a seleção de eventos produzidos por uma “boa” partícula do feixe, como definida pelos cintiladores do feixe e pelo detector de barreira de superfície posicionado imediatamente antes do alvo. Durante a aquisição de dados requer-se, no primeiro nível do sistema de decisão, que o íon que provocou a reação não tenha sido antecipado por outro num intervalo de $1 \mu\text{s}$. Na análise, este intervalo é estendido a $2 \mu\text{s}$, mais compatível com o tempo de formatação dos pulsos dos detectores de barreira e com o tempo de recuperação dos fotodiodos do calorímetro do alvo (cujos sinais serão utilizados para determinar se um evento é de natureza eletromagnética), excluindo efeitos de sobreposição de sinais (*pile-up*).

A seguir é feita uma seleção a partir das informações dos cintiladores e calorímetros do espectrômetro. Requer-se que pelo menos um dos cintiladores da região onde são esperados os fragmentos ricos em nêutrons tenha medido uma ionização compatível com a produzida por uma partícula com carga $Z \geq 2$ (≥ 300 unidades na Fig. 3.7). Requer-se que a partícula tenha atravessado o cintilador num instante entre $\pm 2 \text{ nsec}$ ao redor do instante médio em que uma partícula com velocidade do feixe é esperada (v. Fig. 3.6). Requer-se ainda que pelo menos um aglomerado de energia seja encontrado nos calorímetros do espectrômetro.

Os eventos que satisfazem estes critérios são submetidos ao pré-processamento de reconstrução de trajetória, onde as informações do detector de vértice e dos planos de catodo das câmaras multifilares são associadas às dos cintiladores e calorímetros e utilizadas numa reconstrução rudimentar da trajetória e na identificação dos fios de anodo ativados.

Informações selecionadas (dos detectores de vértice, detectores de barreira, cintiladores, calorímetros do alvo, participante e do espectrômetro, detector de multiplicidade, eletrodos e fios ativados nas câmaras multifilares) dos eventos que possuem um conjunto de dados compatível com trajetórias de fragmentos de interesse são, por comodidade, escritas em disco. O programa de reconstrução de trajetórias (GRIST) acessa e processa estes dados e fornece, para todos os eventos, algumas grandezas cinemáticas que são utilizadas na identificação final dos fragmentos e na determinação das componentes do momento.

Ao final do processo, três grandezas estão disponíveis para a identificação dos fragmentos: carga, energia e rigidez magnética, obtidas, respectivamente, a partir dos cintiladores e calorímetros do espectrômetro e da reconstrução da trajetória). As Figs. 3.9 e 3.10 apresentam a correlação entre carga e rigidez magnética e carga e energia, respectivamente. A qualidade da separação das cargas pode ser melhor apreciada na Fig. 3.11, que é uma projeção dos dados no eixo da carga. A Fig. 3.12 mostra a correlação entre energia e rigidez magnética para os diferentes valores de carga selecionados (correspondentes aos intervalos 300-700 ($Z = 2$), 700-1300 ($Z = 3$), 1300-2000 ($Z = 4$) 2000-3500 ($Z = 5$) na Fig. 3.11). As Figs. 3.13 e 3.14 mostram ainda as projeções dos dados sobre o eixo da rigidez e da energia, para os diferentes valores da carga.

A separação e contagem de eventos de acordo com o isótopo produzido é feita, inicialmente, a partir dos dados já separados de acordo com a carga e projetados sobre o

eixo da rigidez magnética, que é a medida de maior precisão. Para $Z = 2$, são descartados todos os eventos com rigidez magnética abaixo de 38 GeV/c, correspondentes ao ${}^4\text{He}$; são considerados ${}^6\text{He}$ todos os eventos com rigidez entre 40 e 46 GeV/c e energia entre 60 e 110 GeV; para os eventos não incluídos nestas regiões, informações selecionadas (que incluem a distribuição de energia depositada nos calorímetros dianteiros, canal por canal, como na Fig. 3.8) são listadas e inspecionadas visualmente. Todos os eventos com produção de ${}^8\text{He}$ foram inspecionados individualmente.

Para $Z = 3$, eventos com rigidez menor que 35 GeV são descartados (${}^7\text{Li}$); com rigidez entre 36 e 40 GeV/c e energia entre 100 e 130 GeV são considerados ${}^8\text{Li}$ e com rigidez entre 41 e 46 GeV/c e energia entre 100 e 140 GeV são considerados ${}^9\text{Li}$; todos os demais eventos classificados como $Z = 3$ são inspecionados individualmente.

Para $Z = 4$, que contém ${}^{10}\text{Be}$ e ${}^{11}\text{Be}$, a separação em momento e energia não é tão clara. Somente os eventos dentro da região com rigidez entre 32 e 36 GeV/c e energia entre 120 e 180 GeV, classificáveis como ${}^{10}\text{Be}$, não são inspecionados individualmente. Para $Z = 5$, são identificados como ${}^{13}\text{B}$ todos os eventos com rigidez magnética entre 32 e 40 GeV/c e energia entre 140 e 220 GeV, e os demais são inspecionados individualmente.

A Tab. 3.1 mostra as contagens finais obtidas para cada isótopo identificado e para cada alvo utilizado, incluindo os dados adquiridos com o suporte do alvo vazio. A tabela inclui também, o número total de partículas de feixe identificadas pelos cintiladores do feixe.

3.4 Eficiência do Critério de Decisão

Uma das preocupações básicas em relação a dados adquiridos com critérios de decisão específicos refere-se a eventuais erros sistemáticos introduzidos pela maneira como os critérios são aplicados. Esta preocupação traduz-se na pergunta: todos os eventos de interesse são realmente detectados pelo sistema de decisão? Uma resposta negativa necessariamente leva à questão seguinte: a seleção afeta tendenciosamente as grandezas determinadas?

Uma simulação de alguns aspectos do experimento foi desenvolvida para detectar e quantificar eventuais desvios sistemáticos a que os dados estão sujeitos. Os aspectos investigados foram: as seções de choque, ou, quanto da seção de choque, para cada isótopo identificado, não foi detectado pelo sistema de decisão; e as distribuições de momento, ou, de que maneira esta perda afeta a forma das distribuições obtidas.

O algoritmo essencialmente reproduz a trajetória dos fragmentos, do alvo aos calorímetros do espectrômetro, verificando se a posição de incidência e a energia depositada satisfazem o critério de seleção em isótopos ricos em nêutrons.

O modelo supõe que o momento dos fragmentos emergentes do alvo obedece a uma distribuição gaussiana com desvio-padrão, no referencial do projétil, dado por (Eq. 1.14):

$$\sigma^2 = \sigma_0^2 \frac{A(A - K)}{(A - 1)} \quad (3.14)$$

onde A e K são, respectivamente, a massa do projétil e do fragmento, e $\sigma_0 \simeq 90$ MeV/c.

O momento do fragmento é obtido a partir de um gerador de números aleatórios [76] que obedecem a uma distribuição gaussiana centrada na origem, com desvio padrão unitário. O valor de cada componente do momento do fragmento, no referencial do frag-

mento, é dado pelo produto do número aleatório gerado e $\sigma_0^2 \frac{A(A-K)}{(A-1)}$. As componentes do momento, bem como a energia cinética, são então transformadas para o referencial do laboratório, supondo que a velocidade do fragmento é igual à do feixe.

A partir da posição e da velocidade iniciais, o algoritmo simula a trajetória do fragmento através do experimento. Praticamente todos os fragmentos com $A > 4$ são produzidos num intervalo angular menor que o correspondente ao orifício no centro do calorímetro participante, e passam por ele em direção ao espectrômetro. A deflexão dos fragmentos pelos ímãs é reproduzida na simulação, e são calculadas as posições do fragmento nas câmaras multifilares, nos cintiladores do feixe e nos calorímetros do espectrômetro. A simulação leva em conta as perdas de energia por ionização (dE/dx) em todos os materiais ao longo da trajetória, inclusive no alvo, onde é calculada supondo que o fragmento atravessa metade da espessura total.

Nos calorímetros do espectrômetro os fragmentos depositam toda a sua energia. Experimentalmente, a energia medida flutua ao redor do valor da energia cinética do fragmento, segundo a resolução do calorímetro. Na simulação esta flutuação foi incluída na forma:

$$E_m = E_K + g \cdot E_K \cdot \frac{1.1}{\sqrt{E_K(\text{GeV})}}, \quad (3.15)$$

onde E_m é a energia “medida”, E_K a energia do fragmento e g um número fornecido por um gerador de números aleatórios que obedecem a uma distribuição gaussiana centrada na origem, com desvio-padrão unitário. O fator $1.1/\sqrt{E(\text{GeV})}$ é a resolução dos calorímetros para o sistema de decisão. Esta resolução é pior que a de $0.8/\sqrt{E(\text{GeV})}$ obtida na análise de dados, pois não inclui as correções que podem ser feitas “off-line”.

A simulação mostra que a largura da distribuição de momento para a maioria dos isótopos é tal que uma fração dos fragmentos não atinge os calorímetros dentro da região

considerada pelo sistema de decisão, hachureados na Fig. 2.1. Como o fragmento deposita praticamente toda a sua energia cinética no módulo que atinge, tais eventos não são detectados. A fração de eventos não detectados depende tanto da razão (Z/A) do fragmento, que determina sua posição de incidência nos calorímetros, quanto da massa $A_F = K$, que determina a dispersão σ da distribuição de momento.

A simulação mostra também que, devido a flutuações na deposição de energia, nem sempre é atingido o mínimo de 64 GeV requerido pelo sistema de decisão. Esta característica afeta somente eventos com produção de ${}^6\text{He}$. Alguns eventos com produção de ${}^6\text{He}$, ainda que com valores admissíveis para a posição de incidência e energia total depositada, não são adquiridos porque nem toda a energia é depositada nos calorímetros considerados pelo sistema de decisão. São eventos em que o fragmento incide muito próximo (< 2 cm para o ${}^6\text{He}$) do último módulo incluído na formação do critério para aquisição. A fração de energia não depositada na região considerada pelo sistema de decisão pode ser calculada simulando o perfil do chuveiro com a parametrização da Eq. 3.8, e determinando a integral da energia depositada em cada módulo.

A Fig. 3.15 apresenta a distribuição experimental para a energia depositada nos quatro calorímetros do espectrômetro, para todos os eventos identificados, mostrando que um mínimo de 64 GeV deveria ser depositado nos calorímetros para a aquisição do evento. A Fig. 3.16 mostra a distribuição experimental (símbolos) para a energia depositada nos quatro calorímetros, requerendo que apenas um ${}^6\text{He}$ seja observado na região, superposta à distribuição simulada (curva sólida). (A distribuição experimental apresenta ainda uma pequena contaminação com eventos em que o ${}^6\text{He}$ é acompanhado de um ${}^3\text{H}$, que atravessou o mesmo cintilador que o ${}^6\text{He}$). A Tab. 3.2 apresenta a porcentagem dos eventos não detectados devido a estes efeitos, para cada isótopo identificado.

As perdas devido à flutuação na deposição de energia afetam o valor absoluto da seção de choque, mas não alteram a forma das distribuição de momento. O requerimento em posição, no entanto, pode selecionar tendenciosamente eventos no espaço de momentos: os valores mais baixos para o momento longitudinal ou, ainda, valores muito negativos (no sistema de coordenadas do experimento) para a componente p_x do momento podem ser sistematicamente excluídos. Devido ao número restrito de eventos adquiridos, as distribuições de momento puderam ser levantadas somente para ${}^6\text{He}$ e ${}^9\text{Li}$, casos em que esta tendenciosidade não é significativa, praticamente não afetando as distribuições: para o caso do ${}^9\text{Li}$ a perda total é pequena ($<2\%$), e para ${}^6\text{He}$ a maior contribuição para a perda de eventos vem da flutuação na deposição de energia.

A simulação completa da trajetória das partículas no espectrômetro oferece ainda uma série de resultados intermediários que podem ser empregados na verificação das informações obtidas a partir de outros sub-sistemas de detectores, particularmente a distribuição de posição (x, y) nas câmaras multifilares e a distribuição de posição e a frequência de incidência (*hit pattern*) nos cintiladores do espectrômetro.

Tabela 3.1: Número de eventos identificados para cada isótopo selecionado e alvo utilizado, incluindo eventos adquiridos com o suporte do alvo vazio (MT). São apresentados também o número de partículas de feixe acusado pelos cintiladores do feixe, em milhões de contagens.

Isótopo	Alvo				
	Al	Cu	Sn	Pb	MT
${}^6\text{He}$	209	275	188	141	32
${}^8\text{He}$	8	13	4	4	2
${}^8\text{Li}$	178	202	142	115	21
${}^9\text{Li}$	111	90	80	59	11
${}^{10}\text{Be}$	51	67	51	39	11
${}^{11}\text{Be}$	13	13	14	4	0
${}^{13}\text{B}$	28	32	27	15	3
Feixe (10^6)	35.22	42.04	32.09	27.29	46.91

Tabela 3.2: Fatores de correção para a eficiência do critério de seleção (*trigger*) para os diversos isótopos identificados. Entre parênteses, a mesma informação em termos da porcentagem de eventos não registrados.

${}^6\text{He}$	${}^8\text{He}$	${}^8\text{Li}$	${}^9\text{Li}$	${}^{10}\text{Be}$	${}^{11}\text{Be}$	${}^{13}\text{B}$
1.18	1.00	1.97	1.02	15.97	1.597	5.845
(15%)	(0%)	(49%)	(2%)	(94%)	(37%)	(83%)

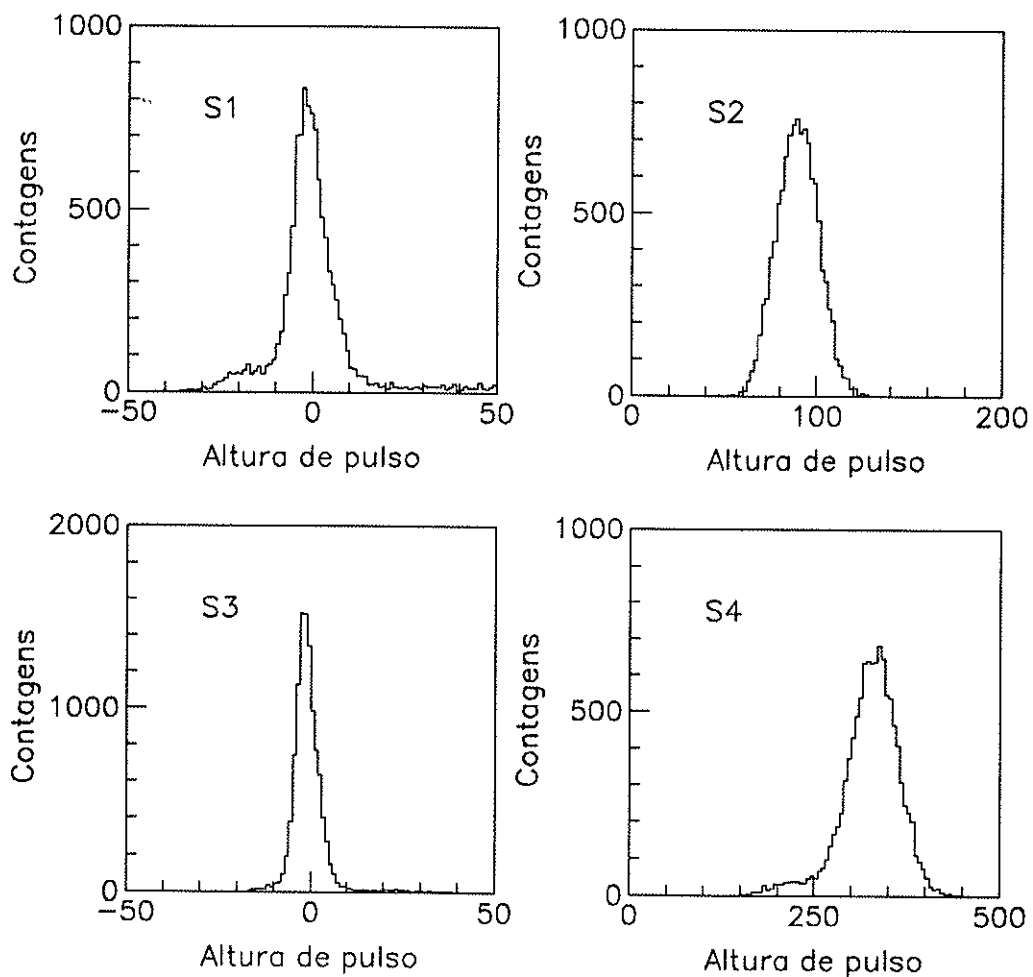


Figura 3.1: Cintiladores do feixe: distribuições dos dados para a soma dos sinais dos fototubos acoplados aos quatro cintiladores. Para S_1 e S_3 , as distribuições correspondem essencialmente aos pedestais.

