

ROBERTO AURELIANO SALMERON

PESQUISA DE UM BOSON MEDIADOR
NAS INTERAÇÕES FRACAS

Tese apresentada em concurso para
provimento efetivo da Cadeira n.º 5 —
«Física Geral» — da Escola Politéc-
nica da Universidade de São Paulo.

SÃO PAULO — BRASIL
Dezembro de 1966

R E S U M O

Este trabalho descreve e analisa uma experiência realizada no CERN com a finalidade de investigar a possível existência de um boson vetorial mediador nas interações fracas. A pesquisa do boson foi feita através da análise de interações de neutrinos de alta energia, aproximadamente entre 1 e 8 GeV, com núcleos de alumínio, cobre e ferro de um detector constituído de câmaras de centelhas, contadores e placas metálicas. O feixe de neutrinos foi obtido pela desintegração em vôo de pions e kaons de alta energia, produzidos em colisões de protons de 24,8 GeV/c com um alvo, os protons tendo sido extraídos do sincroton do CERN.

Na Introdução são mencionados os vários tipos de interação entre as partículas elementares e suas leis de conservação conhecidas atualmente. É mostrado o intêresse do estudo de interações de neutrinos de alta energia, e como a existência de um possível boson vetorial intermediário nas interações fracas poderia ser revelada pelo estudo dessas interações. São men

cionadas as contribuições do autor às experiências realizadas com neutrinos no CERN.

No capítulo I é feito um resumo de nossos conhecimentos atuais das interações tipo Fermi a quatro fermions, para processos nos quais há pequena transferência de quantidade de movimento, e são mencionadas as experiências que contribuíram para esclarecimento das leis dessas interações.

No capítulo II, considerando interações de neutrinos de alta energia com núcleos, é apresentado um resumo de uma teoria de produção de um possível boson mediador em interações fracas. São discutidas as propriedades desse boson e dados valores numéricos de seções de choque para sua produção.

Nos capítulos III e IV é apresentado o arranjo experimental. No capítulo III são descritas a obtenção do feixe de neutrinos e a blindagem, e no capítulo IV são dadas as características do detector.

No capítulo V são descritas as previsões de resultados, isto é, conhecendo-se o feixe de neutrinos e o detector, são calculadas as características das interações que revelariam a existência do boson mediador, levando-se em conta a teoria exposta no capítulo II.

Nos capítulos VI e VII são discutidos e analisados os resultados experimentais obtidos.

No capítulo VIII são apresentadas as conclusões da experiência seguida de uma discussão a respeito da situação atual de possíveis experiências que, com neutrinos de alta energia, visam detectar um boson mediador em interações fracas.

INTRODUÇÃO

Este trabalho descreve e analisa uma experiência que detectou interações de neutrinos de alta energia, aproximadamente entre 1 e 8 GeV, planejada com a finalidade de verificar a possível existência de um boson vetorial que seria mediador nas interações fracas. Nesta Introdução resumiremos inicialmente as principais características das interações conhecidas atualmente que se processem entre partículas elementares, situando as interações fracas no contexto geral daquelas interações. Em seguida chamaremos atenção para o problema fundamental do conhecimento das estruturas das interações, em particular para a possibilidade de todas as interações se processarem através de troca de partículas que funcionariam como mediadoras nas interações. A seguir descreveremos o objetivo da experiência analisada no presente trabalho, indicando como seria revelada a possível existência de um meson intermediário nas interações fracas. Resumiremos os principais resultados obtidos com as experiências realizadas com neutrinos de alta energia, e exporemos brevemente as contribuições do autor nas experiências com neutrinos realizadas no CERN.

1 - AS INTERAÇÕES CONHECIDAS

Há quatro tipos de interações conhecidos atualmente entre as partículas elementares: forte, eletromagnética, fraca e gravitacional. Para calcularmos a probabilidade para que certa reação ocorra precisamos conhecer a hamiltoniana de interação, dada por certa combinação de operadores de campo que, com certas convenções, representam as partículas que são criadas ou destruídas na reação.

Ao modo de combinação dos operadores na formação da densidade de hamiltoniana chama-se usualmente a estrutura da interação. Em cada densidade de hamiltoniana a combinação de operadores é multiplicada por um fator que depende das partículas envolvidas na interação e das unidades, chamado constante de acoplamento.

a) As interações fortes são responsáveis pelos fenômenos que se passam com os bárions entre si, com os mesons entre si e entre bárions e mesons. As interações fortes compreendem, por exemplo, a interação tipo Yukawa, como a força núcleon-núcleon, a produção de mesons em interações núcleon-núcleon e em interações meson-núcleon, a produção e desintegração de ressonâncias bariônicas e mesônicas, os espalhamentos meson-núcleon, etc. Seguindo uma sugestão de Okun, chamaremos hadrons às partículas que participam de interações fortes: são os bárions (núcleons e hiperons) e mesons. A interação forte é caracterizada por uma constante de acoplamento comumente representada por g . Para efeito de comparação das intensidades dos vários tipos de interação introduz-se a constante adimensional:

$$\frac{g^2}{\hbar c}, \text{ que é da ordem de } 1$$

Nessa expressão,

$$\hbar = \frac{\text{constante de Planck}}{2\pi} = \frac{h}{2\pi} = 1,0545 \times 10^{-27} \text{ erg s} \quad e$$

$$c = \text{velocidade da luz no vácuo} = 2,99776 \times 10^{10} \text{ cm/s}$$

b) As interações eletromagnéticas abrangem os fenômenos decorrentes da existência da carga e da corrente elétricas. As interações eletromagnéticas são familiares tanto em física macroscópica como atômica, como por exemplo o espalhamento coulombiano, a desintegração gama, o efeito fotoelétrico, o efeito Compton, a produção de pares, etc. A interação eletromagnética é caracterizada pela seguinte constante de acoplamento, chamada

constante de estrutura fina:

$$\alpha = \frac{e^2}{\hbar c} = \frac{1}{137} = 7,3 \times 10^{-3} \approx 10^{-2}$$

onde e = carga elétrica do eletron = $4,802 \times 10^{-10}$ u.e.s.

c) As interações fracas são responsáveis pelos fenômenos não eletromagnéticos que se passam entre leptons, ou entre leptons e bárions, ou pela desintegração de certas partículas. As interações fracas compreendem, por exemplo, a desintegração beta, a captura e a desintegração do muon, a captura-K, as desintegrações do pion, do lambda, etc. . A interação fraca é caracterizada por uma constante de acoplamento comumente representada pela letra G , sendo constante adimensional:

$$\frac{G^2}{\hbar c}, \text{ que vale aproximadamente } 5 \times 10^{-14}$$

d) A interação gravitacional é caracterizada pela constante de Newton $K = 6,67 \times 10^{-8} \text{ d cm}^2 \text{ g}^{-2}$, com a qual pode-se construir a constante adimensional

$$\frac{K m^2}{\hbar c} = 5,9 \times 10^{-39} \approx 10^{-38}$$

onde tomamos m igual à massa do proton = $1,67 \times 10^{-24}$ g.

Os quadrados das constantes de acoplamento, que dão uma idéia das intensidades das interações, estão entre si aproximadamente nas proporções:

$$g^2 : e^2 : G^2 : K m^2 \approx 1 : 10^{-2} : 10^{-14} : 10^{-38}$$

Vemos que a interação gravitacional é muito mais fraca do que as outras. Ela não será mais considerada neste trabalho. Ao obtermos um número para as constantes de acoplamento g e G incorremos sempre em certo grau de arbitrariedade, dependendo da forma específica dada à teoria. Mas as intensidades das interações são tão diferentes que a classificação das interações dada acima é sempre válida e útil.

Um critério para classificação das interações mais nítido e mais preciso é dado pelas leis de conservação resumidas na tabela 1. O sim significa que a quantidade correspondente é conservada na interação, o não significa que ela não é conservada. O A colocado na coluna intitulada natureza do número quântico indica que o número quântico correspondente é aditivo;

isto é, o número quântico de um sistema de partículas é a soma dos números quânticos das partículas; o M indica que o número quântico é multiplicativo, isto é, o número quântico de um sistema composto é o produto dos números quânticos das componentes.

T A B E L A 1

Leis de conservação nas várias interações. Sim significa que a quantidade correspondente é conservada na interação, não que ela não é conservada. A significa que o número quântico é aditivo, M que êle é multiplicativo.

Conservação de	Interação			Natureza do número quântico
	Forte	Fraca	Eletromagnética	
Energia-quantidade de movimento	Sim	Sim	Sim	A
Quantidade de movimento angular	Sim	Sim	Sim	A
Carga elétrica	Sim	Sim	Sim	A
Número bariônico	Sim	Sim	Sim	A
Número leptônico	Sim	Sim	Sim	A
Paridade	Sim	Não	Sim	M
Estranheza	Sim	Não	Sim	A
Spin isotópico	Sim	Não	Não	A
Paridade de carga	Sim	Não	Sim	M

Além das quantidades da tabela 1 é muito importante a propriedade da invariância da hamiltoniana em relação à inversão de tempo, que é verificada nas interações fortes e eletromagnéticas e provavelmente também nas interações fracas.

2 - AS ESTRUTURAS DAS INTERAÇÕES

Nas últimas décadas tem havido progresso considerável em nossos conhecimentos a respeito da estrutura das interações eletromagnéticas, fracas e fortes, especialmente das primeiras. Dos três tipos de interação, a eletromagnética é a que melhor conhecemos, isto é, as interações eletromagnéticas são as que são descritas por uma teoria, a Eletrodinâmica Quântica, que explica satisfatoriamente todos os dados experimentais conhecidos. A Eletrodinâmica Quântica permite que calculemos os fenômenos conhecidos atualmente, com uma precisão maior do que as das experiências realizadas. Nos últimos anos têm sido feitas várias experiências fundamentais, com a finalidade de se detectarem possíveis violações da Eletrodinâmica Quântica como

formulada atualmente, mas nenhuma violação foi detectada.

Dos três tipos de interação, as interações fortes são as de estrutura menos conhecida. A quantidade de dados experimentais a respeito de interações fortes aumenta constantemente, mas até o presente foi possível fazerem-se teorias, ou modelos teóricos, para explicação de grupos de fenômenos separados, mas não uma teoria unificada capaz de explicar todos os fenômenos.

Em relação às interações fracas a situação é muito melhor do que em relação às interações fortes, embora não seja tão boa quanto à da Eletrodinâmica. Grande progresso foi feito em nossos conhecimentos sobre a estrutura das interações fracas depois da descoberta da não conservação de paridade¹⁻³⁾ nessas interações, em 1956.

O conhecimento da estrutura das interações é o ponto fundamental da física das partículas elementares, e provavelmente o problema mais importante da física contemporânea, pois quando conhecermos a estrutura das interações poderemos compreender os fenômenos básicos da natureza. Daí o esforço que nos grandes laboratórios se está dispendendo no estudo deste assunto. No presente trabalho analisaremos uma experiência que representa uma tentativa para mais um avanço em nossos conhecimentos a respeito da estrutura das interações fracas, como veremos.

3 - AS INTERAÇÕES SE PROCESSANDO ATRAVÉS DA TROCA DE PARTÍCULAS MEDIADORAS

As interações eletromagnéticas são explicadas através da emissão e absorção virtual de fons entre as partículas que interagem. Assim, por exemplo, o espalhamento eletromagnético de um eletron por um proton não é explicado como uma interação entre o eletron e o proton num mesmo ponto espaço-tempo, como indicado no diagrama de Feynman da figura la, mas sim, como uma troca virtual de um foton, γ , como indicado no diagrama da figura lb.