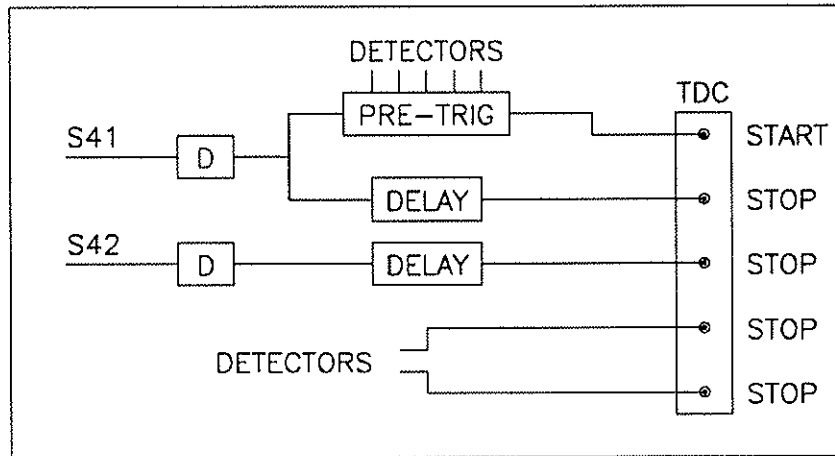


Figura 3.2: Cintiladores do Feixe: fluxo dos sinais utilizados na determinação do instante t_0 da passagem de uma partícula pelos cintiladores do feixe.

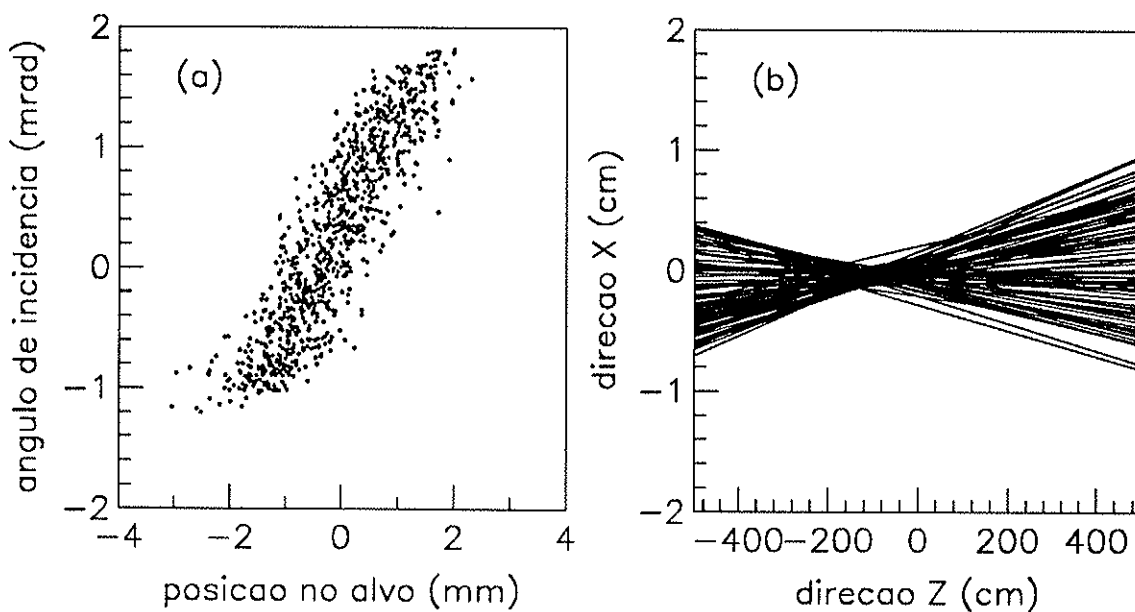


Figura 3.3: Detector de vértice: (a) Correlação entre a posição e o ângulo de incidência do feixe sobre o alvo. (b) Os mesmos dados, em termos das coordenadas cartesianas.

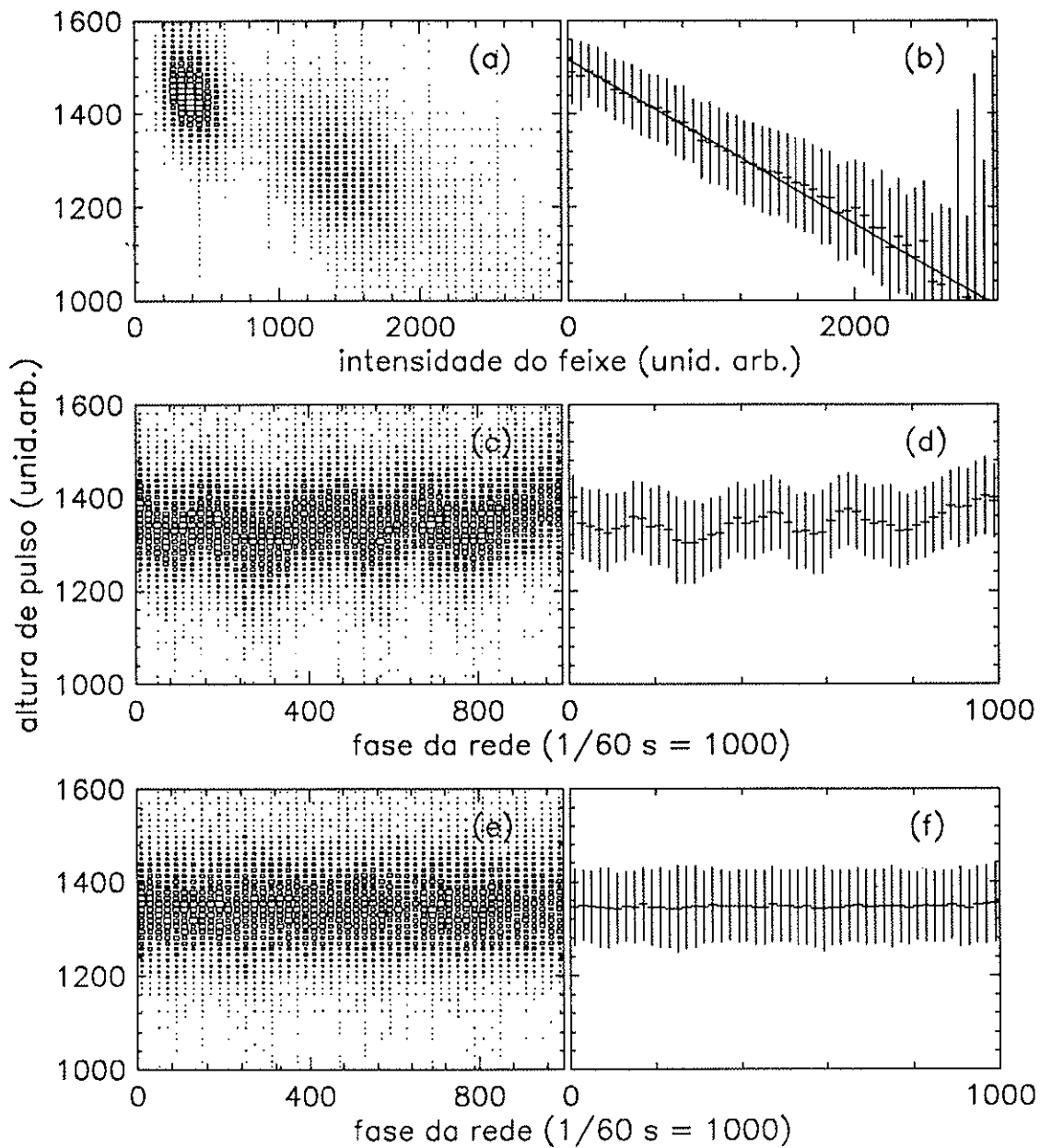


Figura 3.4: Detectores de barreira de superfície: correções para variação do sinal com a intensidade instantânea do feixe ((a) e (b)) e com a fase da rede ((c) e (d)). Em (e) e (f) os dados após as correções.

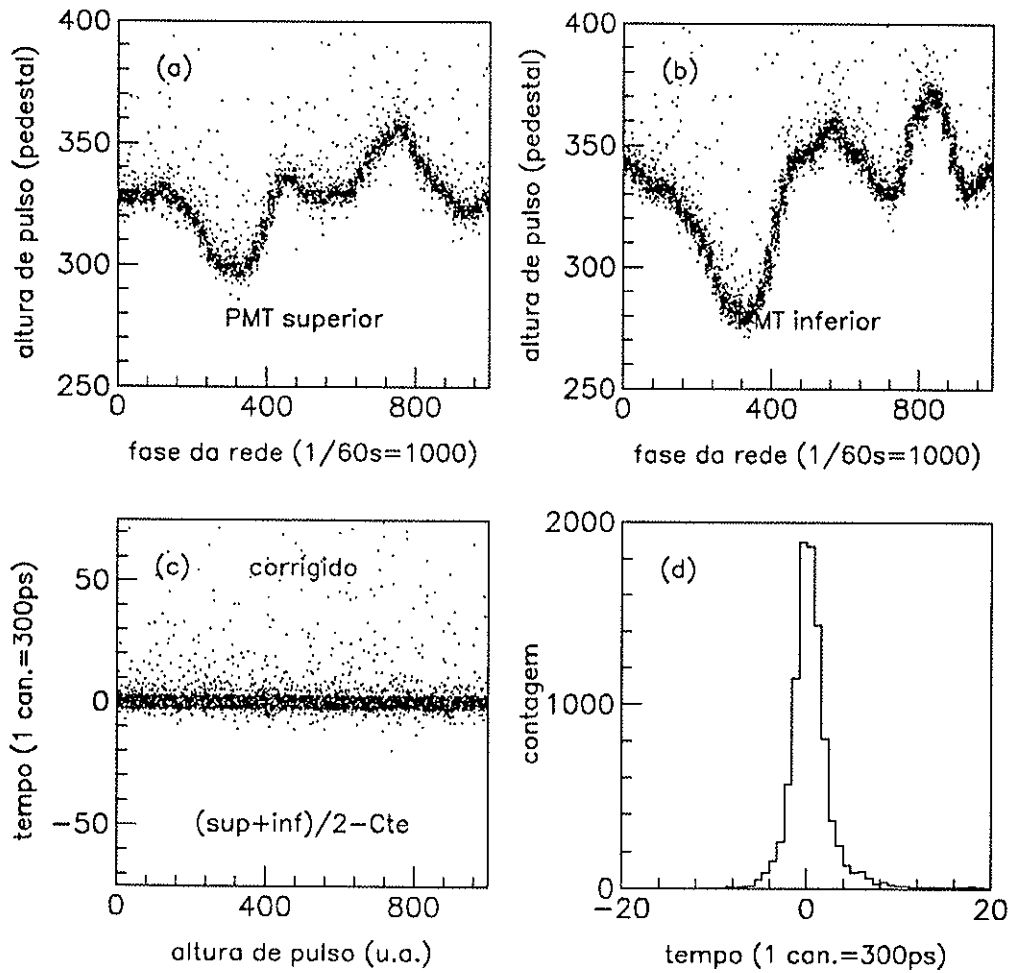


Figura 3.5: Cintiladores dianteiros: correlação entre a carga coletada pelos fototubos e a fase da tensão da rede; em (a) e (b), para os fototubos em cada extremidade de um cintilador; em (c), a média corrigida e em (d) a projeção no eixo da carga.

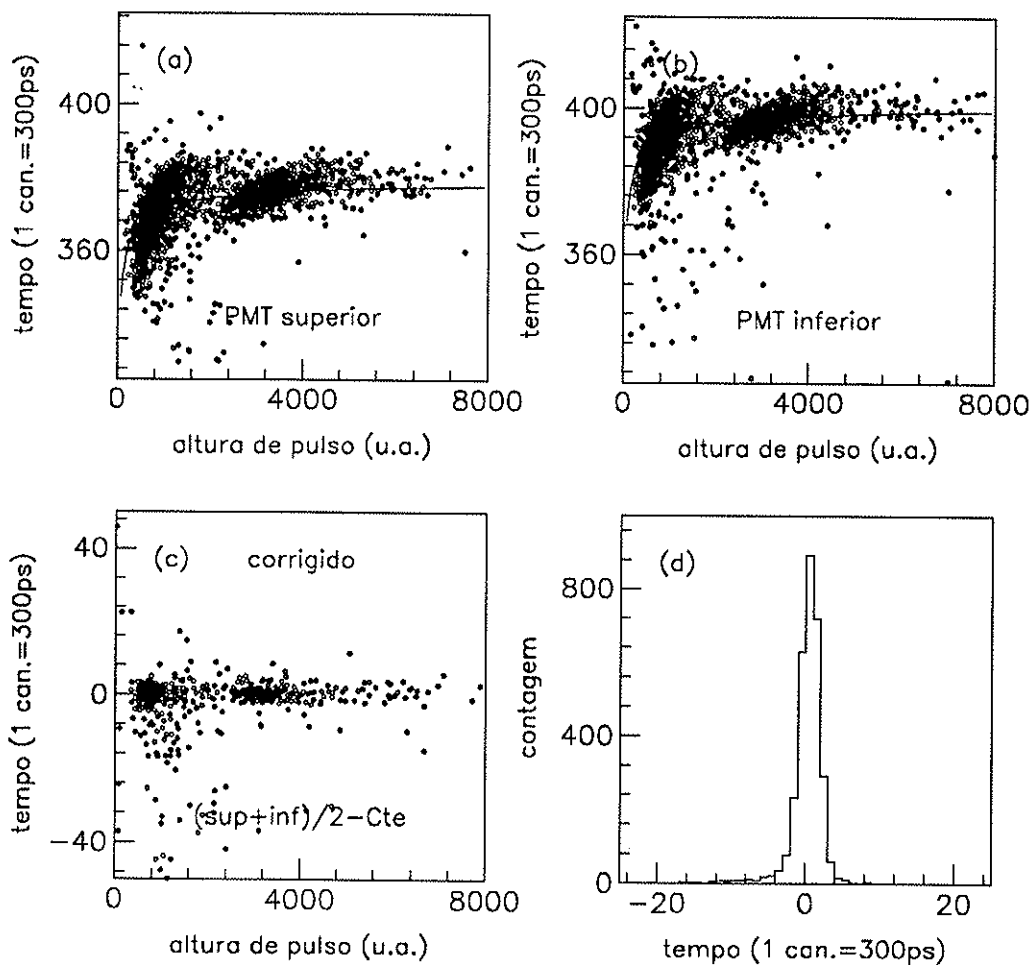


Figura 3.6: Cintiladores dianteiros: correlação entre a informação de tempo e a carga coletada pelos fototubos; em (a) e (b), para os fototubos em cada extremidade de um cintilador. As curvas representam a função ajustada ($t_c = t + A_0/\sqrt{Q}$). Em (c), a média corrigida e em (d) a projeção no eixo da carga.

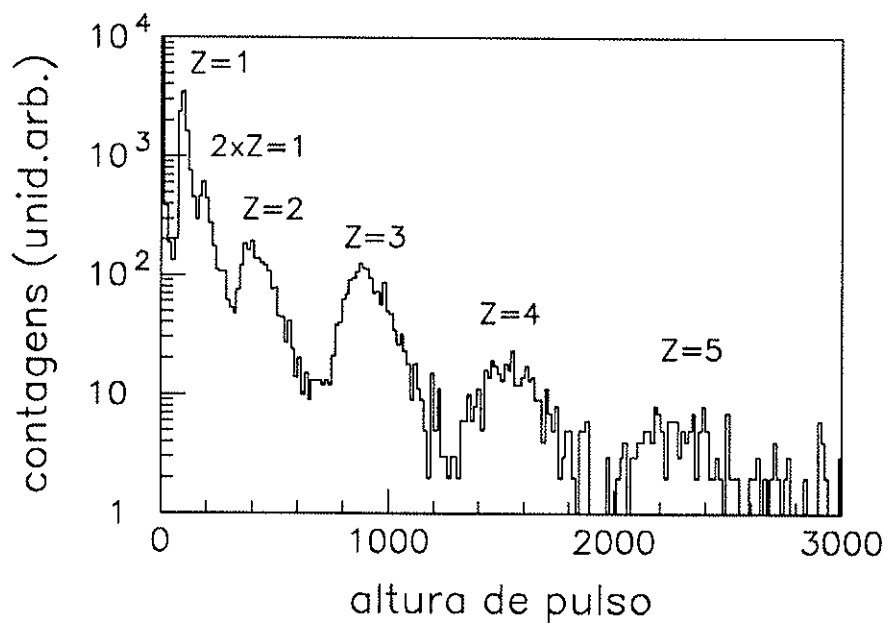


Figura 3.7: Cintiladores dianteiros: identificação da carga dos fragmentos.

(13)		(14)		(15)		(16)		(17)		
0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	UCAL
0.0	0.0	0.1	0.0	0.0	0.0	0.1	0.0	0.0	0.0	
0.1	0.0	0.1	0.1	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	
0.1	0.1	0.1	0.1	0.0	0.0	0.0	0.2	0.0	0.0	
0.1	0.1	0.2	0.1	0.7	0.8	0.4	0.4	0.2	0.0	
0.1	0.0	0.1	0.1	5.4	7.3	2.9	1.8	0.5	0.3	
0.1	0.1	0.3	0.5	33.4	45.6	4.1	2.1	0.1	0.0	
0.0	0.1	0.1	0.3	5.7	6.8	1.6	0.9	0.1	0.0	
0.1	0.0	0.1	0.2	0.9	1.2	1.4	1.8	0.1	0.1	
0.0	0.0	0.0	0.0	0.1	0.2	2.0	2.4	0.0	0.3	
0.0	0.1	0.0	0.0	0.1	0.1	0.3	0.6	0.1	0.1	
0.1	0.1	0.0	0.0	0.0	0.0	0.1	0.0	0.0	0.0	
0.0	0.4	0.0	0.0	455.4	0.0	0.0	0.0			FSCI
(31)	(32)	(33)	(34)	(35)	(36)	(37)	(38)			
E=119.0 GeV X=-90.4 cm Y=5.0 cm										

Figura 3.8: Um fragmento identificado como ^8He (com o auxílio das câmaras multifilares), observado pelos calorímetros (UCAL) e cintiladores (FSCI) do espectrômetro. A primeira linha de números entre parênteses identifica o módulo do calorímetro. Cada módulo contém 12 torres, cada uma lida por dois fototubos, cujas leituras estão indicadas no conjunto entre as barras verticais mais longas. A região mais escura, praticamente no centro, indica a torre com maior deposição de energia. Abaixo do conjunto estão as leituras dos cintiladores à frente dos módulos calorimétricos, destacando-se aquele por onde passou o fragmento. Os números entre parênteses identificam os cintiladores. Na última linha, a energia e a posição (x, y) obtidas dos calorímetros.

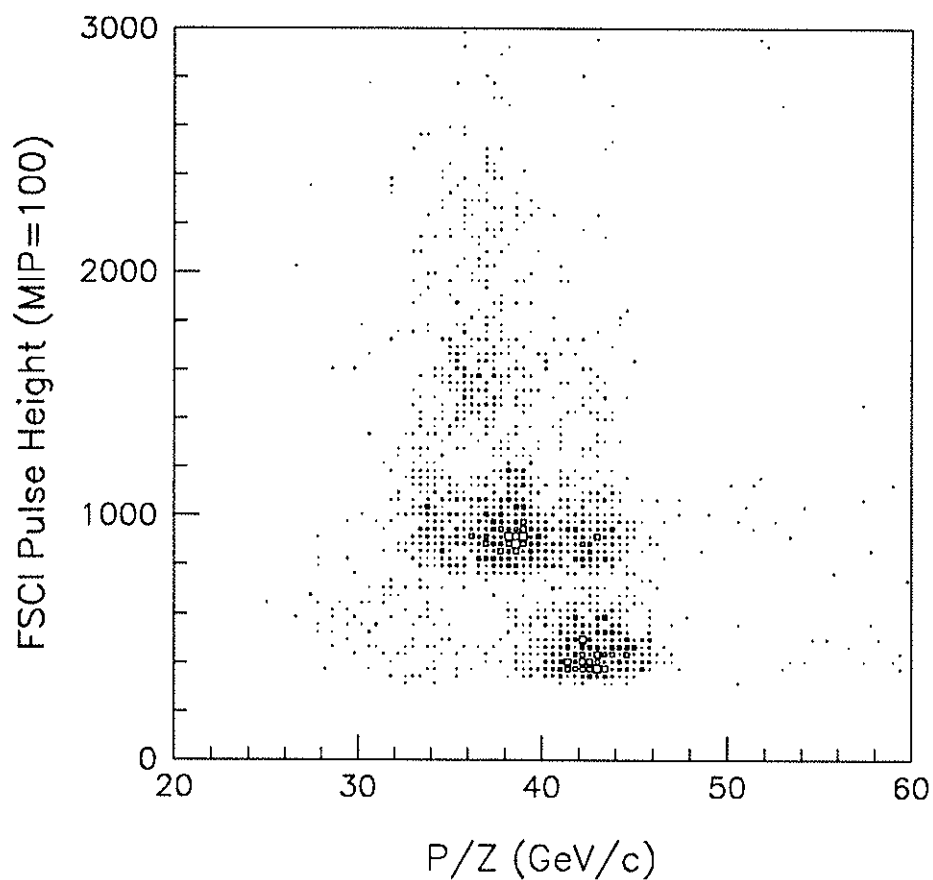


Figura 3.9: Correlação entre a rigidez (P/Z) dos fragmentos, determinada a partir da reconstrução da trajetória, e a carga, obtida a partir dos cintiladores do espectrômetro. Neste histograma, uma partícula de ionização mínima (MIP) corresponde a 100 unidades de altura de pulso. A altura de pulso é proporcional ao quadrado da carga.

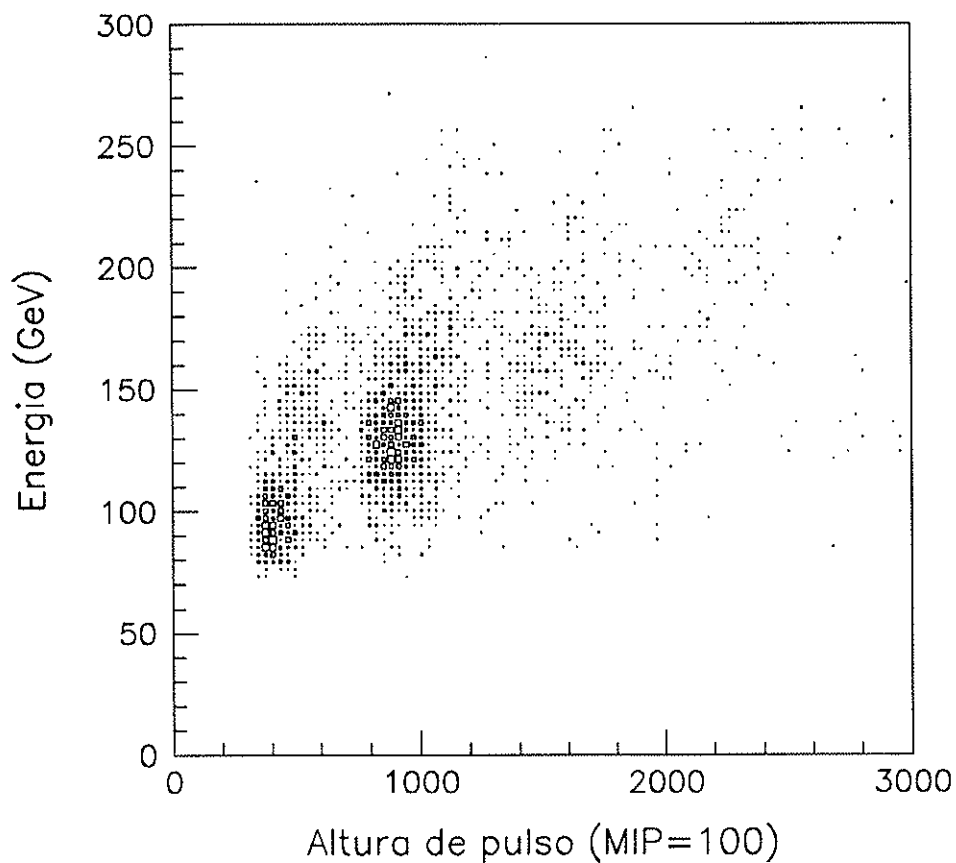


Figura 3.10: Correlação entre a carga dos fragmentos, obtida a partir dos cintiladores do espectrômetro, e a energia depositada nos calorímetros do espectrômetro. Neste histograma, uma partícula de ionização mínima (MIP) corresponde a 100 unidades de altura de pulso. A altura de pulso é proporcional ao quadrado da carga.

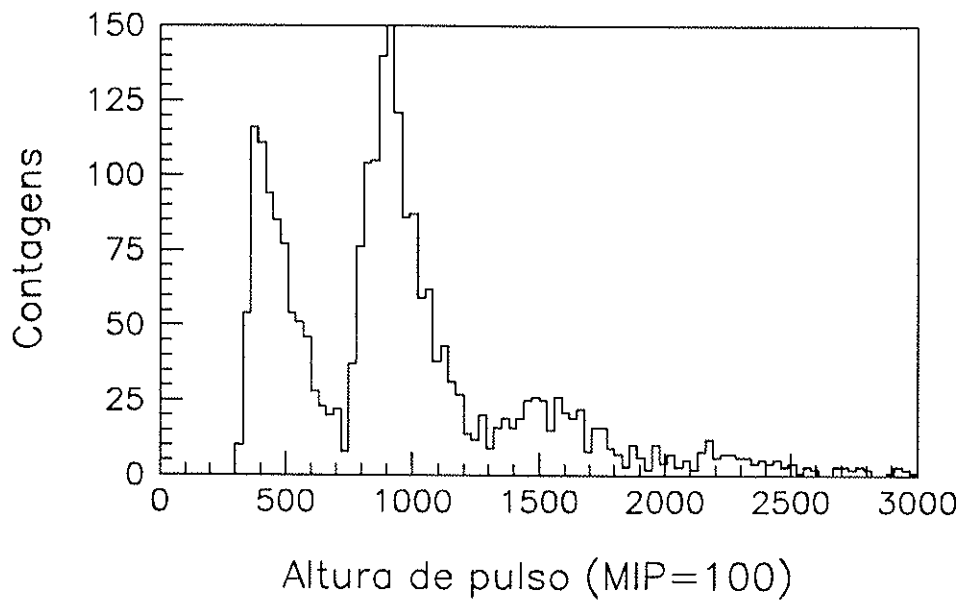


Figura 3.11: Projeção do histograma da Fig. 3.9 sobre o eixo da altura de pulso. Neste histograma, uma partícula de ionização mínima (MIP) corresponde a 100 unidades de altura de pulso. A altura de pulso é proporcional ao quadrado da carga.

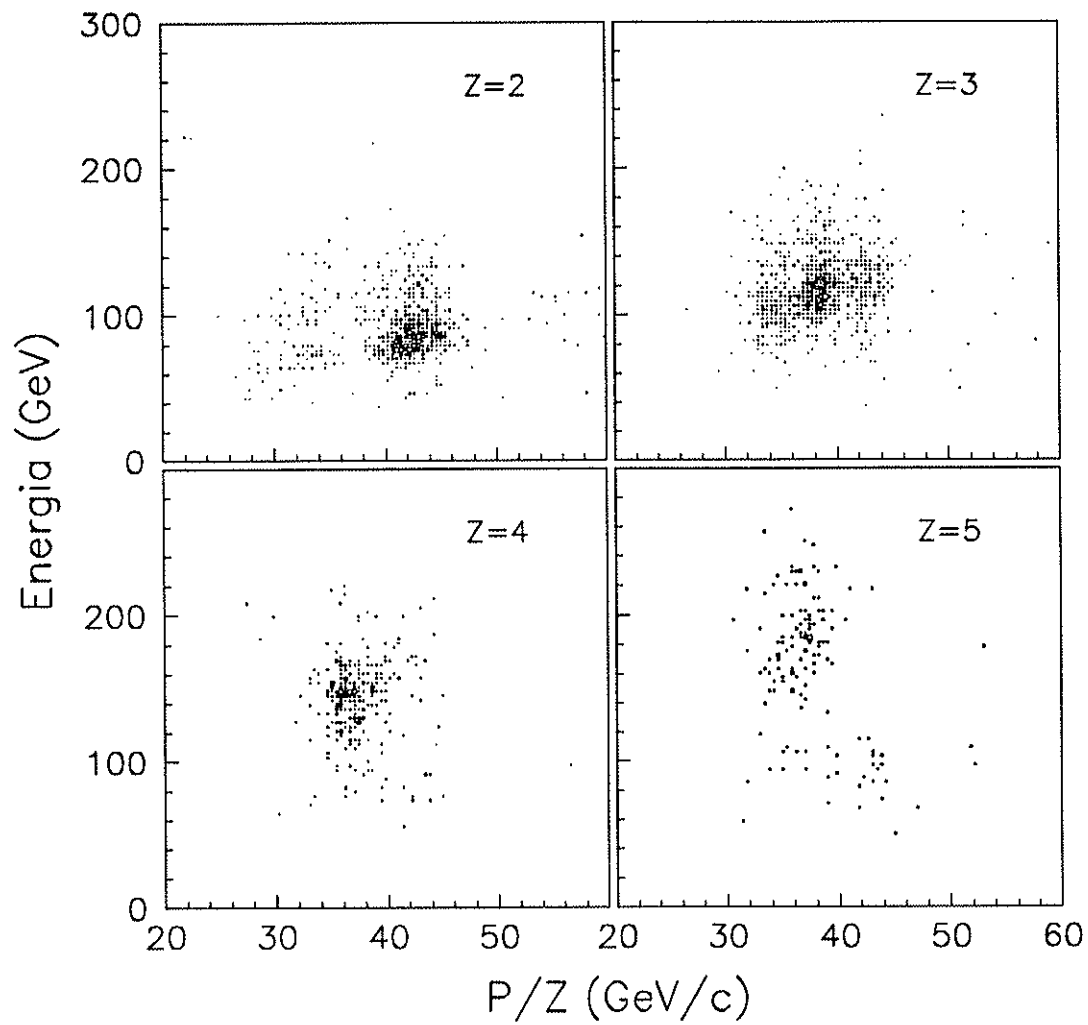


Figura 3.12: Correlação entre energia depositada nos calorímetros do espectrômetro e o momento obtido a partir da reconstrução das trajetórias.