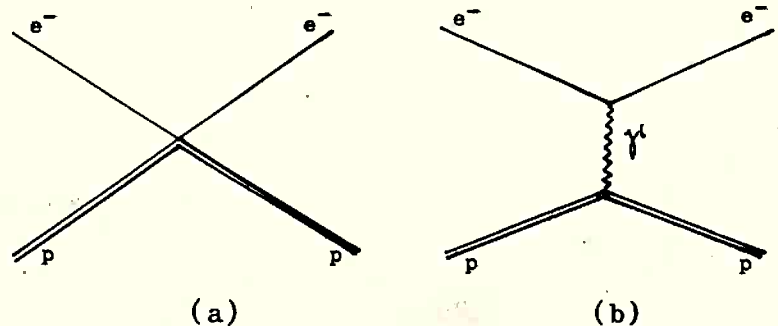


Fig. 1

Do mesmo modo, as interações fortes são explicadas como troca vir

tual de mesons entre as partículas que interagem. Por exemplo, a reação de troca de carga $n + p \longrightarrow p + n$ se processa principalmente através da troca de um π^+ entre o neutron e o proton, como indicado no diagrama de Feynman da figura 2a; a reação $\pi^- + p \longrightarrow n + \pi^0$ pode se processar através da troca virtual de um meson ρ entre o π^- e o proton, como indicado na figura 2b.

A primeira teoria de uma interação fraca foi a teoria de Fermi⁴⁾ da desintegração beta

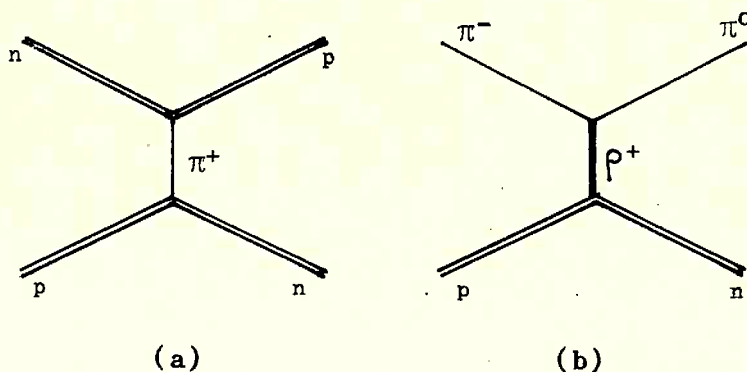
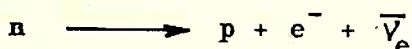


Fig. 2

Nessa teoria, Fermi admitiu que a interação entre quatro fermions fosse "local", isto é, que ocorresse num mesmo ponto espaço-tempo, como indicado no diagrama de Feynman 3a. Depois que Fermi fez sua teoria, outros tipos de interações fracas foram descobertos, como por exemplo a desintegração e a captura do muon, representados pelos diagramas 3b e 3c, respectivamente.

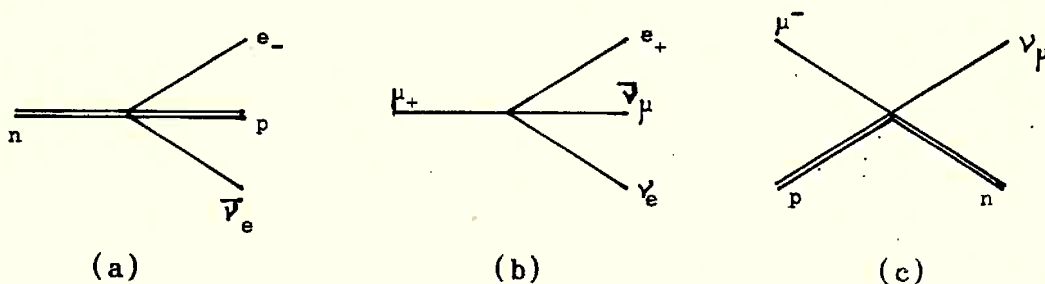


Fig. 3

As interações fracas conhecidas que se processam com troca de energia de até alguns MeV entre as partículas envolvidas são satisfatoriamente explicadas por teorias do tipo da teoria de Fermi e com interações locais. No entanto, o fato de as interações eletromagnéticas e as fortes entre quatro fermions não serem locais nos leva naturalmente a considerar a possibilidade de as interações fracas entre quatro fermions também não serem locais. É interessante notar que Yukawa, no trabalho em que propõe que as interações entre protons e núcleons talvez se processem com troca de uma partícula, prevendo a existência dos pions, também aventa a possibilidade de a desintegração beta se processar através de um mediador. A idéia foi

retomada, para interações fracas em geral, por vários autores⁵⁻⁷.

Se as interações fracas se processassem através da troca de um meson, que representaremos por W , então a desintegração beta, a desintegração e a captura do meson seriam representadas pelos diagramas de Feynman das figuras 4a), 4b), 4c), respectivamente:

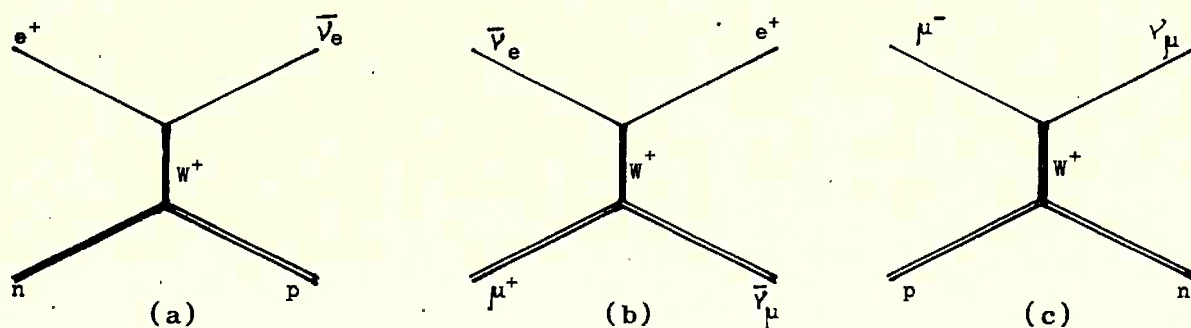


Fig. 4

A existência dessa partícula W faria então com que os três tipos de interações, as eletromagnéticas, as fortes e as fracas tivessem um laço comum, que seria o de serem não-locais, processando-se através de um mediador. Além desse aspecto, veremos nos capítulos I e II que a introdução dessa partícula W seria um dos modos de resolver problemas de divergências que aparecem em teorias de interações fracas locais.

Na seção 2.2 veremos que essa partícula W teria de ser um boson vetorial, que chamaremos boson vetorial intermediário nas interações fracas, e representaremos neste trabalho sempre por W .

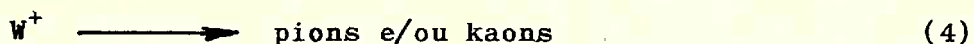
4 - O OBJETIVO DA EXPERIÊNCIA AQUI ANALISADA

Se o boson W existir, as interações fracas se processariam através de uma troca virtual dessa partícula entre as partículas que participam da interação. Mas em certas reações que se processassem com energias suficientemente elevadas o boson W poderia se tornar real e ser detectado. A experiência que analisaremos no presente trabalho teve por objetivo tentar detectar o W que seria produzido em interações de neutrinos de alta energia, aproximadamente entre 1 e 8 GeV. O W seria produzido segundo a reação

$$\nu_\mu + Z \longrightarrow Z + W^+ + \mu^- \quad (1)$$

onde Z representa um núcleo de número atômico igual a Z . O W^+ poderia se desintegrar, com vida média da ordem de 10^{-18} segundos, de vários modos, co

mo veremos na seção 2.3, entre os quais os seguintes:

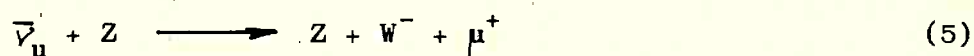


A produção do W^+ segundo o processo (1) e sua subsequente desintegração segundo o processo (2) faria aparecer no detector um par de muons: o μ^- produzido associado ao W^+ e o μ^+ resultante da desintegração. E a desintegração segundo o processo (3) fará aparecer no detector um par muon negativo-positron. A pesquisa do W^+ na experiência que aqui descreveremos consistiu fundamentalmente na procura desses pares (μ^+, μ^-) e (e^+, μ^-) em reações produzidas por neutrinos.

O μ^- que seria produzido associado ao boson teria um espectro de energia que seria função da massa do W , do espectro dos neutrinos incidentes e do núcleo Z . Mas, por simples consideração da conservação de energia e de quantidade de movimento podemos prever em linhas gerais o seguinte: como o W^+ deve ser muito mais pesado que o μ^- , a reação (1) se ocorrer, estará próxima do limiar, saindo o W^+ e o μ^- com pequena energia.

Quando o W^+ se desintegrasse segundo os processos (2) ou (3), o μ^+ ou o e^+ ficaria com energia equivalente a cerca da metade da massa do W^+ . Portanto, no par (μ^+, μ^-) deveríamos esperar que o μ^+ tivesse maior energia que o μ^- . Este fato foi explorado na pesquisa do W^+ , conforme veremos.

Deveríamos esperar também a produção de um W^- , associado a um μ^+ , na colisão de antineutrinos com um núcleo, segundo a reação:



Mas a experiência com feixe de antineutrinos não foi ainda realizada.

5 - VANTAGEM DE SE FAZER A EXPERIÊNCIA COM FEIXE DE NEUTRINOS

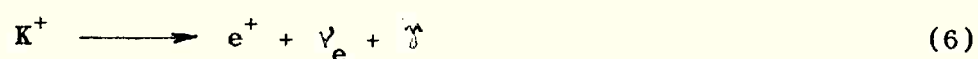
As reações (1) e (5) não seriam as únicas capazes de revelar a existência do W^\pm e, na próxima seção veremos outras possíveis reações de produção dessa partícula. Contudo, a produção em colisões de neutrinos seria

o modo mais claro de revelar a existência do W, porque os neutrinos têm somente interações fracas, de maneira que as reações (1) e (5) não têm interferência de interações fortes. Os neutrinos devem ter alta energia para poderem produzir o W, pois a massa do W deveria ser elevada, certamente maior que $1 \text{ GeV}/c^2$, conforme veremos.

6 - ALGUNS OUTROS MODOS DE TENTAR REVELAR A EXISTÊNCIA DO W

O W poderia ser revelado por outros processos. Citaremos, a título de exemplos, os dois seguintes.

1) O autor, em colaboração com Berman e Ghani⁸⁾, estudou a influência que teria o W na desintegração eletrônica radioativa do meson K^+ :

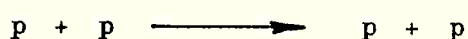
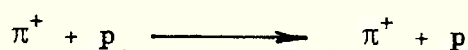


Chegaram à conclusão de que se a massa do W não fosse muito maior que a massa do kaon, a troca virtual do W entre as outras partículas aumentaria a taxa do processo (6). Ainda não foi feita nenhuma experiência para verificar esta previsão.