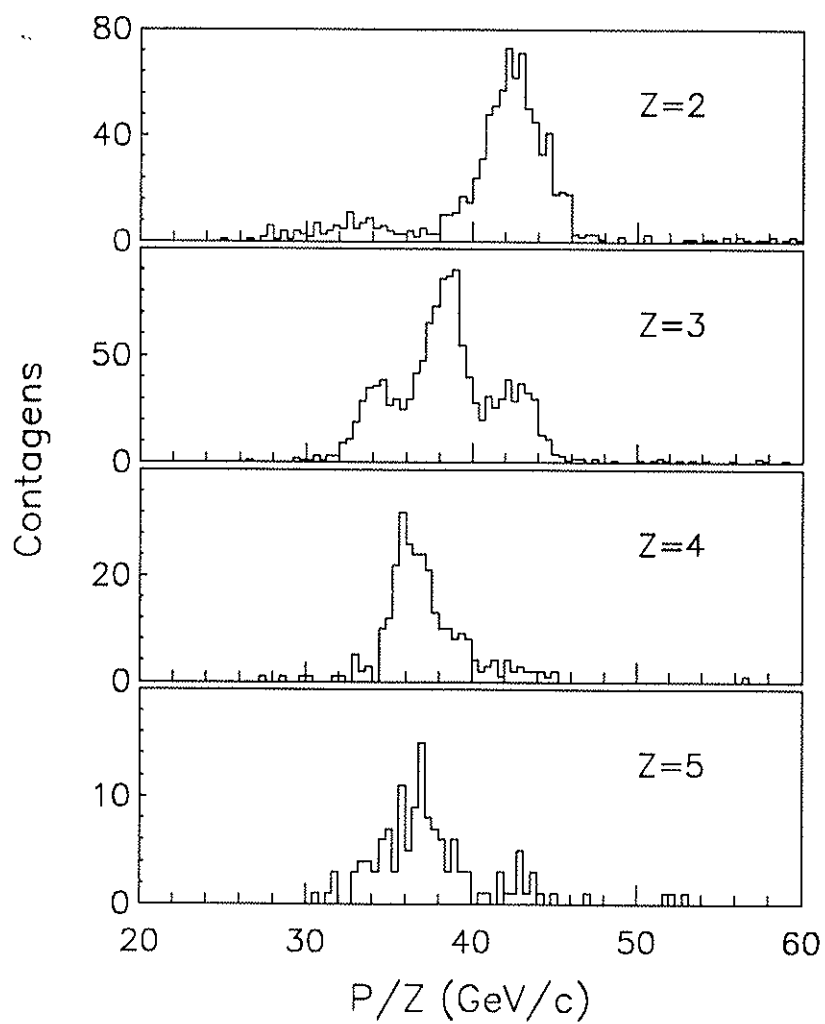


Figura 3.13: Projeções do histograma da Fig. 3.9 sobre o eixo da rigidez, para os diversos valores de carga.

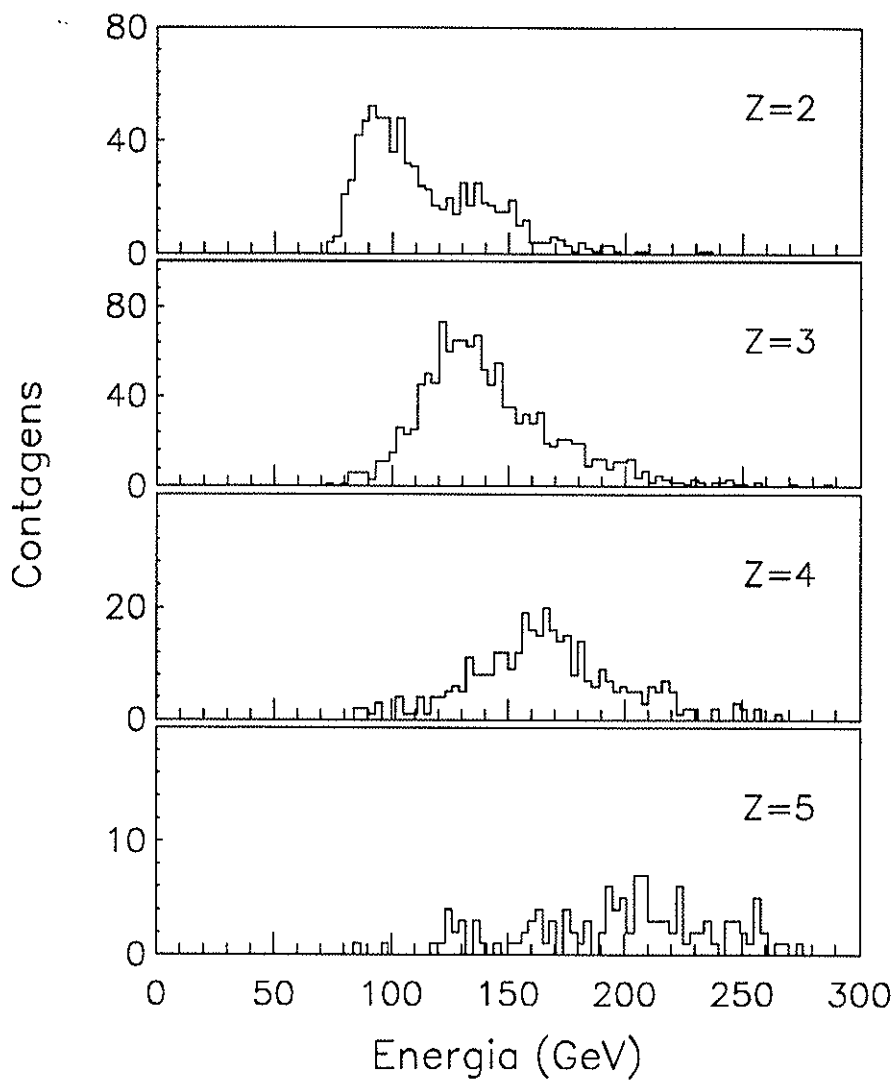


Figura 3.14: Projeções do histograma da Fig. 3.9 sobre o eixo da energia, para os diversos valores de carga.

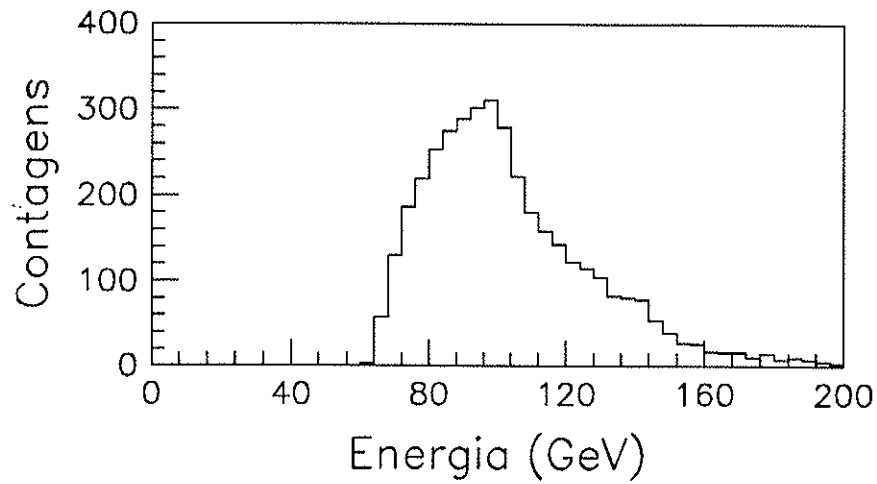


Figura 3.15: Distribuição da energia observada nos quatro calorímetros que entram na formação do trigger, para todos os eventos com isótopos identificados. O limiar é de 64 GeV.

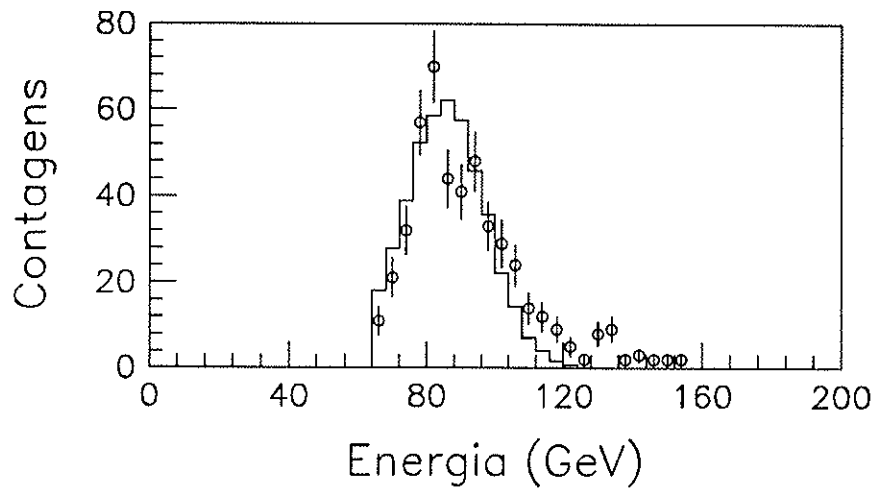


Figura 3.16: Distribuição da energia observada nos quatro calorímetros que entram na formação do trigger, para todos os eventos com produção de ${}^6\text{He}$. Superposta, a curva obtida simulando o comportamento do trigger.

Resultados

4.1 Dissociação Eletromagnética

Um dos objetivos desta análise foi o de verificar se a seção de choque de produção de fragmentos ricos em nêutrons contém alguma contribuição de origem eletromagnética.

A dissociação eletromagnética do projétil deixa sinais claros no aparato experimental do E814. Devido à pequena transferência de momento, todos os fragmentos atravessam a abertura do calorímetro participante e são detectados no espectrômetro dianteiro. Assim, para eventos eletromagnéticos, os detectores ao redor do alvo não devem registrar sinais acima do ruído de fundo e toda a energia do projétil deve ser coletada pelos calorímetros do espectrômetro. A seleção de eventos eletromagnéticos foi feita de maneira semelhante à empregada em outros trabalhos da Colaboração [53,54]. Especificamente:

- Cintiladores do alvo: requer-se que a multiplicidade de partículas carregadas esteja abaixo do máximo observado para a distribuição de elétrons- δ produzidos pela passagem do feixe;
- Calorímetro do alvo: requer-se que a energia observada esteja abaixo de 20 MeV, porém acima do nível de ruído do sistema (2 MeV);

- Detector de multiplicidade: requer-se uma multiplicidade de partículas carregadas abaixo do máximo observado para a distribuição de elétrons- δ produzidos pela passagem do feixe pelo alvo.
- Calorímetro participante: requer-se que uma energia total menor que 1 GeV seja observada em todo o instrumento e que energias abaixo de 200 MeV sejam observadas em cada célula individual do calorímetro.
- Calorímetros do espectrômetro: requer-se que a energia total observada tenha um valor semelhante à energia total do projétil, dentro da resolução do equipamento.

Dentre todos os eventos que tiveram fragmentos identificados, apenas um, com produção de um ${}^6\text{He}$, satisfaz os critérios acima. Para este evento, os sinais nos detectores ao redor do alvo são claros: os cintiladores do alvo não indicaram a passagem de partículas carregadas, a energia observada no calorímetro do alvo está abaixo do nível de ruído, o detector de silício para multiplicidade registrou 16 partículas, que é o valor médio para a distribuição de elétrons- δ e 40 MeV foi a energia total observada no calorímetro participante. Tanto o sinal do detector de barreira posicionado após o alvo (*downstream*) quanto os parâmetros obtidos no procedimento de reconstrução da trajetória indicam que a interação aconteceu no alvo, e a energia total observada nos calorímetros do espectrômetro é comparável à energia total do projétil (dentro de 3σ , onde σ é a resolução do calorímetro). Este fragmento foi produzido numa interação com o alvo de Pb.

O evento inclui quatro prótons e nenhum nêutron, com os nucleons restantes atingindo a região do feixe ($Z/A = 0.5$). Para um estado final tal como ${}^6\text{He}+4p+{}^{18}\text{O}$, o valor de Q da reação é -67.5 MeV. Parece improvável, portanto, que tal evento teria origem na dissociação eletromagnética após a excitação pelo campo eletromagnético do Pb. Também é sabido de análises anteriores [54] que reações nucleares periféricas podem

deixar evidências semelhantes às deixadas por eventos eletromagnéticos.

Baseado neste conjunto de dados, pode-se estimar, para o alvo de Pb, um limite superior de $54 \mu\text{b}$ (a um Nível de Confiança de 95%) para a seção de choque de dissociação eletromagnética em qualquer dos canais observados. Um dos propósitos deste trabalho era o de investigar se o decaimento via produção de isótopos ricos em nêutrons seria de algum modo favorecido na excitação eletromagnética. Conclui-se que não é (ao nível de sensibilidade dos dados analisados), mesmo que a reação aconteça através da dupla ressonância gigante de dipolo com as seções de choque de excitação previstas nas Refs. 5 e 3.

4.2 Seções de choque

A seção de choque de produção de um determinado fragmento é definida como:

$$\sigma = \left(\frac{N_F}{N_B} \right)_{Liq.} \cdot \frac{\mathcal{M}_A}{N_{Av} \tau} \cdot DS \cdot \varepsilon_{F,A}, \quad (4.1)$$

onde

$$\left(\frac{N_F}{N_B} \right)_{Liq.} = \left(\frac{N_{F_A}}{N_{B_A}} \right) - \left(\frac{N_{F_{MT}}}{N_{B_{MT}}} \right) \quad (4.2)$$

é o número líquido de contagens obtidas para cada isótopo e alvo, já descontada a fração de eventos que são produzidos fora do alvo. N_{F_A} e N_{B_A} são o número de fragmentos identificados e o número total de partículas do feixe admitidas pelo experimento para cada alvo A , enquanto $N_{F_{MT}}$ e $N_{B_{MT}}$ são as mesmas grandezas para os dados obtidos com o suporte do alvo vazio (*empty target*). \mathcal{M}_A é a massa molar do alvo, em gramas, N_{Av} é o número de Avogadro, τ a espessura do alvo, em g/cm^2 e DS é o fator de de-escalamento ($DS=6$) empregado durante a aquisição de dados. O fator $\varepsilon_{F,A}$ compreende os fatores de correção, dependentes do fragmento e do alvo, que devem ser aplicados aos dados devido

à eficiência do sistema de decisão e à redução da seção de choque devido a interações dos fragmentos produzidos com materiais ao longo da trajetória.