2) O W^\pm poderia ser produzido em colisões hadron-hadron. A seção de choque para tal produção seria aproximadamente 10^6 vezes menor que as seções de choque para interações fortes. Por exemplo, a seção de choque do processo



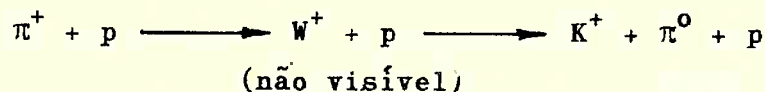
seria da ordem de 10^{-32} cm^2 , enquanto que os processos



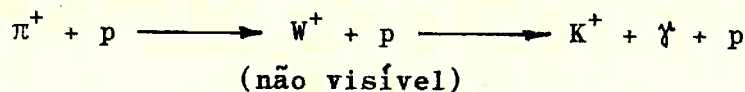
têm seções de choque da ordem de 10^{-26} cm^2 . É interessante assinalar que devido à vida média tão curta do W^\pm , no detector seriam captados os produtos de desintegração do W^\pm e não o W^\pm mesmo. Em consequência, produção e desintegração rápida do W^\pm faria com que as partículas incidentes e as finais simulassem reações com propriedades inesperadas, como por exemplo:

a) Aparente não conservação de estranheza em interações fortes.

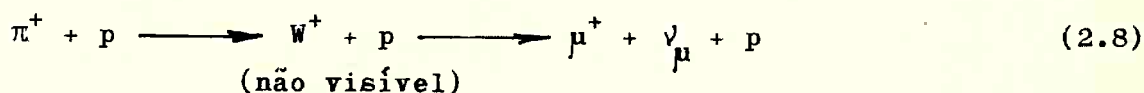
Por exemplo, na reação:



o detector captaria $K^+ + \pi^0 + p$, com aparente não conservação de estranheza na produção do K^+ . Esse processo poderia ocorrer se $M_W > M_K + M_\pi$. Se $M_K < M_W < M_K + M_\pi$ prevaleceria o processo $W^+ \longrightarrow K^+ + \gamma$ e detectaríamos $K^+ + \gamma + p$ como resultado da interação, isto é,

b) Aparente produção direta de léptons em interações fortes.

Exemplo:



com aparente produção direta do μ^+ em interação forte.

As interpretações dos resultados das experiências sobre produção de W em colisões hadron-hadron seriam muito difíceis, devido à grande interferência das interações fortes.

7 - AS EXPERIÊNCIAS COM NEUTRINOS REALIZADAS NO CERN

No CERN foram realizadas simultaneamente duas experiências, com técnicas diferentes, utilizando o mesmo feixe de neutrinos de alta energia: uma com a câmara de bolhas de líquidos pesados do CERN⁹⁻¹³⁾, a outra com câmaras de centelhas construídas especialmente para a experiência do neutrino¹⁴⁻¹⁹⁾. O feixe de neutrinos passava antes pela câmara de bolhas, e depois pelas câmaras de centelhas, como está indicado na figura 3.1.

Para estas experiências, o sincroton para protons do CERN foi utilizado num total de 60 dias para colheita de dados (sem incluir o tempo utilizado para provas de equipamento), com um total de 1.280.000 impulsos do acelerador, com a intensidade média de 7×10^{11} protons circulantes por im-

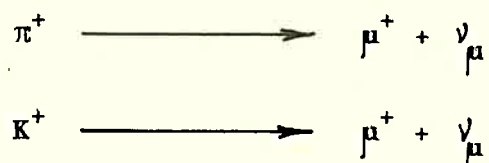
pulso.

8 - RESULTADOS OBTIDOS COM AS EXPERIÊNCIAS DE NEUTRINOS

Até o presente foram realizadas duas experiências com feixes de neutrinos de alta energia (1 a 8 GeV) junto a aceleradores, uma em Brookhaven^{20,21}, outra no CERN. Os resultados obtidos naquelas experiências, foram analisados minuciosamente pelo autor em outro trabalho²², sem a hipótese da existência de um boson vetorial intermediário nas interações fracas, e suas implicações teóricas. Aqui resumiremos as conclusões.

1a.) Foi demonstrado pela experiência de Brookhaven, e confirmado pela experiência do CERN com muito melhor estatística, que há dois tipos de neutrino: um associado ao eletron, que chamaremos neutrino de eletron e representaremos por ν_e ; outro associado ao muon, que chamaremos neutrino de muon e representaremos por ν_μ .

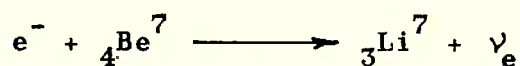
Assim, o neutrino produzido conjuntamente com o muon na desintegração do pion ou do kaon positivos é o ν_μ :



(estamos inferindo que na desintegração do pion e na desintegração do kaon o neutrino produzido é o mesmo). O neutrino produzido conjuntamente com o eletron na desintegração beta é o ν_e ou melhor é a antipartícula relativa ao ν_e :



e o neutrino produzido na captura K também é o ν_e , como por exemplo na reação



As conclusões seguintes, de 2a.) a 7a.) foram tôdas obtidas nas experiências do CERN^{9-19,22}.

2a.) Numa interação de partículas elementares há conservação do

número leptônico, isto é, o número de leptons menos o número de antileptons é conservado. A experiência estabelece um limite superior de 1% para uma possível violação da conservação de leptons.

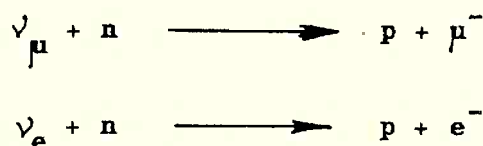
3a.) Não há permuta de neutrino ("neutrino flip"), isto é, não é verdadeira a hipótese levantada por Feinberg, Gursev e Pais²³⁾ de que talvez o neutrino resultante da desintegração do K^+ seja ν_e e não ν_μ .

4a.) Representando o fator de forma axial em função do quadrado do quadri-vetor da quantidade de movimento, transferido, q^2 , e de um parâmetro M_A , por uma expressão análoga à usada por Hofstadter para representar os fatores de forma eletromagnética, isto é, tomando

$$F_A = \frac{1}{\left(1 + \frac{q^2}{M_A^2}\right)^2}$$

então o parâmetro M_A tem o valor $M_A = (1,0^{+0,5}_{-0,3})$ GeV

5a.) O comportamento geral da seção de choque para interações elásticas de neutrino, isto é,



não revela nenhuma discrepância significativa em relação ao previsto teoricamente, no intervalo de energia compreendido aproximadamente entre 1 e 8 GeV.

6a.) A experiência dá uma indicação da universalidade muon-eletron para valores de q^2 até da ordem de 1 GeV.

7a.) A seção de choque para interações inelásticas do ν_μ , isto é, interações com produção de pions e/ou partículas estranhas é aproximadamente igual à seção de choque para interações elásticas, no intervalo de energia mencionado.

9 - CONTRIBUIÇÕES DO AUTOR

Faremos agora um resumo das contribuições que o autor deu à experiência do neutrino realizada no CERN.

1) O autor propôs a experiência no CERN, em colaboração com Krienen e Steinberger²⁴⁾, mostrando que a experiência era factível.

2) Uma vez aprovada a realização da experiência, o autor propôs que, além de se utilizar a câmara de bolhas de líquido pesado, fosse a experiência feita com câmaras de centelhas (e não com cintiladores líquidos, como se pensava na época). Determinou ainda as características das câmaras de centelhas a serem utilizadas numa experiência para detectar interações de neutrinos de alta energia^{25,26)}, as câmaras da experiência do CERN tendo sido construídas com base nas sugestões do autor.

3) Calculou a blindagem.

4) Calculou o fluxo de neutrinos, fazendo um programa para computador IBM 7090, independentemente do de Van der Meer, para controle.

5) Em colaboração com Reinharz e Spoonley fez o programa (para o computador IBM 7090 e para o computador Mercury, da Ferranti) para análise das fotografias. O programa faz a reconstrução dos eventos no espaço, partindo de duas fotografias estereoscópicas, e para cada partícula calcula sua energia, ou um limite superior da energia quando a partícula escapa do detector, com as hipóteses de que seja muon, pion, kaon ou proton.

6) Dirigiu a instalação do laboratório de análises de fotografia para o grupo das câmaras de centelhas, isto é, a construção, montagem e prova das mesas de "scanning", e instrumentos de medida de coordenadas nas fotografias. (O instrumento utiliza um coordenatógrafo, dos tipos usados em trabalhos de cartografia, e foi desenvolvido pelo autor no CERN, em 1959, sendo atualmente adotado em muitas universidades).

7) Fez a análise do fator de forma F_A , descrita com detalhe em recente trabalho do autor²²⁾.

8) Participou da análise específica das fotografias para a procura do boson intermediário.

9) Durante um ano e meio foi coordenador da experiência do neutrino, isto é, coordenava os trabalhos dos grupos de câmaras de centelha, de câmaras de bolhas, dos engenheiros e técnicos do sincroton para protons.

10) Finalmente, no presente trabalho, é feita, pela primeira vez, uma apresentação e análise sistemática e completa da experiência destinada à detecção do boson W, englobando todos os aspectos teóricos e experimentais. Em particular, cumpre ainda destacar o caráter original e inédito

a) da apresentação completa, no capítulo V, das previsões da experiência, isto é, a conexão entre os dados teóricos e o arranjo experimental a fim de prever os possíveis resultados que seriam obtidos;

b) da análise detalhada, nos capítulos VI e VII, da pesquisa do boson W pela procura dos pares (μ^+ , μ^-) e pares (e^+ , μ^-).

capítulo I

**AS INTERAÇÕES DE FERMI
COM TRANSFERÊNCIA DE
PEQUENAS QUANTIDADES
DE MOVIMENTO**

1.1 - INTRODUÇÃO

Antes das experiências realizadas com feixes de neutrinos de alta energia, nossos conhecimentos a respeito da estrutura das interações fracas provinham principalmente do estudo da desintegração beta, da desintegração do muon, da captura do muon e da desintegração do pion, representadas respectivamente pelas equações (1.1) a (1.4):

$$n \longrightarrow p + e^{-} + \bar{\nu}_e \quad (1.1)$$

$$\mu^{+} \longrightarrow e^{+} + \nu_e + \bar{\nu}_\mu \quad (1.2)$$

$$\mu^{-} + p \longrightarrow n + \nu_\mu \quad (1.3)$$



Os três primeiros processos têm em comum dois aspectos, que desempenharão papel importante nas discussões que se seguirão neste trabalho:

- 1º) envolvem interações a quatro fermions;
- 2º) ocorrem com pequena quantidade de movimento transferida, da ordem de alguns MeV/c na desintegração beta (1.1) e da ordem de 100 MeV/c 3m (1.2) e (1.3).

Depois da hipótese da não conservação de paridade em interações fracas, feita por Lee e Yang ¹⁾ em 1956, e da sua confirmação experimental ^{2,3)} uma série de experiências foi realizada a respeito dos processos (1.1) a (1.4), cujos resultados são fundamentais para nossos conhecimentos a respeito da estrutura das interações fracas. Para que possamos acompanhar a contribuição que as experiências com feixes de neutrinos de alta energia deram neste campo da Física, recapitularemos brevemente os fundamentos das teorias tipo Fermi, relacionando-os com os resultados experimentais mais importantes.

1.2 - INTERAÇÃO DE FERMI

Suponhamos uma interação a quatro fermions, representada pelo diagrama de Feynman seguinte:

A forma mais geral da densidade de hamiltoniana da interação a quatro fermions local, isto é, que descreve um fenômeno que ocorre em um mesmo ponto espaço-tempo, e invariante em relação a uma transformação de Lorentz, pode ser escrita ¹⁾:

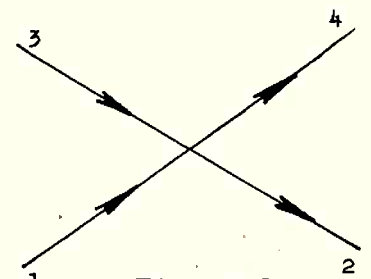


Fig. 1.1

$$\mathcal{H} = \sum_{i=S,V,A,T,P} \left[G_i (\bar{\psi}_4 o_i \psi_3) (\bar{\psi}_2 o_i \psi_1) + G_i' (\bar{\psi}_4 o_i \psi_3) (\bar{\psi}_2 o_i \gamma_5 \psi_1) \right] + \text{conjugado hermitiano} \quad (1.5)$$

onde:

O_i são os operadores covariantes de Dirac,

$$O_S = 1$$

$$O_V = i \gamma_\alpha$$

$$O_A = i \gamma_\alpha \gamma_5 \tag{1.6}$$

$$O_T = -i \sigma_{\alpha\beta} = -i(\gamma_\alpha \gamma_\beta - \gamma_\beta \gamma_\alpha)$$

$$O_P = i \gamma_5$$

ψ são os operadores de campo de destruição de fermions e criação de antifermions,

$\bar{\psi}$ são os operadores de campo de criação de fermions e destruição de antifermions,

G_i e G'_i são constantes de acoplamento com paridades opostas.

O número de combinações possíveis com os operadores O_i para formação da densidade de hamiltoniana é muito grande. No entanto, os resultados experimentais que descreveremos na próxima seção mostram que somente alguns termos existem ou predominam, o que simplifica imensamente as expressões de \mathcal{H} .

1.3 - RESUMO DE INFORMAÇÕES EXPERIMENTAIS

1.3.1 - Resultados de experiências sobre desintegração beta

1) Assimetria na emissão dos eletrons na desintegração beta de núcleos polarizados. A primeira experiência ²⁾ foi realizada com Co^{60} e demonstrou a não conservação de paridade em interações fracas, e portanto, a existência simultânea de constantes G_i e G'_i na expressão (1.5) de \mathcal{H} .

2) A medida da helicidade, isto é, o coseno do ângulo entre o spin e a quantidade de movimento do neutrino ²⁷⁾, com o resultado de que é -1. Este resultado mostra que o operador de campo do neutrino ψ_e aparece na hamiltoniana da interação como

$$(1 + \gamma_5) \psi_\nu \quad (1.7)$$

3) A medida da polarização longitudinal de eletrons emitidos em desintegração beta de núcleos não polarizados²⁸⁻³⁴, com o resultado de que a helicidade do eletron é $-v/c$ e a do positron é $+v/c$, em todos os casos examinados, onde v = velocidade do eletron e c = velocidade da luz no vácuo.

Êste resultado mostra que o operador de campo do eletron aparece na hamiltoniana da interação como

$$(1 + \gamma_5) \psi_e \quad (1.8)$$

Junto com o resultado anterior, êste resultado restringe as possíveis interações de Fermi na desintegração beta à mistura de vetor e axial. A densidade de hamiltoniana responsável pela desintegração beta fica, portanto:

$$\mathcal{H}^\beta = \frac{G_V^\beta}{\sqrt{2}} \bar{\psi}_p \gamma_\sigma (1 - \frac{G_A^\beta}{G_V^\beta} \gamma_5) \psi_n \bar{\psi}_e \gamma_\sigma (1 + \gamma_5) \psi_\nu + c.h. \quad (1.9)$$

onde c.h. significa o conjugado hermitiano, e ψ_p, ψ_n, ψ_e e ψ_ν são os operadores de campo que descrevem absorção (emissão) das partículas p, n, e^- , γ_e (das antipartículas p, n, e^+, ν_e), respectivamente.

4) A medida da correlação angular eletron-neutrino³⁵⁻³⁷ e da polarização circular de raios gama emitidos após a desintegração beta numa certa direção em relação à direção do eletron, confirmam que a interação é mistura de axial e vetor.

5) A medida^{38,39} da vida média do O^{14} , que permitiu determinar a razão

$$\frac{|G_A^\beta|}{|G_V^\beta|} = 1,18 \quad (1.10)$$

6) O estudo da desintegração de neutrons livres polarizados, com a medida simultânea da correlação angular da direção do spin do neutron, quantidade de movimento do eletron^{40,41} e quantidade de movimento do anti-neutrino, permitiu a medida do sinal da razão G_A^β / G_V^β :

$$\frac{G_A^\beta}{G_V^\beta} = -1,18 \quad (1.11)$$

Uma análise minuciosa dessas experiências é feita nas referências 42 e 43).

1.3.2 - Resultados das experiências sôbre a desintegração do muon

1) A medida do espectro do eletron proveniente da desintegração do muon. Chamando x ao quociente da energia do eletron pela máxima energia do eletron, o seu espectro de energia é dado por:

$$N(x)dx = 4x^2 \left[3(1-x) + \frac{2}{3} \rho (4x-3) \right] dx$$

onde ρ é o chamado parâmetro de Michel. Várias medidas do parâmetro ρ efetuadas nos últimos anos, são consistentes com o valor 0,75, sendo que o último resultado publicado⁴⁴⁾ dá o valor $0,75 \pm 0,005$. Este valor de ρ , (3/4), implica em que a interação responsável pela desintegração do muon é da forma⁴⁵⁾ V - A ou S + P + T.

2) A medida da distribuição angular dos eletrons na desintegração do muon, com o resultado³⁾

$$N(\theta) d\theta \sim (1 + \alpha \cos\theta) d\theta \quad \text{com } \alpha = -1/3$$

onde θ é o ângulo entre a direção do eletron e a do spin do muon e que foi a primeira demonstração da não conservação da paridade numa interação fraca que não seja desintegração beta. Esse resultado coincide com a previsão tanto da teoria V - A como da S + P + T. Se a helicidade do e^+ produzido é a mesma que na desintegração beta (igual a $v/c \approx 1$), então podem ser consideradas duas possibilidades:⁴⁵⁾

a) o μ^+ tem helicidade negativa. A teoria V - A prevê então $\alpha = -1/3$ e a S + P + T prevê $\alpha = +1/3$;

b) o μ^+ tem helicidade positiva. As previsões são de sinal oposto às do caso anterior.

As duas experiências indicadas a seguir selecionam univocamente V - A.

3) Medidas da polarização do e^+ produzido na desintegração do μ^+ ^{46,47)}, mostraram que de fato a helicidade desse e^+ é a mesma que na desintegração beta.

4) Medidas da polarização do μ^- produzido pela desintegração do π^- 48,49) mostram que a helicidade do μ^- é positiva ($+1,17 \pm 0,32$), e consequentemente a helicidade do μ^+ é negativa.

5) A medida da vida média do muon, com o valor⁵⁰⁾ $(2,200 \pm 0,0015) \times 10^{-6}$ s dá como resultado que o valor da constante $G_V^\mu = -G_A^\mu$ da desintegração do muon é igual ao de G_V^β obtido na desintegração beta.

A densidade de hamiltoniana responsável pela desintegração do muon é portanto:

$$\mathcal{H}^\mu = \frac{G_V}{\sqrt{2}} \bar{\Psi}_\nu \gamma_\sigma (1 + \gamma_5) \Psi_\mu \bar{\Psi}_e \gamma_\sigma (1 + \gamma_5) \Psi_\nu + \text{c.h.} \quad (1.12)$$

onde Ψ_ν e Ψ_μ são operadores de campo que descrevem absorção (emissão) de ν_μ e μ^- ($\bar{\nu}_\mu$ e μ^+), respectivamente, sendo $G_V = G_V^\mu = -G_A^\mu = G_V^\beta$

1.3.3 - Interação de captura de μ^-

O fato de aparecer a mesma constante de acoplamento G_V em (1.9) e (1.12), e de serem as estruturas dessas interações idênticas (exceto pelo fator 1,18 em (1.9), que pode ser devido a renormalização), reforça a idéia da universalidade da interação de Fermi. Essa idéia resultou do fato de serem da mesma ordem de grandeza as constantes de acoplamento G^β , G^μ , G^{cap} , correspondentes às interações da desintegração beta, desintegração do muon e captura do muon, respectivamente.

Em particular, sendo \mathcal{H}^μ invariante em relação à substituição

$$\mu^- \longleftrightarrow e^- \quad , \quad \nu_\mu \longleftrightarrow \nu_e$$

é razoável admitir-se que toda a hamiltoniana é invariante em relação a essa substituição (universalidade $\mu^- - e^-$). Portanto, ter-se-ia para a interação de captura do muon:

$$\mathcal{H}^{\text{cap}} = \frac{G_V^{\text{cap}}}{\sqrt{2}} \bar{\Psi}_p \gamma_\sigma (1 + 1,18 \gamma_5) \Psi_n \bar{\Psi}_\mu \gamma_\sigma (1 + \gamma_5) \Psi_\nu + \text{c.h.} \quad (1.13)$$

onde, por hipótese, $G_V^{\text{cap}} = G_V$

As previsões resultantes de \mathcal{H}^{cap} estão de acordo com os resultados experimentais. Cumpre observar que os resultados experimentais sobre captura de muon não são suficientes para determinar unívocamente a estrutura de \mathcal{H}^{cap} . Se a estrutura fôr, no entanto, dada por (1.13), os resultados experimentais dão

$$G_V^{\text{cap}} = G_V$$

1.4 - AS INTERAÇÕES FRACAS COM GRANDES QUANTIDADES DE MOVIMENTO TRANSFERIDAS

O que acabamos de expor nos mostra que os resultados experimentais relativos aos processos que se passam com pequenas quantidades de movimento transferidas são satisfatoriamente explicados por uma teoria de interação de Fermi com a combinação vetor-axial (V -A) na densidade de hamiltoniana. A possibilidade de existência de uma teoria universal de Fermi com a combinação (V -A), foi sugerida por Feynman e Gell-Mann⁵¹⁾, por Marshak e Sudarshan⁵²⁾.

Espera-se⁵³⁾ que a altas energias, em interações fracas que se processam com grande transferência de quantidade de movimento, a teoria de interação Fermi não possa ser mais aplicada como o é a baixas energias. O fato de a teoria considerar interação puntiforme nos leva a dificuldades por que a teoria não é renormalizável, e somos então inclinados a pensar que a interação não é leal (ver seção 2.1). A existência do W daria então um possível mecanismo para introduzirmos uma não localidade na interação fraca a quatro fermions.

capitulo II

**OS FUNDAMENTOS
TEÓRICOS
D A
EXPERIÊNCIA**

A fim de poder melhor descrever a experiência e discutir seus resultados, exporemos neste capítulo as propriedades básicas do boson vetorial intermediário e os fundamentos da teoria de sua produção em interações de neutrinos de alta energia. Vários autores têm trabalhado nessa teoria, especialmente Lee, Markstein e Yang⁵⁴⁾, Veltman⁵⁵⁻⁵⁷⁾ e Bell e Veltman^{58,59)}. Seguiremos o modo de exposição e a notação de Veltman⁵⁷⁾. Apresentaremos no fim do capítulo os valores numéricos das seções de choque de produção em alumínio e cobre, para massa do boson igual a $0,6 M_p$ e M_p ($M_p =$ massa do proton).