Além da eficiência do sistema de decisão, resumida na Tab. 3.2 da Seção 3.4, interações dos fragmentos com o restante do material do alvo e com a matéria ao longo da trajetória podem reduzir consideravelmente a probabilidade de um fragmento atingir intacto os calorímetros do espectrômetro.

A fração de eventos perdidos devido a reinterações no alvo pode ser estimada a partir da seção de choque total de reação σ_{RB} do projétil com o alvo, da seção de choque σ_F de produção do fragmento em questão e da seção de choque total de reação σ_{RF} do fragmento com o alvo. Se N_0 é o número de partículas do feixe, o número N de fragmentos deixando o alvo é dado por:

$$\frac{N}{N_0} = \frac{\sigma_F}{\sigma_{RB} - \sigma_{RF}} \exp -(\sigma_{RF})\ell (1 - \exp (-(\sigma_{RB} - \sigma_{RF}))\ell), \quad (4.3)$$

onde ℓ é a espessura do alvo e as seções de choque totais de reação compreendem as contribuições geométrica e, no caso da fragmentação primária do projétil, a eletromagnética: a seção de choque geométrica pode ser estimada a partir de $\sigma_G = \pi r_0^2 (A_P^{1/3} + A_A^{1/3})^2$; a seção de choque total para dissociação eletromagnética do ^{28}Si incidindo sobre um alvo de Pb é da ordem de 1.4 b [27], e, sendo proporcional a Z_A^2 , pode ser diretamente estimada para os outros alvos. As estimativas mostram que as perdas são da ordem de $\sim 2\%$ para todos os casos (1.5% para ($^6\text{He}, \text{Al}$) a 2% para ($^{13}\text{B}, \text{Pb}$)).

A fração de eventos perdidos devido a interações ocorridas entre o alvo e os calorímetros do espectrômetro pode ser estimada a partir do comprimento de interação nuclear λ_I dos fragmentos com os diversos materiais. Os materiais considerados incluem ar, as três câmaras multifilares, os cintiladores do espectrômetro e os balões de gás hélio que preenchem algumas regiões do espectrômetro. Os valores de λ_I para estes materiais são

conhecidos para interações com prótons e ^{28}Si [77] e extrapolados para os fragmentos identificados através da relação de proporcionalidade que mantém com a seção de choque geométrica. As perdas assim estimadas são de 12% para o ^6He a 17% para o ^{13}B .

Os valores finais das seções de choque de produção dos isótopos ricos em nêutrons investigados neste trabalho são apresentadas na Fig. 4.1 e listados na Tab. 4.1. As seções de choque são bem descritas por uma dependência funcional do tipo:

$$\sigma \propto A_P^{1/3} + A_A^{1/3}, \quad (4.4)$$

onde A_P é a massa do projétil e A_A a massa do alvo. Esta relação essencialmente diz que a seção de choque é proporcional à soma dos perímetros dos núcleos envolvidos na reação, e sugere que estes fragmentos são produzidos em colisões nucleares bastante periféricas, com pequena superposição geométrica entre projétil e alvo.

Na Fig. 4.1 são também apresentados os resultados da extrapolação das seções de choque medidas para diversos isótopos e energias para os isótopos e energia considerados neste trabalho. A extrapolação utiliza a implementação da fórmula semi-empírica de Rudstam-Silberberg-Tsao [35,6] feita através do programa FRAGGEN [37], que acessa um banco de dados com seções de choque para uma grande variedade de isótopos de interesse no problema da propagação de raios cósmicos (Seç. 1.2). Os valores também estão listados na Tab. 4.1.

Crawford e colaboradores [37] avaliam a precisão com que estas estimativas são feitas através de uma medida da “qualidade do ajuste”, definida como a diferença entre os valores medidos e calculados, dividida pela incerteza total:

$$Q = \frac{\text{medida} - \text{cálculo}}{\text{erro}}. \quad (4.5)$$

A incerteza total é obtida somando em quadratura as incertezas da medida e do cálculo.

Crawford e colaboradores estimam uma incerteza da ordem de 10% para os valores calculados, apesar de Silberberg e Tsao [6] terem estimado uma incerteza da ordem de 35% no cálculo das seções de choque de fragmentação provocada por prótons. Crawford e colaboradores [37] estimam um desvio médio de cinco unidades desta medida de qualidade de ajuste.

Aplicando o mesmo critério para os dados obtidos neste trabalho, supondo 10% de incerteza na extrapolação, o desvio médio encontrado está abaixo de três unidades para todos os isótopos, exceto para o ^{11}Be , cujo desvio é de 5.7 unidades. Os parâmetros da extrapolação, porém, estão bem ajustados para os isótopos usualmente presentes no problema da propagação de raios cósmicos, que contém uma forte contribuição do ^7Be , e esta discrepância pode estar refletindo a falta de dados sobre isótopos mais raros.

A Fig. 4.1 mostra que não há um bom acordo entre as seções de choque medidas e calculadas para o ^8He , apesar da medida de qualidade do ajuste ser de 1.6 unidades. Este valor baixo, vem, claramente, das grandes incertezas associadas aos valores determinados experimentalmente. O mesmo efeito que impede uma boa extrapolação para o ^{11}Be pode estar se manifestando no caso do ^8He , que é ainda mais rico em nêutrons.

No procedimento de inspeção dos eventos, foi realizada uma busca de isótopos mais raros tais como o ^{11}Li e o ^{12}Be . A extrapolação através da fórmula semi-empírica prevê seções de choque da ordem de 3 e 20 μb para estes isótopos, respectivamente, ambas no limite da sensibilidade que pode ser obtida destes dados. Para o ^{11}Li , foram encontrados dois eventos, um produzido com o alvo de Cu e outro com o alvo de Pb. As seções de choque de produção correspondentes são da ordem de 18 e 7 μb , respectivamente.

Dada a natureza do modelo e as incertezas experimentais dos resultados, pode-se concluir que o acordo entre os dados e as extrapolações é bom, e que a inclusão destes

dados na base de dados deverá, em princípio, melhorar a qualidade dos resultados para o cálculo das seções de choque de produção de isótopos ricos em nêutrons.

4.3 Momento transversal

As distribuições para as três componentes do vetor momento foram obtidas a partir da reconstrução da trajetória dos fragmentos, de acordo com o procedimento descrito no Cap. 3. Devido ao pequeno número de eventos para os isótopos mais pesados, o procedimento ofereceu resultados significativos somente para o ${}^6\text{He}$ e o ${}^9\text{Li}$.

As distribuições foram geradas para dados obtidos com cada um dos alvos, inclusive para situações sem o alvo, com o suporte vazio (MT). As distribuições obtidas a partir de dados adquiridos sem o alvo foram subtraídas das distribuições para os outros alvos. Estatisticamente, as distribuições para os diferentes alvos são similares, e foram somadas para a extração da largura das distribuições. Os efeitos de espalhamento múltiplo e perda de energia por dE/dx no alvo e nos vários materiais entre o alvo e os instrumentos de medida foram estimados para as componentes p_x e p_y . Podem ser desprezados quando comparados à resolução dos instrumentos.

Na Fig. 4.2 são apresentadas as distribuições para p_x e p_y , para os isótopos ${}^6\text{He}$ e ${}^9\text{Li}$. Como é impossível determinar a contribuição da resolução da instrumentação evento por evento, os dados para p_y não excluem esta contribuição. Na Tab. 4.2 são listadas as larguras encontradas para todas as distribuições geradas, e os valores para p_y já tem descontados, quadraticamente, a resolução experimental. A Fig. 4.3 mostra a correlação entre p_x e p_y para os dois isótopos.

A componente transversal $p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}$ é gerada a partir de medidas de posição

nas direções horizontal e vertical nos detectores pertinentes. A resolução na direção horizontal, de $300 \mu\text{m}$ não causa um alargamento mensurável da distribuição de momento nesta direção. A resolução na direção vertical, de aproximadamente 0.5 cm , contribue para o alargamento das distribuições nesta direção e foi levada em consideração na obtenção das grandezas de interesse para a análise. A Fig. 4.4 agrupa as informações das componentes p_x e p_y na forma da distribuição $(1/p_T)dN/dp_T$, correspondente à densidade de estados com um dado p_T .

Possíveis interpretações para as larguras das distribuições podem ser obtida a partir do modelo estatístico de Goldhaber para a fragmentação nuclear, discutido no Cap. 1. Numa das interpretações, a da fragmentação súbita, onde o fragmento é formado tomando K nucleons aleatoriamente escolhidos de um núcleo com A nucleons e momento líquido nulo, a largura σ das distribuições de cada componente cartesiana estaria relacionada ao momento de Fermi p_F do projétil através do parâmetro σ_0 da Eq. 1.14:

$$\begin{aligned}\sigma^2 &= \sigma_0^2 K(A - K)/A - 1 \\ \sigma_0 &= p_F/\sqrt{5}\end{aligned}$$

Os valores de σ_0 e p_F obtidos a partir dos valores para p_x e p_y (Tab. 4.2) estão listados na Tab. 4.3. A largura da distribuição para $(1/p_T)dN/dp_T$ não pode ser utilizada de maneira direta para a obtenção de σ_0 . A diferença entre as distribuições para p_x e p_y e a distribuição para $(1/p_T)dN/dp_T$ pode ser vista a partir da distribuição bi-dimensional que dá origem a ambas. Esta distribuição, um “sino” gaussiano, dá o número de fragmentos com componentes de momento (p_x, p_y) . A largura da distribuição para p_x (ou p_y) é o valor de p_T que contém 68% da projeção da distribuição bi-dimensional no eixo p_x (ou p_y), enquanto $(1/p_T)dN/dp_T$ é uma distribuição unidimensional que “conta” o número de eventos $dN = 2\pi p_T dp_T$ para intervalos dp_T . A largura desta distribuição deve ser

interpretada como o raio da parede cilíndrica que contém 68% dos eventos da distribuição bi-dimensional.

O valor médio encontrado para σ_0 , considerando as duas componentes dos dois isótopos, é 106 ± 5 MeV/c, correspondente a um momento de Fermi p_F de 229 ± 9 MeV/c. Uma comparação interessante deste resultado pode ser feita com o valor para o momento de Fermi determinado através de espalhamento quasi-elástico de elétrons. Moniz e colaboradores [45] determinaram o momento de Fermi por espalhamento de elétrons para nove isótopos entre o ${}^6\text{Li}$ e o ${}^{208}\text{Pb}$. A partir de uma interpolação linear entre os valores medidos para o ${}^{24}\text{Mg}$ (235 ± 5 MeV/c) e o ${}^{40}\text{Ca}$ (251 ± 5 MeV/c), obtém, para o ${}^{28}\text{Si}$, um $p_F = 240 \pm 5$ MeV/c, 15% acima do resultado encontrado neste trabalho.

Esta discrepância faz-se notar em outros trabalhos. Viyogi e colaboradores [41], utilizando íons de ${}^{40}\text{Ar}$ com 213 MeV/nucleon incidindo sobre emulsões, levantaram as distribuições de momento para 35 isótopos com $8 < Z < 16$ e encontraram um valor médio para $p_F = 209 \pm 11$ MeV/c, enquanto um $p_F = 251 \pm 5$ MeV/c é encontrado para o ${}^{40}\text{Ca}$ através do espalhamento de elétrons [45]. Greiner e colaboradores [42] levantaram as distribuições de momento para diversos isótopos utilizando feixes de ${}^{12}\text{C}$ com 1.05 e 2.1 GeV/nucleon e de ${}^{16}\text{O}$ com 2.1 GeV/nucleon incidindo sobre diversos alvos, e determinaram momentos de Fermi de $p_F = 185 \pm 3$, 182 ± 5 e 174 ± 6 , resp., que devem ser comparados com 221 ± 5 para o ${}^{12}\text{C}$ e 230 ± 5 MeV/c para o ${}^{16}\text{O}$, determinados por espalhamento de elétrons. Outras medidas que corroboram esta características podem ser encontradas em Anderson e colaboradores [43], que utilizam um feixe de ${}^{12}\text{C}$ com 1.05 GeV/nucleon, e em Gerbier e colaboradores [44], que utilizam feixes de ${}^{16}\text{O}$ a 200 GeV/nucleon.

Dreute e colaboradores [78] sugerem que detalhes adicionais tais como a supressão

de flutuações de momento pelo princípio de Pauli [39], ou o fato dos nucleons removidos estarem na periferia e terem, portanto, um menor momento [79], ou o fato de que nucleons no projétil não podem ser escolhidos completamente ao acaso [40], contribuem para a redução do valor da largura predita pelo modelo estatístico, e que, se levados em consideração, levariam o modelo em direção a um melhor acordo com os dados experimentais.

Desvios mais significativos da hipótese da fragmentação súbita, dentro do esquema de Goldhaber, são encontrados à medida que as colisões se tornam mais centrais, e uma transferência significativa de momento para os espectadores do projétil passa a ter lugar. Adamovich e colaboradores [80] investigam a produção de He a partir de um feixe de ^{16}O com energia de 2 a 200 GeV/nucleon incidindo sobre emulsões e observam que a largura das distribuições diminui à medida que o número de He identificados aumenta. Qualitativamente, relacionam a multiplicidade de He com a centralidade da colisão argumentando que para colisões mais periféricas, a probabilidade de se produzir vários fragmentos intactos é maior do que em colisões mais centrais, onde as colisões se tornam mais violentas. Dreute e colaboradores [78] também observam a mesma dependência com a multiplicidade de fragmentos utilizando um feixe de ^{197}Au com 1 GeV/nucleon incidindo sobre detectores plásticos (*plastic nuclear track detectors*). Estes resultados foram parcialmente confirmados num trabalho recente da Colaboração [57], onde foram levantadas distribuições de momento para fragmentos com $A \leq 4$: a largura das distribuições aumenta à medida que a energia a zero grau, depositada nos calorímetros do espectrômetro, diminui, indicando uma maior centralidade.

Segundo a outra interpretação proposta por Goldhaber, σ_0 estaria relacionado à temperatura do sistema após a colisão (Eq. 1.20). Um $\sigma_0 = 93 \pm 7$ MeV/c implica em temperaturas da ordem de 8 MeV/k por nucleon, próximas à energia de ligação do nucleon, o que por sua vez torna mais improvável a emissão de grandes fragmentos.

4.4 Variáveis globais

As Figs. 4.5 e 4.6 mostram as distribuições de energia a zero grau ($E_{0^{\circ}}$) e energia transversal (E_T) associadas à produção de ${}^6\text{He}$. A título de comparação, as Figs. 4.7 e 4.8 mostram as distribuições obtidas a partir do conjunto de dados adquiridos com a energia transversal como critério de decisão, que inclui praticamente toda a seção de choque geométrica. Este critério, por exigir um mínimo de E_T produzido na colisão, produz um conjunto de eventos tendenciosos à medida que o parâmetro de impacto se aproxima do limite superior. Assim, as seções de choque para os mais baixos valores de E_T e N_C são subestimadas, o mesmo acontecendo para as seções de choque correspondentes aos mais altos valores de $E_{0^{\circ}}$. A Fig. 4.9 mostra a correlação entre a energia transversal e a energia a zero grau, para o conjunto de dados adquiridos com a energia transversal como critério de decisão, dos quais os dados adquiridos com a produção de fragmentos ricos em nêutrons formam um subconjunto.