2.1 - INTRODUÇÃO

Vimos no capítulo I que, como as interações eletromagnéticas se processam através da troca de um foton e as interações fortes através da troca de um meson, entre as partículas que interagem, é natural que tentemos explicar as interações fracas como devidas à troca de um mediador en-

tre as partículas que participam da interação. Os três tipos de interação teriam então um liame comum, que seria o de se processarem através da troca de uma partícula, que denominaremos meson W.

A teoria de interações fracas puntiformes nos leva a dificuldades, porque não é renormalizável, e somos então inclinados a pensar que a interação não é local. O meson intermediário seria um dos mecanismos que introduziria uma não localidade; a interação se estenderia a um raio da ordem de $\frac{1}{M_W}$, onde M_W é a massa do meson. Com a introdução do meson intermediário a teoria de interações fracas ainda é não renormalizável, mas se torna menos divergente (55-56).

2.2 - PROPRIEDADES BÁSICAS DO MESON INTERMEDIÁRIO NAS INTERAÇÕES FRACAS

Admitindo a existência de um mediador nas interações fracas, decorre imediatamente uma série de propriedades dêste. Assim:

1) Deve ter spin = 1 a fim de transmitir as partes vetorial e vetorial-axial das interações fracas. Deve ser, portanto, um boson.

2) A massa do W deve ser maior que a do kaon, caso contrário o kaon poderia se desintegrar num W, por exemplo de acôrdo com a reação:



e então o W já deveria ter sido detectado.

Um valor mais alto dêsse limite inferior para M_W pode ser obtido a partir do parâmetro de Michel da desintegração do muon. De fato, Lee e Yang^{7b)} obtiveram para ρ a expressão

$$\rho = 0,75 + \frac{M_\mu^2}{3M_W^2}$$

onde M_μ é a massa do muon. O valor experimental de ρ sendo⁽⁴⁴⁾
 $\rho = 0,750 \pm 0,005$, obtemos

$$M_W > 8 M_\mu$$

3) Deve haver bosons W com cargas elétricas positiva e negativa, que representaremos respectivamente por W^+ e W^- .

4) Além da carga elétrica, o W deve possuir:

a) um momento magnético $= \frac{e}{2 M_W c} (1 + \lambda) \times \text{spin}$ onde λ é a parte anômala e desconhecida.

b) um momento de quadripolo $Q = -\frac{e\lambda}{M_W^2}$

5) O W deve interagir fracamente com outros campos, de modo a reproduzir na região de baixas energias as interações de Fermi. Assim a hamiltoniana de interação seria dada por:

$$\mathcal{H} = \phi_\lambda (j_\lambda^l + j_\lambda^H) + \text{c.h.} \quad (2.1)$$

em que j_λ^l é a corrente leptônica

$$j_\lambda^l = i \sum_{l=\mu, e} g_l \bar{\psi}_\nu \gamma_\lambda (1 + \gamma_5) \psi_l \quad (2.2)$$

e j_λ^H é a corrente hadrônica. Nessas equações ϕ_λ , ψ_l e ψ_ν são os operadores de campo para criação de W^+ , μ^+ (ou e^+) e $\bar{\nu}_\mu$ (ou $\bar{\nu}_e$) e destruição de W^- , μ^- (ou e^-) e ν_μ (ou ν_e). No que se segue apenas será importante o elemento de matriz da corrente hadrônica entre um estado de um neutron (n) e de um proton (p).

$$\langle p | j_\lambda^H | n \rangle = i g_N \bar{u}_p \gamma_\lambda (1 + a \gamma_5) u_n \quad (2.3)$$

sendo $a = 1,18$

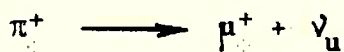
6) As constantes de acoplamento g_l (g_μ ou g_e , conforme o caso) e g_N estão relacionados com as constantes da interação de Fermi que aparecem em \mathcal{H}^β , \mathcal{H}^μ e \mathcal{H}^{cap} dadas, respectivamente, pelas (1.9), (1.12) e (1.13), pelas expressões seguintes:

$$\begin{aligned} G_V^\beta &= G_V = \sqrt{2} g_e g_N / M_W^2 \\ G_V^\mu &= G_V = \sqrt{2} g_\mu g_e / M_W^2 \\ G_V^{\text{cap}} &= (G_V^?) = \sqrt{2} g_\mu g_N / M_W^2 \end{aligned} \quad (2.4)$$

Das duas primeiras relações resulta:

$$g_{\mu} = g_N$$

A relação entre g_e e g_{μ} pode ser obtida por comparação das amplitudes de desintegração de:



com os valores experimentais. Resulta, dentro dos erros das medidas, a igualdade:

$$g_e = g_{\mu}$$

Portanto, se é válida a teoria do boson vetorial, tem-se de fato a simetria $\mu \leftrightarrow e$ e a igualdade $G_V^{cap} = G_V$ anteriormente conjecturada. No que se segue adotaremos essa hipótese.

Definindo g_w por:

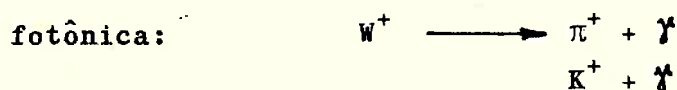
$$g_w = g_e = g_{\mu} = g_N \quad (2.5)$$

obtem-se para seu valor em função da constante de Fermi:

$$g_w = 2^{-0,25} M_w G_V^{0,5}$$

2.3 - MODOS DE DESINTEGRAÇÃO DO W

Como consequência do que foi exposto na seção 2.2 os seguintes modos de desintegração são possíveis:



(2.6)

às quais poderíamos adicionar as desintegrações em mais do que duas partículas. Neste trabalho chamaremos de desintegração eletrônica e muônica respectivamente à primeira e à segunda das (2.6).

Nuyts⁶⁰⁾ calculou que se $M_W \leq 2 M_p$, onde M_p é a massa do próton, somente as quatro primeiras desintegrações têm uma taxa apreciável. Representando por

$$T(W^+ \longrightarrow e^+ + \nu_e) = T_e \quad (2.7)$$

a taxa de desintegração da primeira, e usando notação semelhante para as outras, Nuyts calculou que:

$$\begin{aligned} T(W^+ \longrightarrow \mu^+ + \nu_\mu) &\leq T_e \\ T(W^+ \longrightarrow \pi^+ + \pi^0) &\leq 12 T_e \\ T(W^+ \longrightarrow K + \pi) &\leq 0,5 T_e \end{aligned} \quad (2.8)$$

Os valores das taxas de desintegração dependem de M_W . Por exemplo, se M_W coincidir com a massa do meson ρ ($765 \pm 3 \text{ MeV}/c^2$) há um aumento grande na taxa $T(W \longrightarrow \pi + \pi)$. A figura 2.1 mostra o resultado dos cálculos de Nuyts para as relações entre várias taxas de desintegração em função da massa M_W (na figura estão assinalados os pontos calculados).

Vida média - As taxas de desintegração dos processos



foram calculados por vários autores⁵⁴⁻⁵⁶⁾ e são:

$$T(W^+ \longrightarrow \mu^+ + \nu_\mu) = T_e = \frac{G_V M_W^3}{6 \pi \sqrt{2}} \gg 8 \times 10^{16} \text{ s}^{-1}$$

o que corresponde a uma vida média $\lesssim 10^{-17} \text{ s}$.

2.4 - PRODUÇÃO DE W POR NEUTRINOS

Devido à conservação de leptons, uma reação induzida por neutrino deve produzir um lepton no estado final. Em consequência da hamiltoniana (2.1) a criação de W^+ por neutrino ocorreria através do processo virtual

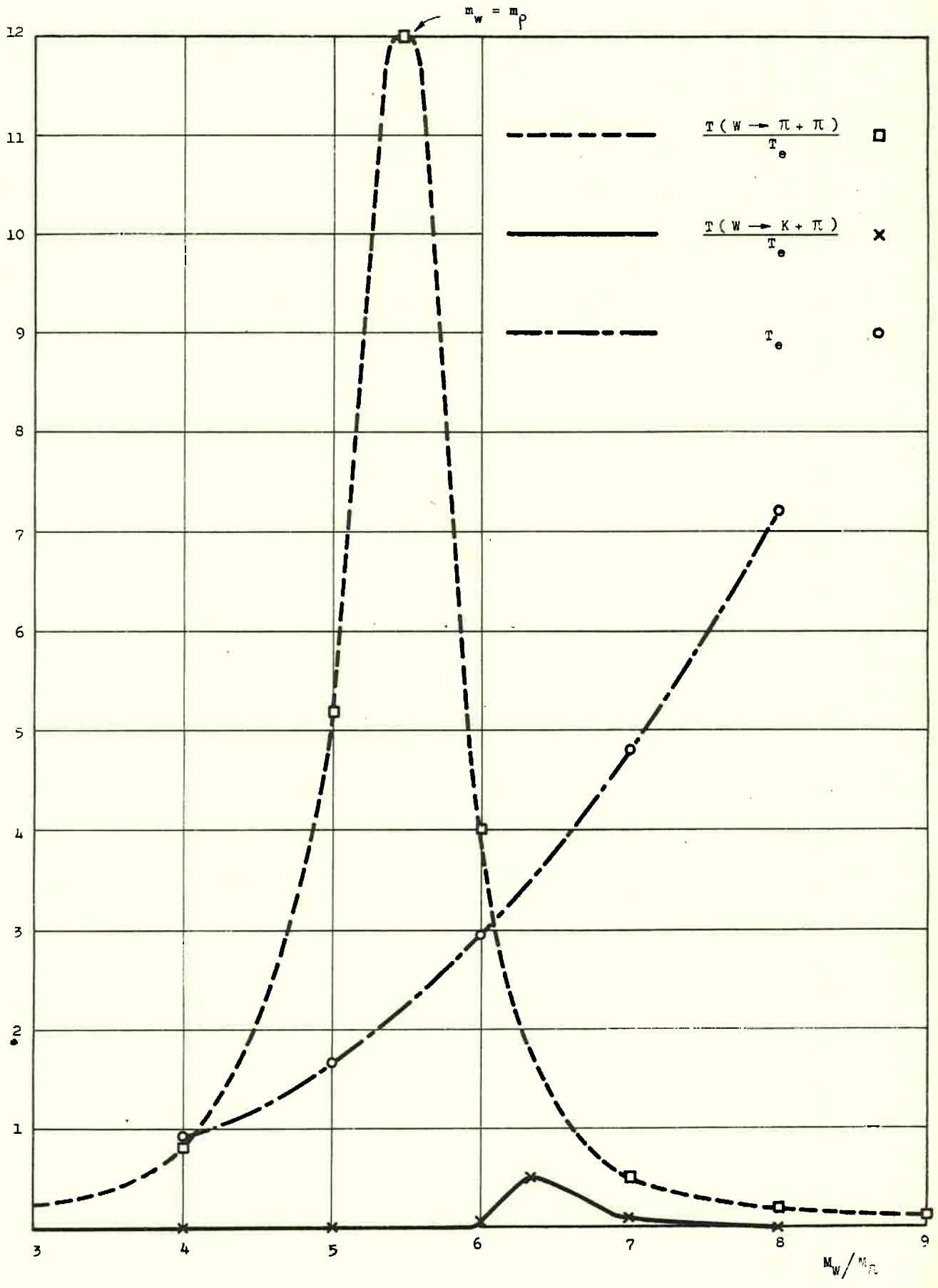
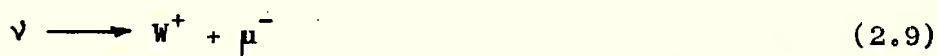


FIG. 2.1 - Relações entre as várias taxas de desintegração do W^+ , calculadas por Nuyts.



Uma análise simples mostra que êsse processo não pode ocorrer no vácuo, porque não haveria conservação de quantidade de movimento e de energia. Para que o processo se torne real é necessária a participação de uma quarta partícula que interaja com o W^+ ou o μ^- (sem destruir o W). Essa po de ser um núcleo de carga elétrica Ze , que troque um foton virtual, γ , com o W^+ ou o μ^- .

Êsses processos são indicados pelos diagramas de Feynman da figura 2.2 onde Z representa um núcleo. No diagrama (a) o raio gama é trocado entre o W^+ e Z ; no diagrama (b) êle é trocado entre μ^- e Z . Os dois diagramas mostram o vértice (A) que não pode ocorrer no vácuo. O vértice (B) re-

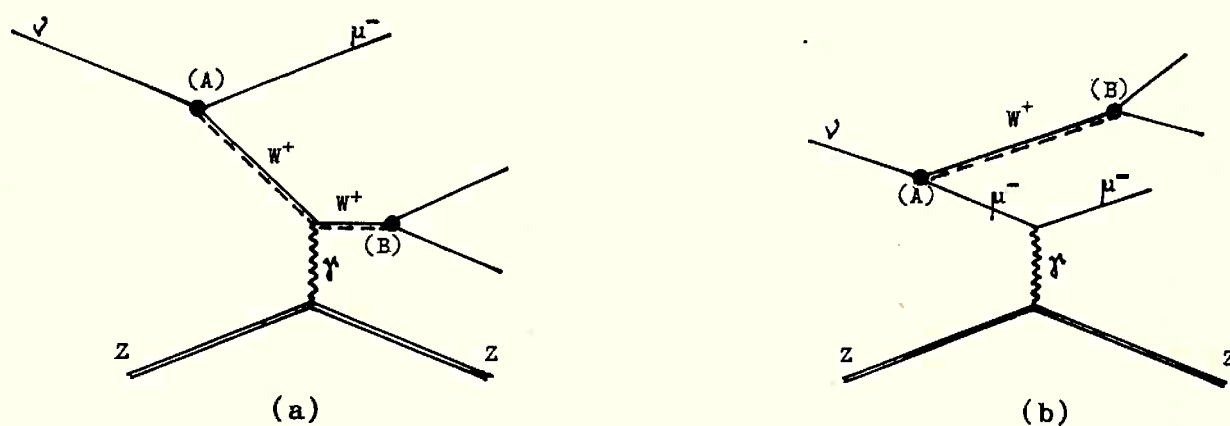
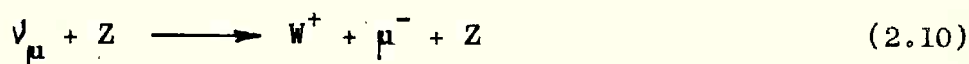


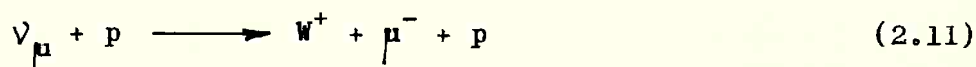
Fig. 2.2

presenta a desintegração (real) do W^+ , por exemplo por algum dos processos (2.6).

Êsses diagramas representam então o processo:



Processos coerente e incoerente - O processo (2.10) no qual o núcleo interage como um todo é chamado coerente. O processo de produção do W^+ pode também ocorrer, sendo o foton trocado com um proton do núcleo Z ; neste caso o processo é chamado incoerente, pois cada proton interage isoladamente, e é representado por:



Diagramas análogos se constroem para a produção de W^- (negativo) por antineutrino. Notemos que no vértice (A) há conservação de leptons. O antineutrino produz o W^- associado a um μ^+ .

2.5 - SEÇÃO DE CHOQUE PARA PRODUÇÃO DE W^+ POR NEUTRINOS

As seções de choque para as reações (2.10) e (2.11) foram calculadas por Lee, Markstein e Yang⁵⁴⁾, por Veltman⁵⁵⁻⁵⁷⁾ e por Wu et al⁶¹⁾. Em nossa exposição seguiremos Veltman⁵⁷⁾.

Consideremos inicialmente a densidade de hamiltoniana da interação fraca entre o neutrino, o muon e o boson W:

$$\mathcal{H} = g \phi_\rho(x) \bar{\Psi}_{(\mu)}(x) \gamma_\rho (1 + \gamma_5) \Psi_{(\nu)}(x) + \text{c.h.} \quad (2.12)$$

onde ϕ_ρ é o operador de campo de criação de W^+ e destruição de W^- , $\bar{\Psi}_{(\mu)}$ é o operador de campo de criação de μ^+ e destruição de μ^- , $\Psi_{(\nu)}$ é o operador de campo de destruição de neutrino e criação de antineutrino.

γ_ρ e γ_5 são as matrizes de Dirac e g é a constante de acoplamento.

Os campos ϕ_ρ , $\bar{\Psi}_{(\mu)}$ e $\Psi_{(\nu)}$ não podem ser os campos livres, porque, como vimos, o processo não pode ocorrer no vácuo. Então introduzimos para o W e para o muon funções de onda que representam o espalhamento coulombiano dessas partículas, em primeira ordem na constante de acoplamento eletromagnético $\alpha = Z e^2$. Tais funções de onda são dadas a seguir.

2.5.1 - Função de onda do boson intermediário

$$\varphi_\sigma^W = \frac{e^{i \mathbf{k} \cdot \mathbf{x}}}{\sqrt{2\omega}} e_{\sigma} - \int d_4 K' e^{i K' \cdot x} \frac{\delta_{\sigma\rho} + \frac{K'_\sigma K'_\rho}{M_W^2}}{K'^2 + M_W^2} J_{\rho 0}(K') \quad (2.13)$$

onde \vec{K} (ou \vec{K}') é a quantidade de movimento do W

ω = energia total do W = $(K^2 + M_W^2)^{1/2}$.

V = volume no qual se considera o sistema encerrado (êste volume desaparece na integração final)

e_σ = polarização do campo eletromagnético

M_W = massa do W

$J_{\rho 0}(K')$ é definida a partir da seguinte função:

$$J_\rho(x) = \alpha f(r) \left[2 \frac{\partial \varphi_\rho^W}{\partial x_4} - \frac{\partial \varphi_4^W}{\partial x_\rho} - \delta_{\rho 4} \sum_{\sigma=1}^4 \frac{\partial \varphi_\sigma^W}{\partial x_\sigma} \right] +$$

$$- \lambda \alpha \delta_{\rho 4} \sum_{\sigma=1}^4 \varphi_\sigma^W \frac{\partial f(r)}{\partial x} - (1 - \lambda) \alpha \varphi_4^W \frac{\partial f(r)}{\partial x_\rho} \quad (2.14)$$

$\alpha = Z e^2$ constante de acoplamento eletromagnético

$f(r)$ = função que depende da distribuição da carga elétrica no núcleo (por exemplo é igual a r^{-1} para carga puntiforme)

$\lambda =$ é parte anômala do momento magnético do W^+ , $\mu_W = e(1+\lambda) / 2 M_W c$

Chamemos $J_{\rho 0}(x)$ à função $J(x)$ escrita com a expressão de ϕ_ρ para o campo livre, que chamaremos $\phi_\rho^0(x)$.

$$\phi_\rho^0(x) = e_\rho(k) (2w)^{-1/2} e^{-ikx} \quad (2.15)$$

A função $J_{\rho 0}(k')$ é definida como a transformada de Fourier de $j_{\rho 0}(x)$:

$$J_{\rho 0}(K') = (2\pi)^{-4} \int d_4x e^{iK'x} J_{\rho 0}(x) \quad (2.16)$$

As expressões (2.14), (2.15) e (2.16) definem portanto a função de onda ϕ_ρ^W dada pela expressão (2.13), na aproximação desejada.

2.5.2 - Função de onda do muon

$$\bar{\psi}_{(\mu)}(x) = V^{-1/2} e^{-ipx} \bar{u}_{(\mu)}(p) - \int d_4p' \frac{e^{-ip'x} \bar{J}_0(p')}{p'^2 + M_\mu^2} \quad (2.17)$$

onde \vec{p} (ou \vec{p}') é a quantidade de movimento e M a massa do muon, $u_{(\mu)}(\vec{p})$ é o espinor solução da equação de Dirac para o muon livre com quantidade de movimento \vec{p} .

$J_0(p')$ é a transformada de Fourier da função $\bar{J}_0(x)$, definida por:

$$\bar{J}_0(x) = -\alpha \left[2f(r) \frac{\partial \bar{\psi}_{(\mu)}^0(x)}{\partial x_4} + \bar{\psi}_{(\mu)}^0(x) \gamma_4 \gamma_i \frac{\partial f}{\partial x_i} \right] \quad (2.18)$$

$$\text{com } \bar{\psi}_{(\mu)}^0(x) = V^{-1/2} e^{-ipx} \bar{u}_{(\mu)}(p) \quad (2.19)$$

$$\bar{J}_0(p') = (2\pi)^{-4} \int d_4x e^{ip'x} \bar{J}_0(x) \quad (2.20)$$

As equações (2.18), (2.19), (2.20) definem, portanto $\bar{\psi}_{(\mu)}(x)$ dada pela equação (2.17)

2.5.3 - Função de onda do neutrino

$$\psi_{(\nu)}(x) = V^{-1/2} e^{i q x} u_{(\nu)}(q) \quad (2.21)$$

\vec{q} = quantidade de movimento do neutrino

$u_{(\nu)}(q)$ = solução da equação de Dirac para o neutrino, com quantidade de movimento \vec{q} .

Introduzindo as expressões (2.13), (2.17) e (2.21) na densidade de hamiltoniana e desprezando os termos em α^2 (como os termos que contêm $J_{\rho 0}(k')$ e $\bar{J}_0(p')$), obtém-se para o elemento de matriz para a produção do W^+ :

$$M = \int d_4 x \mathcal{H} = (2\pi)^4 g V^{-1} R \quad (2.22)$$

onde:

$$R = \frac{J_{\rho 0}(K') + K'_\rho K'_\rho J_{\rho 0}(K')}{K'^2 + M_W^2} \bar{u}_{(\mu)}(p) \gamma_\rho (1 + \gamma_5) u_{(\nu)}(q) + \\ + (2w)^{-1} \frac{e_\rho(K)}{p^2 + M_\mu^2} \bar{J}_0(p') \gamma_\rho (1 + \gamma_5) u_{(\nu)}(q)$$

Finalmente a seção de choque total para a produção do W^+ é dada por:

$$\sigma_{tot} = \int d_3 K \int d_3 p \frac{|M|^2 V^3}{(2\pi)^7} \delta(q_0 - p_0 - K_0) \quad (2.23)$$

A expressão de M dada por (2.22), introduzida em (2.23), permite o cálculo da seção de choque para a produção do W^+ pelos processos (2.10) e (2.11).

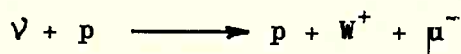
Os valores numéricos obtidos dependem de vários parâmetros desconhecidos, como a massa M_W do boson (que é o mais importante dos fatores desconhecidos), o fator $f(r)$ dependente da distribuição da carga do núcleo, o parâmetro λ da parte anômala do momento magnético, e evidentemente o núcleo utilizado como alvo. A fim de levar em consideração todos esses fatores, Lee, Markstein e Yang⁵⁴⁾, Veltman⁵⁵⁻⁵⁷⁾, Bell e Veltman⁵⁸⁾, Wu et al⁶¹⁾, integraram numericamente a equação (2.23), com um programa para computador digital.