Se por um lado a dependência funcional das seções de choque de produção descrita na Eq. 4.4 indica uma dependência com o perímetro dos núcleos, e, portanto, que as colisões são bastante periféricas, por outro a produção de E_T e o número de nucleons remanescentes do projétil, diretamente relacionada à $E_{0^{\circ}}$ indicam que uma parte considerável do projétil está contida na região participante. Outra característica destas distribuições é o aumento da E_T média e o decréscimo da $E_{0^{\circ}}$ à medida que a massa do alvo aumenta, indicando que a colisão é central o bastante para que o tamanho do alvo seja significativo.

Tabela 4.1: Seções de choque para a produção de isótopos ricos em nêutrons a partir de íons de ^{28}Si com momento de 14.6 GeV/c por nucleon, incidindo sobre alvos de Al, Cu, Sn e Pb. Em itálico, os valores extrapolados com a fórmula semi-empírica de Rudstam-Silberberg-Tsao.

	Al	Cu	Sn	Pb
^6He	1.70 ± 0.13 <i>2.833</i>	2.60 ± 0.16 <i>3.502</i>	3.00 ± 0.23 <i>4.114</i>	3.40 ± 0.29 <i>4.721</i>
^8He	0.04 ± 0.02 <i>0.009</i>	0.09 ± 0.03 <i>0.011</i>	0.03 ± 0.03 <i>0.012</i>	0.06 ± 0.04 <i>0.014</i>
^8Li	2.29 ± 0.19 <i>2.100</i>	2.93 ± 0.24 <i>2.595</i>	3.51 ± 0.34 <i>3.049</i>	4.30 ± 0.46 <i>3.498</i>
^9Li	0.73 ± 0.08 <i>0.428</i>	0.65 ± 0.08 <i>0.530</i>	1.01 ± 0.13 <i>0.622</i>	1.11 ± 0.17 <i>0.714</i>
^{10}Be	4.21 ± 0.74 <i>4.363</i>	6.39 ± 0.97 <i>5.393</i>	8.34 ± 1.44 <i>6.336</i>	9.51 ± 1.91 <i>7.270</i>
^{11}Be	0.09 ± 0.03 <i>0.337</i>	0.11 ± 0.03 <i>0.417</i>	0.20 ± 0.05 <i>0.489</i>	0.09 ± 0.04 <i>0.562</i>
^{13}B	0.87 ± 0.18 <i>0.504</i>	1.12 ± 0.22 <i>0.623</i>	1.64 ± 0.35 <i>0.732</i>	1.32 ± 0.40 <i>0.840</i>



Tabela 4.2: Largura das distribuições de p_x e p_y e para ${}^6\text{He}$ e ${}^9\text{Li}$. Os valores para p_y diferem dos apresentados na Fig. 4.2 devido à subtração da resolução do instrumento de medida.

	$\sigma(p_x)$	$\sigma(p_y)$
${}^6\text{He}$	188 ± 20	226 ± 12
${}^9\text{Li}$	281 ± 12	278 ± 27

Tabela 4.3: Valores para o parâmetro σ_0 da Eq. 1.14 e para o correspondente momento de Fermi do projétil $p_F = \sqrt{5}\sigma_0$.

	p_x		p_y	
	σ_0	p_F	σ_0	p_F
${}^6\text{He}$	85 ± 9	190 ± 20	102 ± 5	228 ± 11
${}^9\text{Li}$	112 ± 5	250 ± 11	110 ± 11	246 ± 25

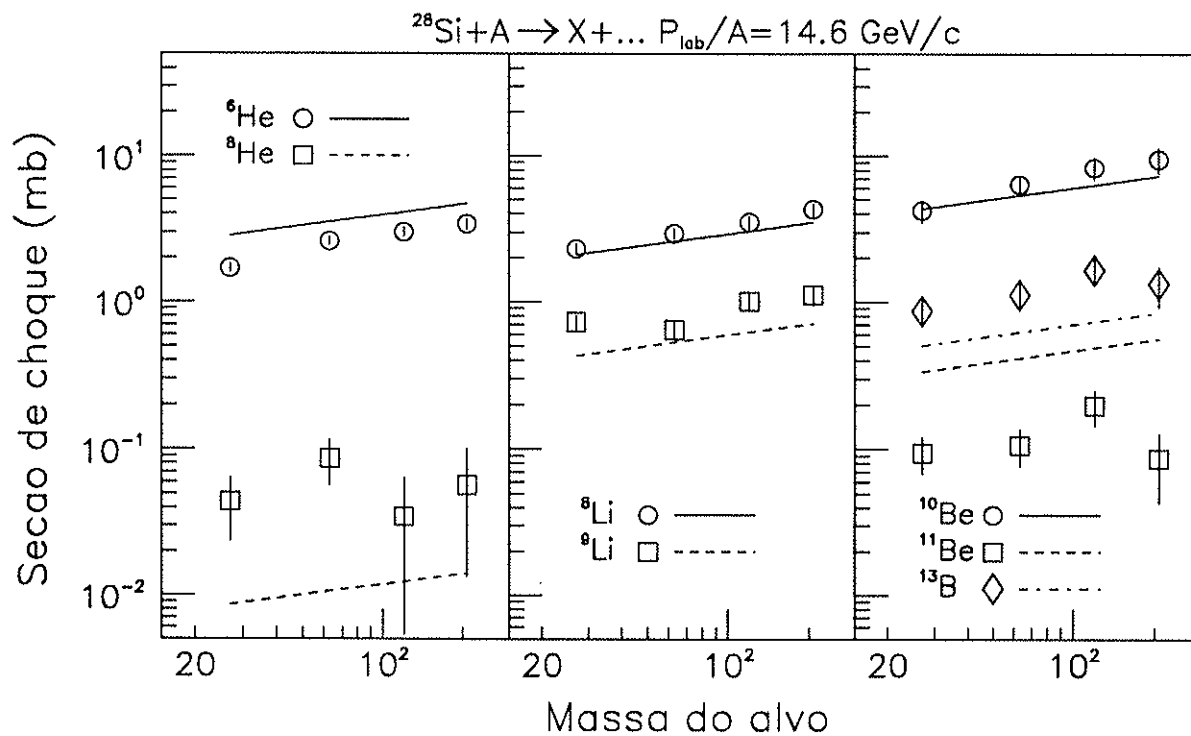


Figura 4.1: Seções de choque de produção de diversos isótopos ricos em nêutrons. Símbolos representam valores medidos experimentalmente; linhas representam valores calculados através da fórmula semi-empírica de Rudstam-Silberberg-Tsao.

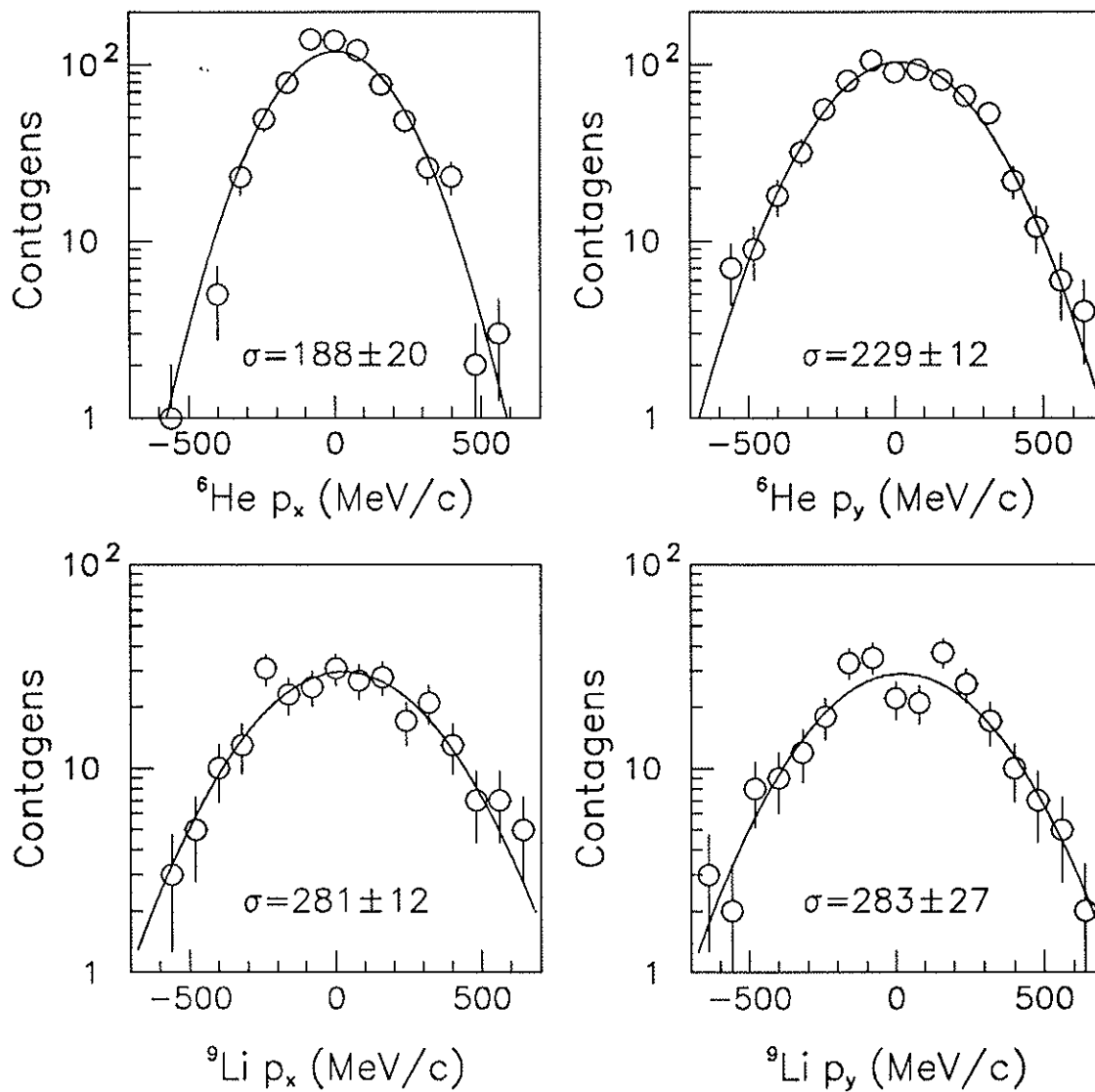


Figura 4.2: Distribuições para as componentes p_x e p_y do momento para os isótopos identificados como ⁶He e ⁹Li.

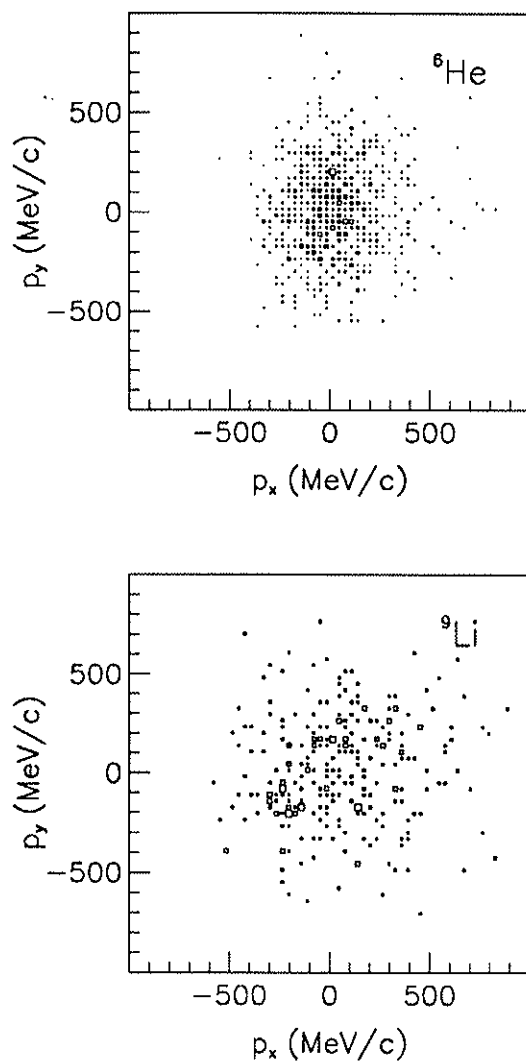


Figura 4.3: Correlação entre as componentes p_x e p_y do momento para os isótopos identificados como ${}^6\text{He}$ e ${}^9\text{Li}$.

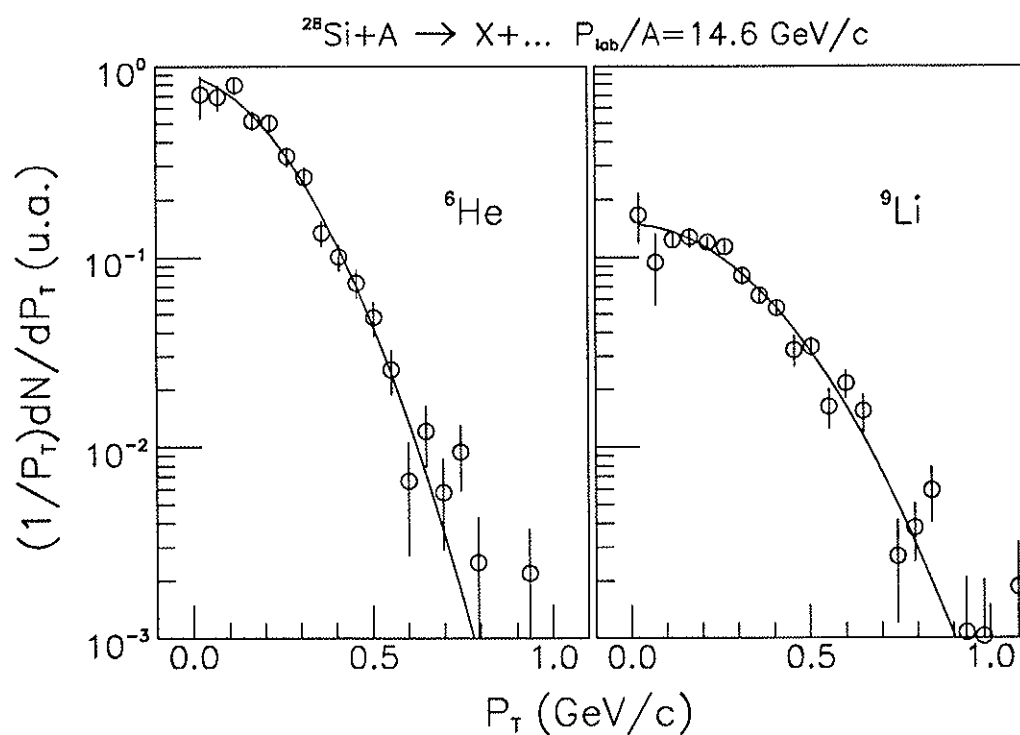


Figura 4.4: Distribuições para a densidade de estados $(1/p_T)dN/dp_T$ com momento transversal $p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}$, para os isótopos identificados como ^6He e ^9Li .