2.6 - VALORES NUMÉRICOS DA SEÇÃO DE CHOQUE PARA PRODUÇÃO DO W^+ POR NEUTRINOS

Como as câmaras de centelhas da experiência do neutrino do CERN são feitas de alumínio e de latão, Veltman calculou valores numéricos da seção de choque para produção de W^+ em alumínio e em cobre para diversos valores de M_W . Como exemplo, estão apresentados nas tabelas (2.1), (2.2) e (2.3) seus resultados para energias do neutrino de 2 a 10 GeV, correspondentes a dois valores da massa do W: $0,6 M_p$ e $1,0 M_p$. O momento magnético do boson foi considerado igual a 1, isto é, sem a parte anômala ($\lambda = 0$). Esses resultados mostram o fato extremamente importante de diminuição da seção de choque quando a massa do boson aumenta.

T A B E L A 2 . 1

Seções de choque totais, σ_i , para o processo incoerente



obtidos por Veltman^{55,57}).

M_W : massa do W

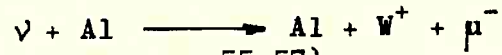
M_p : massa do proton

O momento magnético do boson foi considerado igual a 1, isto é, sem parte anômala.

Energia do neutrino (GeV)	σ_i em 10^{-38} cm ² por proton	
	$M_W = 0,6 M_p$	$M_W = M_p$
2	3,7	0,15
3	8,8	2,0
4	13,6	4,8
5	17,8	7,9
6	21,5	10,9
7	24,8	13,8
8	27,7	16,5
9	30,3	19,0
10	32,7	21,4

TABELA 2.2

Seções de choque totais para o processo

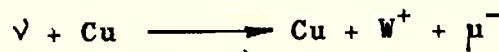
no alumínio, obtidas por Veltman^{55,57}).

M_W = massa do W^+ , M_p = massa do próton. O momento magnético do boson foi considerado igual a 1, isto é, sem parte anômala. σ_c e σ_i correspondem a processo coerente e incoerente, respectivamente.

Energia do neutrino (GeV)	Seção de choque total em 10^{-38} cm^2 por núcleo de alumínio					
	$M_W = 0,6 M_p$			$M_W = M_p$		
	σ_c	$13 \sigma_i$	$\sigma_c + 13 \sigma_i$	σ_c	$13 \sigma_i$	$\sigma_c + 13 \sigma_i$
2	10.4	48.1	58.5	0.01	2.0	2.0
3	94.5	114.4	208.9	0.23	26.0	26.2
4	274.5	176.8	451.3	3.5	62.4	65.9
5	529.6	231.4	761.0	18.4	102.7	121.1
6	839.1	279.5	1118.6	52.3	141.7	194.0
7	1193.4	322.4	1515.8	107.9	179.4	287.3
8	1593.6	360.1	1953.7	185.3	214.5	399.8
9	2046.2	393.9	2440.1	283.4	247.0	530.4
10	2560.7	425.1	2985.8	401.0	278.2	679.2

TABELA 2.3

Seções de choque totais para o processo

no cobre, obtidas por Veltman^{55,57}).

M_W = massa do W^+ , M_p = massa do próton. O momento magnético do boson foi considerado igual a 1, isto é, sem parte anômala. σ_c e σ_i correspondem, respectivamente, a processo coerente e incoerente.

Energia do neutrino (GeV)	Seção de choque em 10^{-38} cm^2 por núcleo de cobre					
	$M_W = 0,6 M_p$			$M_W = M_p$		
	σ_c	$29 \sigma_i$	$\sigma_c + 29 \sigma_i$	σ_c	$29 \sigma_i$	$\sigma_c + 29 \sigma_i$
2	11.4	107.3	118.7	0.0014	4.95	4.35
3	186.0	255.2	441.2	0.67	58.0	58.67
4	688.1	394.4	1082.5	3.5	139.2	142.7
5	1506.5	516.2	2022.7	21.4	229.1	250.5
6	2584.3	623.5	3207.3	80.6	316.1	396.7
7	3891.5	719.2	4610.7	203.2	400.2	603.4
8	5429.6	803.3	6232.9	401.2	478.5	879.7
9	7221.4	878.7	8109.1	678.9	551.0	1229.9
10	9301.3	948.3	10249.6	1037.7	620.6	1658.3

capítulo III

**O DISPOSITIVO EXPERIMENTAL I
O FEIXE DE NEUTRINOS
E A BLINDAGEM**

3.1 - INTRODUÇÃO

O arranjo experimental constava de três partes fundamentais: o feixe de neutrinos, a blindagem e os detectores. A blindagem era particularmente importante, porque devia deixar passar somente o feixe de neutrinos, reduzindo o número de interações devidas a partículas de fundo a valores excepcionalmente baixos. Os três elementos estão indicados na figura 3.1 .

Vimos na seção da Introdução que foram realizadas duas experiências simultaneamente, utilizando o mesmo feixe de neutrinos: uma com câmara de bolhas, outra com câmaras de centelhas. O feixe de neutrinos atravessava antes a câmara de bolhas e depois as câmaras de centelhas, como indicado na figura 3.1 .

Neste capítulo descreveremos a obtenção do feixe de neutrinos , a blindagem e o detector constituído de câmaras de centelhas.

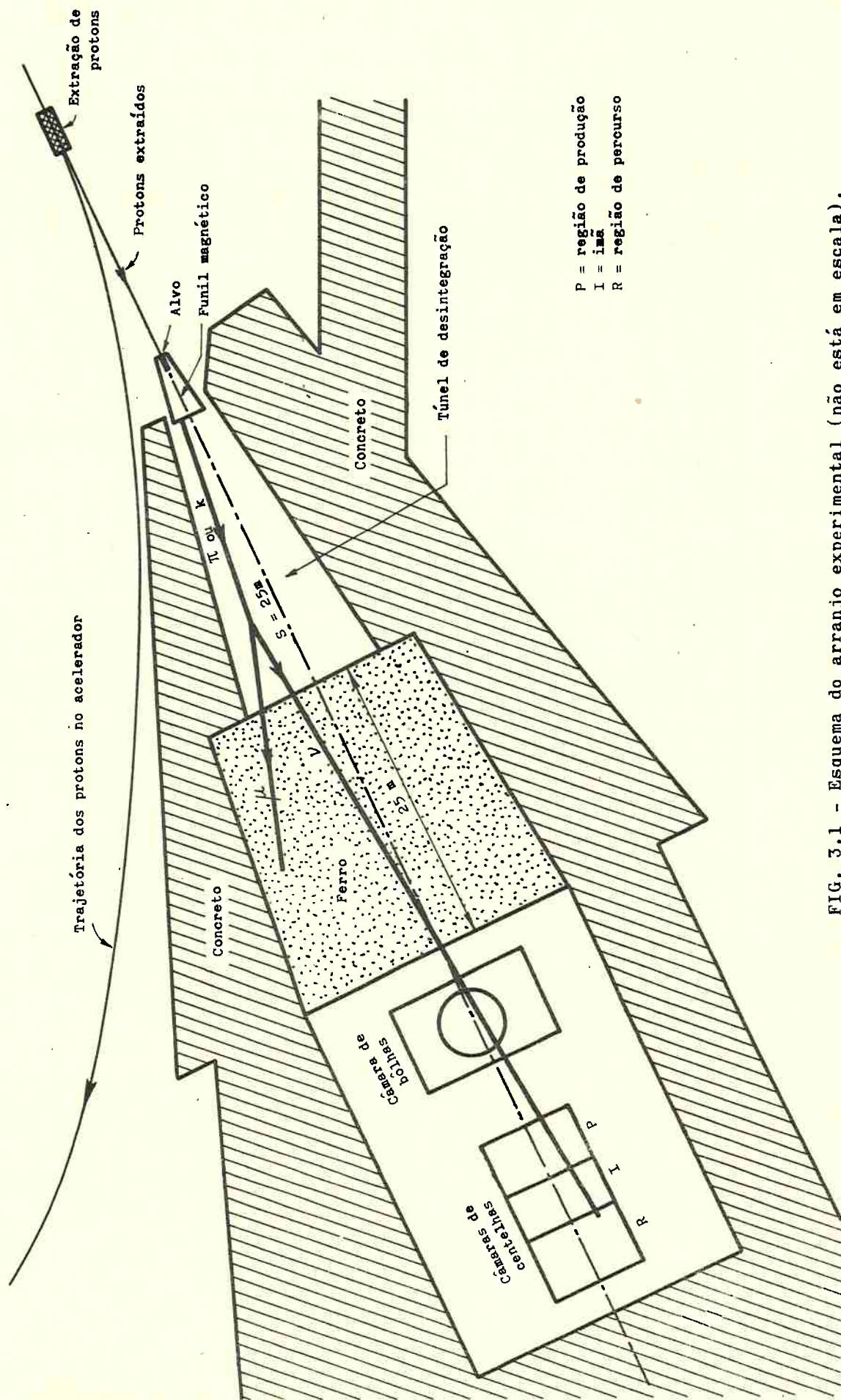


FIG. 3.1 - Esquema do arranjo experimental (não está em escala).

3.2 - O FEIXE DE NEUTRINOS

Era um feixe de neutrinos de muon obtido pela desintegração em vôo de pions e kaons positivos:



Analogamente se obtinha um feixe de antineutrinos pela desintegração em vôo de pions e kaons negativos:



O feixe de pions e kaons foi obtido com uma série de operações bastante complexas, que começava com a extração dos prótons da câmara de vácuo interna do sincroton. Os prótons extraídos eram dirigidos contra um alvo, colocado no interior de uma lente magnética especial que foi denominada "funil magnético". Os pions e kaons, produzidos na colisão dos prótons contra o alvo, eram colimados pelo funil magnético.

A figura 3.2 é uma visão global do arranjo experimental.

3.2.1 - Extração dos prótons

O extrator de prótons, construído por Kuiper e Plass^{62,63} funciona do seguinte modo: quando os prótons atingem a energia máxima dentro da câmara de vácuo do sincroton, um alvo delgado é colocado em sua trajetória, que é então perturbada porque na colisão com o alvo os prótons perdem energia. Os prótons que saem de sua trajetória normal passam por um eletroímã pulsado que produz um campo magnético intenso para extração dos prótons do acelerador. A eficiência de extração é praticamente de 100%.

Os prótons extraídos são dirigidos como um feixe contra o alvo por um sistema de transporte constituído de eletroímãs defletores e lentes magnéticas.