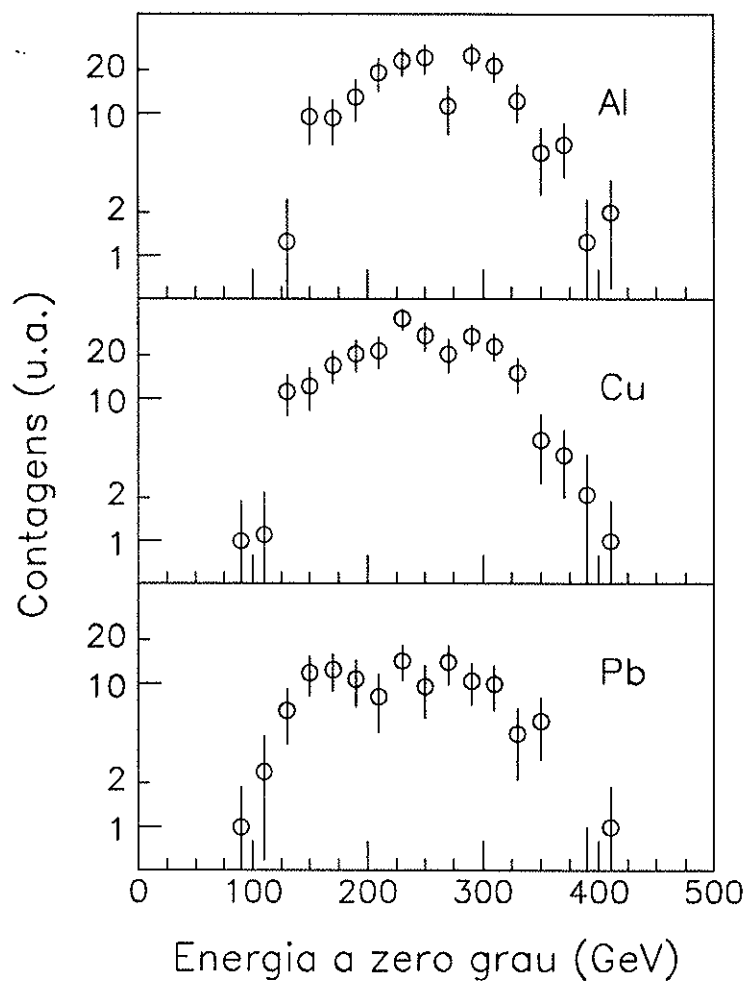


Figura 4.5: Distribuição para a energia total observada nos calorímetros do espectrômetro, para eventos com produção de fragmentos identificados como ${}^6\text{He}$, obtidas a partir dos dados adquiridos com a produção de fragmentos ricos em nêutrons como critério de seleção.

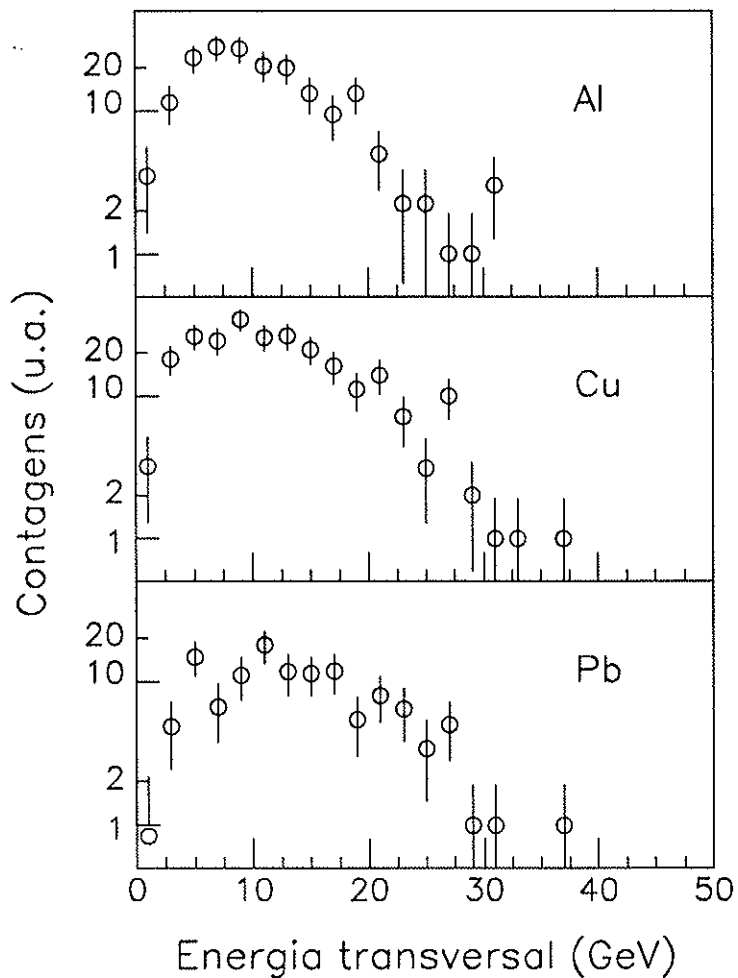


Figura 4.6: Distribuição para a energia transversal observada no calorímetro participante, para eventos com produção de fragmentos identificados como ${}^6\text{He}$, obtidas a partir dos dados adquiridos com a produção de fragmentos ricos em nêutrons como critério de seleção.

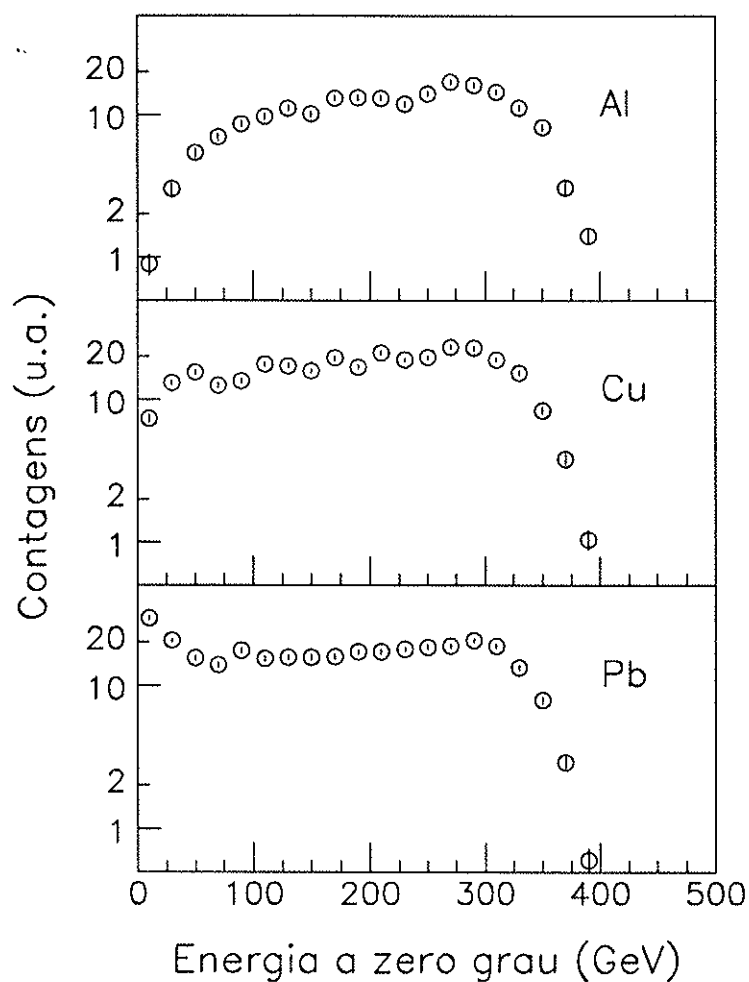


Figura 4.7: Distribuição para a energia total observada nos calorímetros do espectrômetro, obtidas a partir dos dados adquiridos com a energia transversal como critério de seleção, que incluem praticamente toda a seção de choque geométrica.

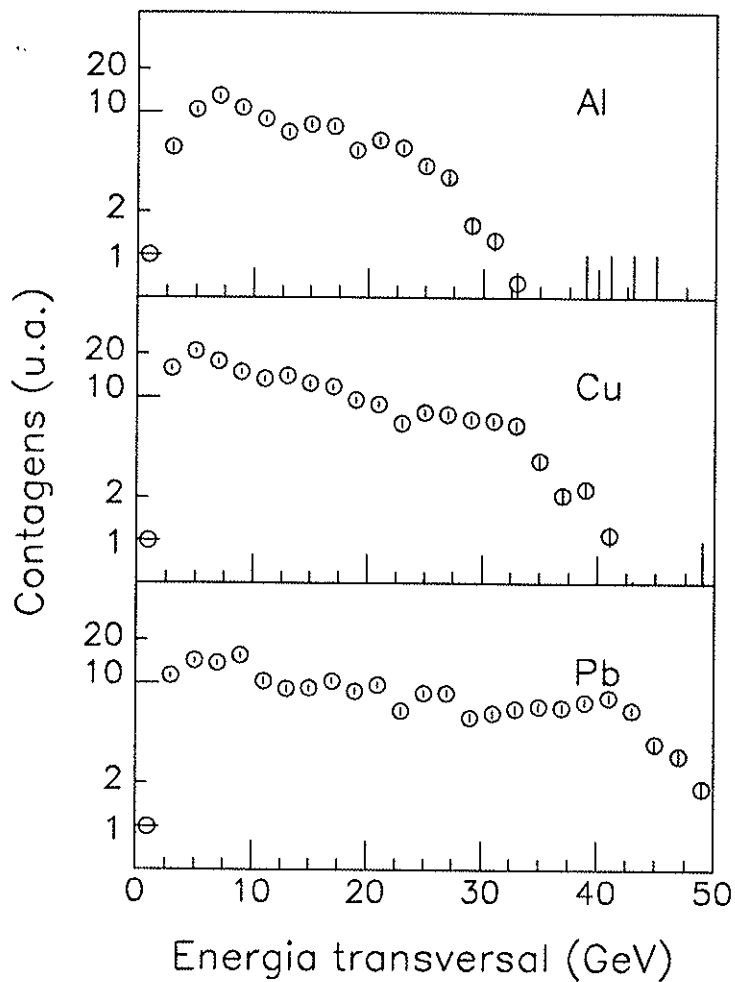


Figura 4.8: Distribuição para a energia transversal observada no calorímetro participante, obtidas a partir dos dados adquiridos com a energia transversal como critério de seleção, que incluem praticamente toda a seção de choque geométrica.

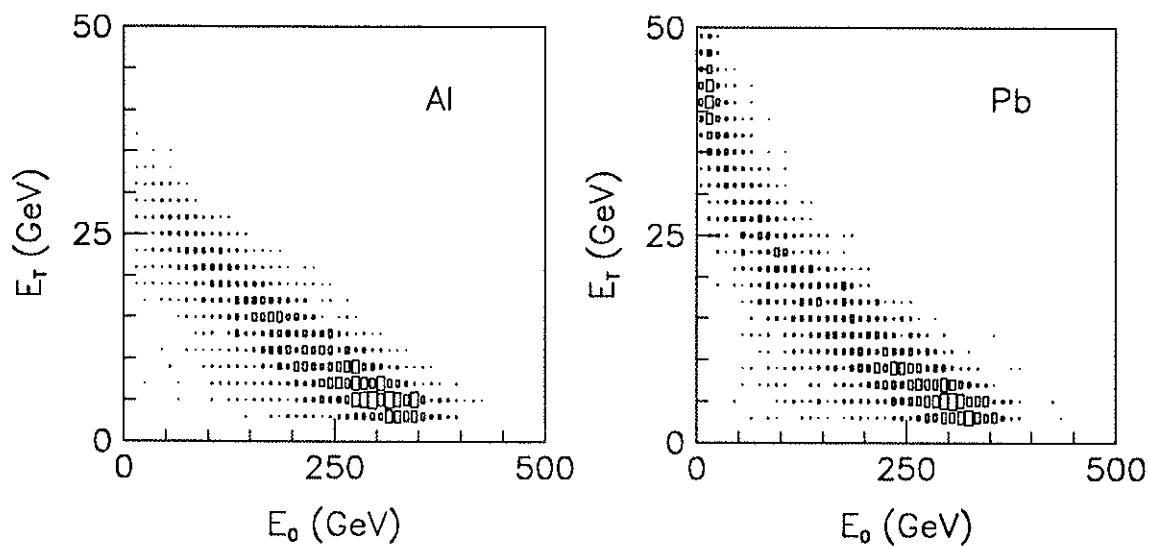


Figura 4.9: Correlação entre a energia transversal E_T e a energia a zero grau E_{0° , para os alvos de Al e Pb, para os dados adquiridos com a energia transversal como critério de seleção, dos quais os dados adquiridos com a produção de fragmentos ricos em nêutrons como critério de seleção constituem um subconjunto.

Considerações Finais

Neste trabalho procuramos investigar os mecanismos da fragmentação de projéteis relativísticos em isótopos ricos em nêutrons. Verificamos a possibilidade dos fragmentos serem produzidos por interação eletromagnética e determinamos as seções de choque de produção e as distribuições de momento dos fragmentos identificados. Os resultados obtidos concordam com as previsões feitas a partir de dados obtidos a energias mais baixas. Esta concordância indica, essencialmente, que as grandezas investigadas – seções de choque e distribuições de momento – não variam significativamente acima de uma certa energia, próxima a 2 GeV por nucleon. Este comportamento vem corroborar a hipótese da fragmentação limitada para energias do AGS.

Os dados analisados contém, no entanto, algumas informações que só recentemente passaram a ser obtidas em experimentos sobre fragmentação de íons relativísticos: as variáveis globais, ou seja, as distribuições de energia transversal, energia a zero grau e multiplicidade de partículas carregadas associadas à produção dos fragmentos. Estas grandezas trazem informações sobre a região participante, onde ocorre a superposição entre projétil e alvo.

É nesta direção que este trabalho terá sua continuidade. O comportamento das seções de choque e das distribuições de energia transversal e energia a zero grau indicam

que os eventos “capturados” pelo *trigger* em isótopos ricos em nêutrons pertencem a uma faixa específica de parâmetros de impacto, nem muito centrais, nem muito periféricos. Esperamos que uma análise detalhada das variáveis globais, particularmente da energia transversal, que é rica em informações sobre a região de interação, possa dar uma nova perspectiva ao nosso entendimento da fragmentação.

Neste sentido, são de inestimável valor os dados adquiridos com a energia transversal como critério de seleção, cuja análise, do ponto de vista da fragmentação, encontra-se ainda em fase inicial. Com estes novos dados pretendemos investigar como variam, por exemplo, as seções de choque de produção e as distribuições de momento dos fragmentos, em função da energia transversal produzida na colisão. Estas informações, associadas às outras variáveis determinadas pelo experimento podem proporcionar, essencialmente, um mapeamento da fragmentação em função do parâmetro de impacto, revelando detalhes do processo de transferência de energia e momento em colisões entre íons pesados relativísticos.

Bibliografia

1. Um panorama geral da evolução do campo pode ser encontrado nos *Proceedings* das dez *International Conferences on Ultra-Relativistic Nucleus-Nucleus Collisions - Quark Matter*, que tem sido publicadas no *Nuclear Physics A* durante os últimos 13 anos, sendo as mais recentes nos volumes **A498** (1989), **A525** (1991), **A544** (1992).
2. J. D. Björken, **Highly relativistic nucleus-nucleus collisions: The central rapidity region**. *Phys. Rev. D* **27**, 140 (1983).
3. G. Baur e C. A. Bertulani, **Multiple electromagnetic excitation of giant dipole phonons in relativistic heavy ion collisions**. *Phys. Lett. B* **174**, 23 (1986).
4. C. A. Bertulani e G. Baur, **Electromagnetic processes in relativistic heavy ion collisions** *Phys. Rep.* **163**, 299 (1988).
5. W. J. Llope e P. Braun-Munzinger, **Electromagnetic dissociation of relativistic heavy ions**. *Phys. Rev. C* **41**, 2644 (1990).
6. R. Silberberg e C. H. Tsao, **Spallation processes and nuclear interaction products of cosmic rays**. *Phys. Rep.* **191**, 351 (1990).
7. R. N. Boyd e I. Tanihata, **Physics with radioactive nuclear beams**. *Physics Today*, **45**, 44 (1992).
8. T. J. M. Symons, Y. P. Viyogi, G. D. Westfall, P. Doll, D. E. Greiner, H. Faraggi, P. J. Lindstrom, D. K. Scott, H. J. Crawford e C. McParland, **Observation of new neutron-rich isotopes by fragmentation of 205-MeV/nucleon ^{40}Ar ions**. *Phys. Rev. Lett.* **42**, 40 (1979).
9. H. Brown et al., **Secondary nuclear beams at the AGS**. Proposta para um experimento, submetida ao AGS, 1990.

10. H. H. Heckmann et al., **Proc. Fifth Intern. Conf. on High Energy Phys. and Nuc. Struc.** Upsala, June 1973, LBL 2052 (1973).
11. J. B. Cumming, P. E. Haustein, R. W. Stoenner, L. Mausner e R. A. Naumnn, **Spallation of Cu bu 3.9 GeV ^{14}N ions and 3.9 GeV protons.** Phys. Rev. C **10**, 739 (1974).
12. **Determination of the cross sections for the production of fragments from relativistic nucleus-nucleus interactions. I. Measurements.** J. R. Cummings, W. R. Binns, T. L. Garrard, M. H. Israel, J. Klarmann, E. C. Stone, and C. J. Waddington. Phys. Rev. C, **42**, 2508 (1990).
13. P. Braun-Munzinger et al., E814 Collaboration, **Study of extreme peripheral collisions and of the transition from peripheral to central collisions in reactions induced by relativistic heavy ions.** Proposta para um experimento, submetida ao AGS, 1985.
14. T. Ludlam, A. Pfoh e A. Shor, **Proceedings RHIC Workshop**, BNL Report No. BNL-51921, 1985.
15. B. Andersson, G. Gustafson e B. Nilsson-Almqvist, Nucl. Phys. **B281**, 289 1987.
16. H. Sorge, H. Stöcker e W. Greiner, Ann. Phys. (N.Y.) **192**, 266 (1989).
17. Y. Pang, T. J. Schlagel e S. H. Hakana, Phys. Rev. Lett. **68**, 2743 (1992).
18. A. D. Jackson e H. Böttgild, **A model of transverse energy production in high energy nucleus-nucleus collisions.** Nucl. Phys. **A470**, 669 (1987).
19. C. F. Weizsäcker, **Ausstrahlung bei Stößen sehr schneller Elektronen.** Z. Phys. **88**, 612 (1934).
20. E. J. Williams, **Nature of the high energy particles of penetrating radiation and status of ionization and radiation formulae.** Phys. Rev. **45**, 729 (1934).
21. J. D. Jackson. **Classical Electrodynamics**, pp. 719f. Wiley, New York, 1975.
22. B. Hoffman e G. Baur, **Coulomb dissociation at nonrelativistic and relativistic energies.** Phys. Rev. C **30**, 247 (1984).
23. H. Takai, **Electromagnetic dissociation and projectile fragmentation of relativistic heavy ions.** Int. Journ. of Mod. Phys. E (1993), a ser publicado.
24. J. D. Jackson. **Classical Electrodynamics**, pp. 623f. Wiley, New York, 1975.
25. E. Merzbacher. **Quantum Mechanics.**, 2nd. Ed., pp. 362f. Wiley, New York, 1970.

26. H. H. Heckman *et al.*, Phys. Rev. Lett. **37**, 56 (1976). G. D. Westfall *et al.*, Phys. Rev. C **19**, 1309 (1979). D. L. Olson *et al.*, Phys. Rev. C **24**, 1529 (1981). M. T. Mercier *et al.*, Phys. Rev. Lett. **52**, 898 (1984). M. T. Mercier *et al.*, Phys. Rev. C **33**, 1655 (1986). C. Brechtmann *et al.*, Z. Phys. A **331**, 463 (1988). T. Kobayashi *et al.*, Phys. Lett. B **232**, 51 (1989). J. C. Hill *et al.*, Phys. Rev. C **39**, 524 (1989). J. Barrete *et al.*, Phys. Rev. C **41**, 1512 (1990). J. Barrete *et al.*, Phys. Rev. C **45**, 2427 (1992).
27. C. Brechtmann and W. Heinrich, **Fragmentation cross sections of ^{16}O at 60 and 200 GeV/nucleon.** Z. Phys. A **330**, 407 (1990).
28. D. L. Olson, B. L. Berman, D. E. Greiner, H. H. Heckman, P. J. Lindstrom e H. J. Crawford, **Factorization of fragment-production cross section in relativistic heavy-ion collisions.** Phys. Rev. C **28**, 1602 (1983).
29. H. Feshbach and K. Huang, **Fragmentation of Relativistic Heavy Ions.** Phys. Lett., **47B**, 300 (1973).
30. J. B. Cumming, R. W. Stoenner e P. E. Haustein, **Spallation of copper by 25 GeV ^{12}C ions and 28 GeV protons.** Phys. Rev. C **14**, 1554 (1976).
31. J. B. Cumming, P. E. Haustein, T. J. Ruth e G. J. Virtes, **Spallation of copper by 80 GeV ^{40}Ar ions.** Phys. Rev. C **17**, 1632 (1978).
32. P. J. Lindstrom *et al.*, LBL Report 3650, 1975.
33. D. L. Olson, B. L. Berman, D. E. Greiner, H. H. Heckman, P. J. Lindstrom, G. D. Westfall e H. J. Crawford, **Electromagnetic dissociation of relativistic ^{18}O nuclei.** Phys. Rev. C **24**, 1529 (1981).
34. G. D. Westfall, L. W. Wilson, P. J. Lindstrom, H. J. Crawford, D. E. Greiner e H. H. Heckman, **Fragmentation of relativistic ^{56}Fe .** Phys. Rev. C **19**, 1309 (1979).
35. G. Rudstam, **Systematics of Spallation Yields.** Z. Natureforschg. **21a**, 1027 (1966).
36. R. Silberberg and C. H. Tsao. **Partial cross-sections in high-energy nuclear reactions, and astrophysical applications. I. Targets with $Z \leq 28$.** Astrophys. Journ. Suppl. Series 220(I), **25**, 315 (1973). **II. Targets heavier than Nickel.** Astrophys. Journ. Suppl. Series 220(II), **25**, 335 (1973).
37. H. J. Crawford, J. Engelage, P. Ferrando, T. G. Guzik, F. C. Jones, P. J. Lindstrom, J. W. Mitchell, A. Soutoul, C. J. Waddington, W. R. Webber, J. P. Wefel, **A database of fragmentation cross section measurements applicable to cosmic ray propagation calculations.** Pre-print LBL-27725 (1991)

38. A. S. Goldhaber, **Statistical Models of Fragmentation Process**. Phys. Lett., **53B**, 306 (1974).
39. G. Bertsch, **Pauli suppression of momentum fluctuations**. Phys. Rev. Lett. **46**, 472 (1981).
40. M. J. Murphy, **Phase-space constraints on the momenta of projectile fragments**. Phys. Lett. **135B**, 25 (1984).
41. Y. P. Viyogi, T. J. M. Symons, P. Doll, D. E. Greiner, H. H. Heckman, D. L. Hendrie, P. J. Lindstrom, J. Mahoney, D. K. Scott, K. Van Bibber, G. D. Westfall, H. Wieman, H. J. Crawford, C. McParland, G. K. Gelbke, **Fragmentations of ^{40}Ar at 213 MeV/nucleon**. Phys. Rev. Lett. **42**, 33 (1979).
42. D. E. Greiner, P. J. Lindstrom, H. H. Heckman, Bruce Cork e F. S. Bieser, **Momentum distributions of isotopes produced by fragmentation of relativistic ^{12}C and ^{16}O projectiles**. Phys. Rev. Lett. **35**, 152 (1975).
43. L. Anderson, W. Brückner, E. Moeller, S. Nagamiya, S. Nissen-Meyer, L. Schroeder, G. Shapiro e H. Steiner, **Inclusive particle production at forward angles from collisions of light relativistic nuclei: nuclear fragments**. Phys. Rev. C **28**, 1224 (1983).
44. G. Gerbier, W. T. Williams, P. B. Price, R. Guoxiao, G.-R. Vanderhaeghe **Charges and angular distributions of fast fragments produced in 3.2 TeV ^{16}O collisions with Pb**. Phys. Rev. Lett. **59**, 2535 (1987).
45. E. J. Moniz, I. Sick, R. R. Whitney, J. R. Ficenc, R. D. Kephart e W. P. Trower, **Nuclear Fermi momenta from quasielastic electron scattering**. Phys. Rev. Lett. **26**, 445 (1971).
46. L. S. Waters, **Energy flow in relativistic heavy ion collisions at AGS Experiment 814**. Ph.D. Thesis, State University of New York at Stony Brook, 1991.
47. J. Barrete et al., E814 Collaboration, **E_T production in reactions with 11.4 A GeV/c ^{197}Au and 14.6 GeV/c ^{28}Si** . Phys. Rev. Lett., a ser submetido, 1993.
48. J. Barrete et al., E814 Collaboration, **Charged particle multiplicity in $^{28}\text{Si}+\text{Al}$, Cu and Pb reactions at $E_{lab} = 14.6$ GeV/nucleon**. Phys. Rev. C **46**, 312, (1992).
49. M. K. Jayananda, **Charged multiplicity distributions in relativistic nucleus-nucleus collisions at 14.6 GeV/A**. Ph.D. Thesis, University of Pittsburgh, 1991.
50. S. V. Greene, Ph.D. Thesis, Yale University, 1991.

51. J. Barrete et al., E814 Collaboration, **Anti-proton absorption in relativistic Si-nucleus collisions**. Phys. Rev. Lett., a ser submetido, 1992.
52. J. Barrete et al., E814 Collaboration, **Forward baryons in relativistic nucleus-nucleus collisions**. Phys. Rev. C **45**, 819, (1992).
53. J. Barrete et al., E814 Collaboration, **Electromagnetic dissociation of ^{28}Si at $E_{lab}/A = 14.6$ GeV by nucleon emission**. Phys. Rev. C **41**, 1512 (1990).
54. J. Barrete et al., E814 Collaboration, **Electromagnetic dissociation of relativistic ^{28}Si into $p+^{27}\text{Al}$** . Phys. Rev. C **45**, 2427 (1992).
55. U. J. Sonnadara, **Electromagnetic Dissociation of Relativistic ^{28}Si by nucleon emission**. Ph.D. Thesis, University of Pittsburgh, 1992.
56. W. J. Llope, Ph.D. Thesis, State University of New York at Stony Brook, 1992.
57. M. S. Muthuswamy, **A study of projectile fragmentation in high energy nuclear collisions**. Ph.D. Thesis, State University of New York at Stony Brook, 1992.
58. F. S. Rotondo, **Limits on strange quark matter production**. Ph.D. Thesis, Yale University, 1991.
59. **1990 Research Instrumentation Catalog**, LeCroy Corporation, 1989.
60. J. Simon-Gillo, A. Farooq, M. W. Rawool-Sullivan, A. Ray, J. Shoemaker, J. P. Sullivan, K. L. Wolf, E. F. Barasch, J. G. Boissevain, D. Fox, A. Gavron, K. Hlozscheiter, B. V. Jacak, T. Lopez, J. Kapustinsky, W. Sondheim, J. W. Sunier, H. van Hecke e B. Wolf. **The design and construction of a Pb/scintillator sampling calorimeter with wavelength shifter fiber optic readout**. Nucl. Instr. and Meth. **A309**, 427 (1991).
61. D. Fox et al., **Response of the participant calorimeter to 1.5-6.8 GeV/c electrons and hadrosn**. Nucl. Instr. and Meth. **A317**, 474 (1992).
62. Z. Zhang, Ph.D. Thesis, University of Pittsburgh, 1993.
63. J. Fisher, D. Lissauer, T. Ludlam, D. Makowiecki, E. O'Brien, V. Radeka, S. Rescia, L. Rogers, G. C. Smith, D. Stephani, B. Yu, S. V. Green, T. K. Hemmick, J. T. Mitchell e B. Shivakumar, **A many particle-tracking detector with drift planes and segmented cathode readout**. IEEE Trans. on Nucl. Science, **37**, 82 (1990).
64. R. Debbe, J. Fisher, D. Lissauer, T. Ludlam, D. Makowiecki, E. O'Brien, V. Radeka, S. Rescia, L. Rogers, G. C. Smith, D. Stephani, B. Yu, S. V. Green, T. K. Hemmick, J. T. Mitchell e B. Shivakumar, **A study of wire chambers with highly**

- segmented cathode pad readout for high multiplicity charged particle detection. IEEE Trans. on Nucl. Science, **37**, 88 (1990).
65. B. Yu, Gas proportional detectors with interpolating cathode pad readout for high track multiplicities. Ph.D. Thesis, University of Pittsburgh, 1991.
 66. M. Fatyga, D. Makowiecki, and W. J. Llope. Fast Monte Carlo simulation of segmented U/Cu/Scint calorimeters Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res., **A284**, 323 (1989).
 67. G. F. Knoll, Radiation Detection and Measurement, 2nd. Ed., John Wiley & Sons, pp. 328, 1989.
 68. T. Kobayashi and T. Sugitate, Test of prototypes for a highly segmented TOF hodoscope. Nucl. Inst. and Meth. in Phys. Res. **A287**, 389 (1990).
 69. M. Fatyga. Comunicação pessoal.
 70. H. Wind, In formulae and methods in experimental data evaluation. European Physical Society., Vol. 3, 1984.
 71. J. J. Russell et al., Observation of muon trident in lead and the statistics of the muon. Phys. Rev. Lett. **26**, 46 (1971).
 72. G. Conforto et al., A measurement of the β -parameter in the charged non-leptonic decay of the Λ^0 hyperon. Nucl. Phys. **B40**, 221 (1972).
 73. E. Arik et al., Y^* production in Σ -nucleus reactions. Phys. Rev. Lett. **38**, 1000 (1977).
 74. W. E. Cooper et al., Studies in the BNL negative 21 GeV/c hyperon beam I: Σ and Ξ production asymmetry in the decay $\Xi \rightarrow \Lambda\pi^-$. Phys. Rev. D **21**, 12 (1980).
 75. W. E. Cleland, comunicação pessoal.
 76. CERN Library, Subrotina NORRAN G. Benassi (Editor), CERN Program Library Manual, p. 453 CERN, 1989.
 77. E. O'Brien, E814 Material in beam from target to UCAL. E814 Collaboration Note no. 66, Brookhaven Nat. Lab., Fevereiro de 1990.
 78. J. Dreute, W. Heinrich, G. Rusch e B. Wiegel, Fragmentation of gold projectiles with energies of 200-980 MeV/nucleon. I. Experimental method, charge yields, and transverse momenta. Phys. Rev. C **44**, 1057 (1991).

79. W. A. Friedman, **Heavy ion projectile fragmentation: A reexamination.** Phys. Rev. C 27, 569 (1983).
80. M. I. Adamovich et al., EMU-01 Collaboration, **Production of helium ($Z=2$) projectile fragments in ^{16}O -emulsion interactions from $E/A=2$ to 200 GeV.** Phys. Rev. C, 40, 66 (1989).