3.2.2 - O funil magnético

É uma lente magnética concebida e construída por Van der Meer⁶⁴,

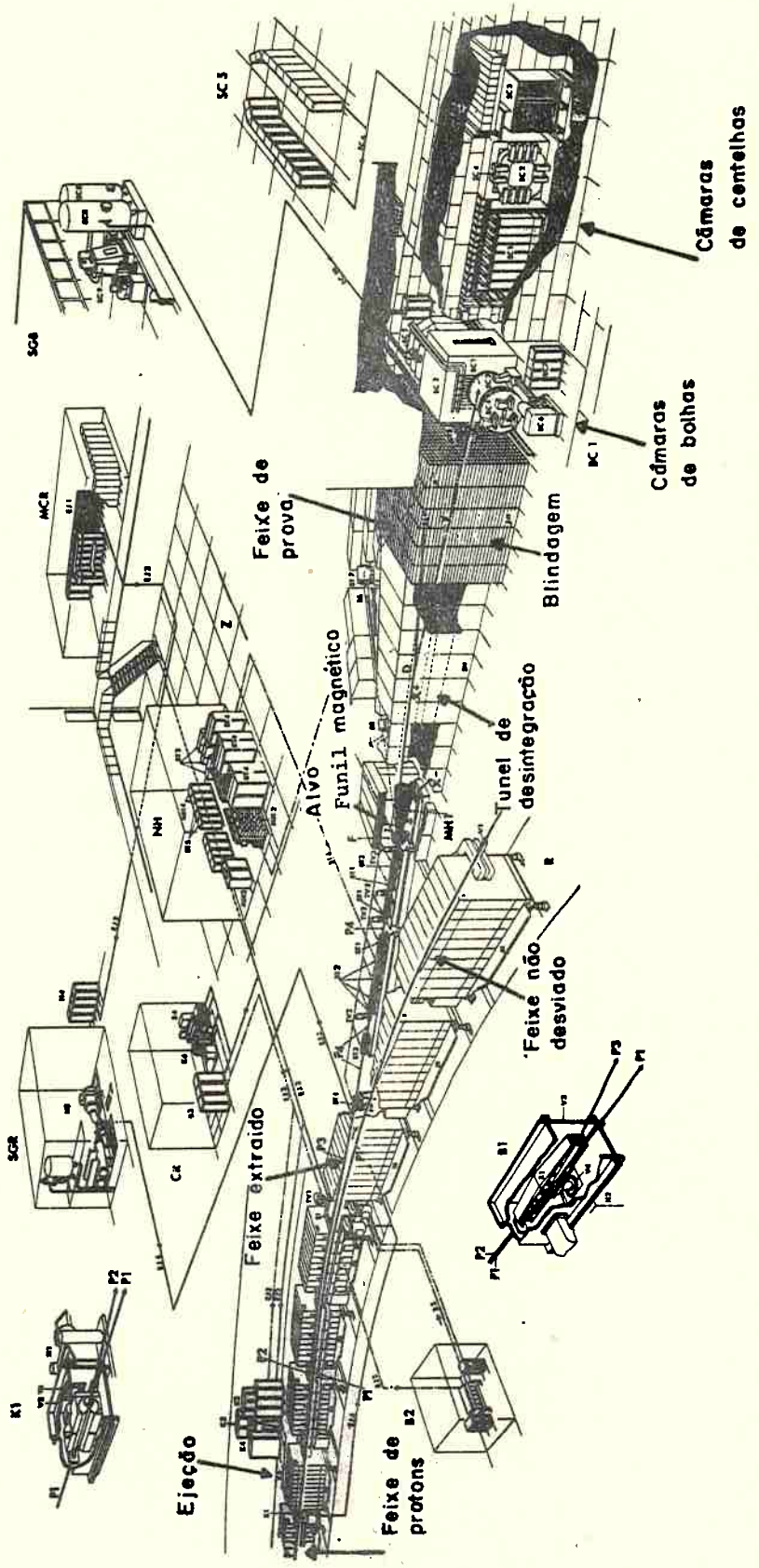


FIG. 3.2 - Visão global do arranjo experimental.

65,69) especialmente para experiências com neutrinos de alta energia. O nome "funil" vem de sua forma geométrica. A idéia do funil magnético foi tirada do princípio de funcionamento de um espelho cônico com superfície refletora interna. É sabido que nesse espelho cada vez que o raio luminoso sofre uma reflexão o ângulo que o raio refletido faz com o eixo do cone diminui de um valor igual ao ângulo de abertura do cone. À medida que vai sofrendo reflexões o raio luminoso tende a se tornar paralelo ao eixo do cone.

O funil magnético faz com que partículas carregadas sofram reflexões num campo magnético, de tal maneira que partículas com quantidades de movimento compreendidas num grande intervalo, por exemplo entre 1 e 10 GeV/c, saem aproximadamente paralelas ao eixo do funil. Consiste de dois condutores cônicos de mesmo eixo, o interno sendo percorrido por uma corrente num sentido e o externo por uma corrente em sentido oposto (figura 3.3). O campo magnético na região compreendida entre os dois condutores provoca a reflexão das partículas carregadas que aí penetram. O início do condutor interno é cilíndrico e aloja o alvo, que é um cilindro de 25 cm de comprimento e 0,5 cm de diâmetro. Em certas fases da experiência o alvo era de cobre, em outras de tungstênio ou de irídio.

Os cones têm dimensões tais que as partículas com quantidade de movimento de 6 GeV/c saem aproximadamente paralelas ao eixo, independentemente do ângulo de emissão do alvo (curvas 1 e 2 da figura 3.3). Partículas com quantidades de movimento maiores são ligeiramente divergentes, e com quantidades de movimento menores ligeiramente convergentes. Mas a dependência da quantidade de movimento não é muito grande, porque partículas com quantidades de movimento maiores são emitidas do alvo a ângulos menores, e ao mesmo tempo têm deflexão menor no campo magnético, permanecendo portanto maior tempo na região do campo magnético. Partículas com quantidades de movimento menor do que cerca de 3 GeV/c passam pelo campo magnético duas vezes (curva 3 da figura 3.3).

A forma exata da trajetória depende do ponto de emissão da partícula no alvo.

A figura 3.4 ilustra bem o comportamento do funil magnético. Ela exprime a relação entre o ângulo de emissão da partícula no alvo e o ângulo de emissão pelo funil magnético, em função da quantidade de movimento, de 0,5 a 12 GeV/c, para corrente nos condutores de 300 kA (estamos chamando ângulo de emissão pelo funil ao ângulo que a trajetória da partícula na saída faz com o eixo do cone).

Com a corrente passando pelos condutores num certo sentido o funil

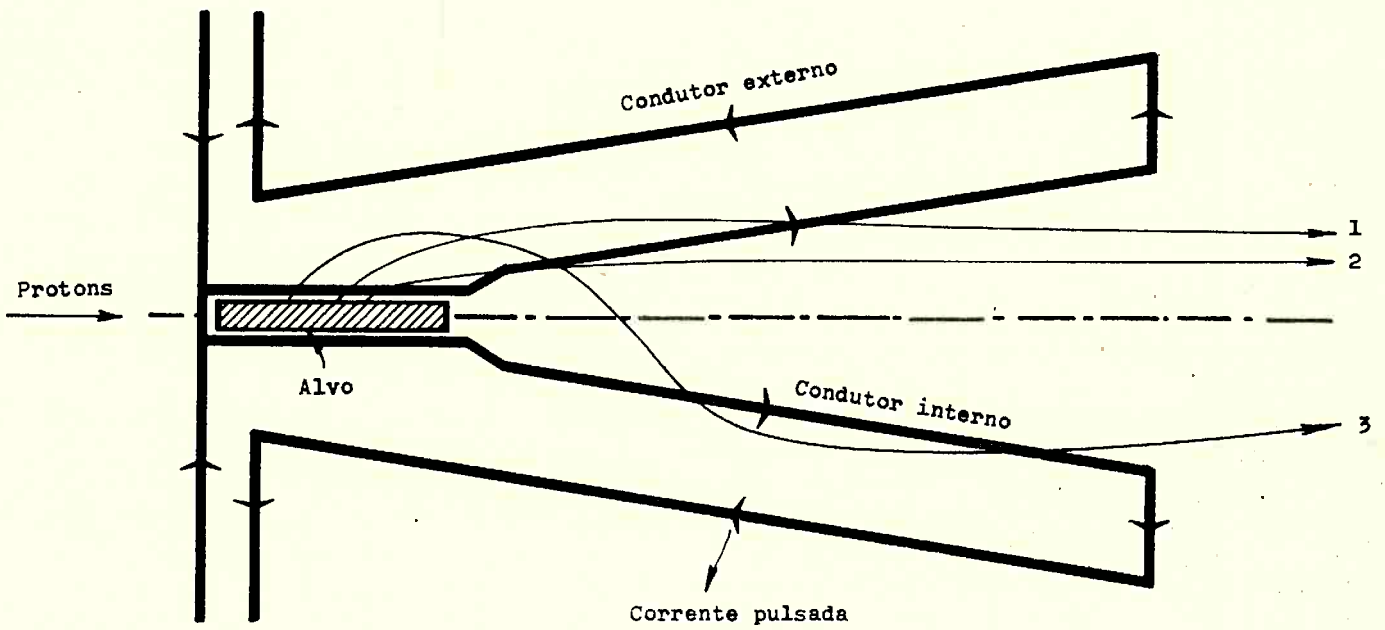


FIG. 3.3 - Esquema do funil magnético.



FIG. 3.4 - Relação entre o ângulo de emissão da partícula no alvo e o ângulo de emissão pelo funil, em função da quantidade de movimento, para partículas focalizadas. Corrente de 300 KA nos condutores do funil magnético.

magnético colima partículas com carga elétrica de um sinal e desfocaliza as partículas com carga de sinal oposto. A figura 3.5 dá a relação entre o ângulo de emissão da partícula pelo alvo e o ângulo de emissão pelo funil magnético para partículas desfocalizadas, com condutores percorridos por corrente de 300 kA. A comparação entre as figuras 3.4 e 3.5 é muito importante para compreendermos porque um feixe de neutrinos obtidos a partir de π^+ e K^+ pelos processos (3.1) e (3.2) tinha pequena contaminação de antineutrinos provenientes de π^- e K^- pelos processos (3.3) e (3.4) (e vice-versa).

As curvas das figuras 3.4 e 3.5 foram obtidas por Van der Meer, que integrou numericamente as equações das trajetórias das partículas no campo magnético com um programa de computador digital.

3.3 - CÁLCULO DE FLUXO DE NEUTRINOS

Para o cálculo do fluxo de neutrinos inicialmente foram obtidas por Van der Meer curvas análogas às da figura 3.3 para diferentes pontos de emissão de pions e kaons no alvo. Foram levadas em conta as probabilidades de absorção dos pions e kaons no próprio alvo e nas paredes do funil magnético. Essas probabilidades foram combinadas com o espectro de produção de pions e kaons em cada parte do alvo.

Em seguida o espectro de neutrinos no detector foi calculado levando-se em conta a cinemática de desintegração do pions e do kaon, a geometria do túnel de desintegração e a da blindagem (seção 3.4). Este cálculo foi feito com programas de computador digital, independentemente por Van der Meer e pelo autor, para controle. Os resultados são indicados no fim desta seção, após o exame de alguns aspectos de importância para o cálculo.

3.3.1 - Os espectros de produção de pions e kaons

Não há ainda um estudo sistemático do espectro de produção de pions e de kaons em colisão de protons de 25 GeV/c com núcleos de diferentes materiais (usados para alvos). A razão é que a medida de tais espectros requer muito tempo do acelerador, especialmente na região de grande quantidade de movimento (≥ 5 GeV/c). Foram realizadas algumas medidas por um grupo do CERN⁶⁶⁾ e outro de Brookhaven⁶⁷⁾ sobre produção de pions e de kaons em alumínio e berílio por protons de 25 e 28 GeV/c. Como não há nenhuma teoria para interpretação desses resultados, Cocconi, e posteriormente Dardel⁶⁸⁾, propuseram as seguintes fórmulas empíricas para o espectro de pions, fórmulas essas que concordam muito bem com os resultados acima citados:

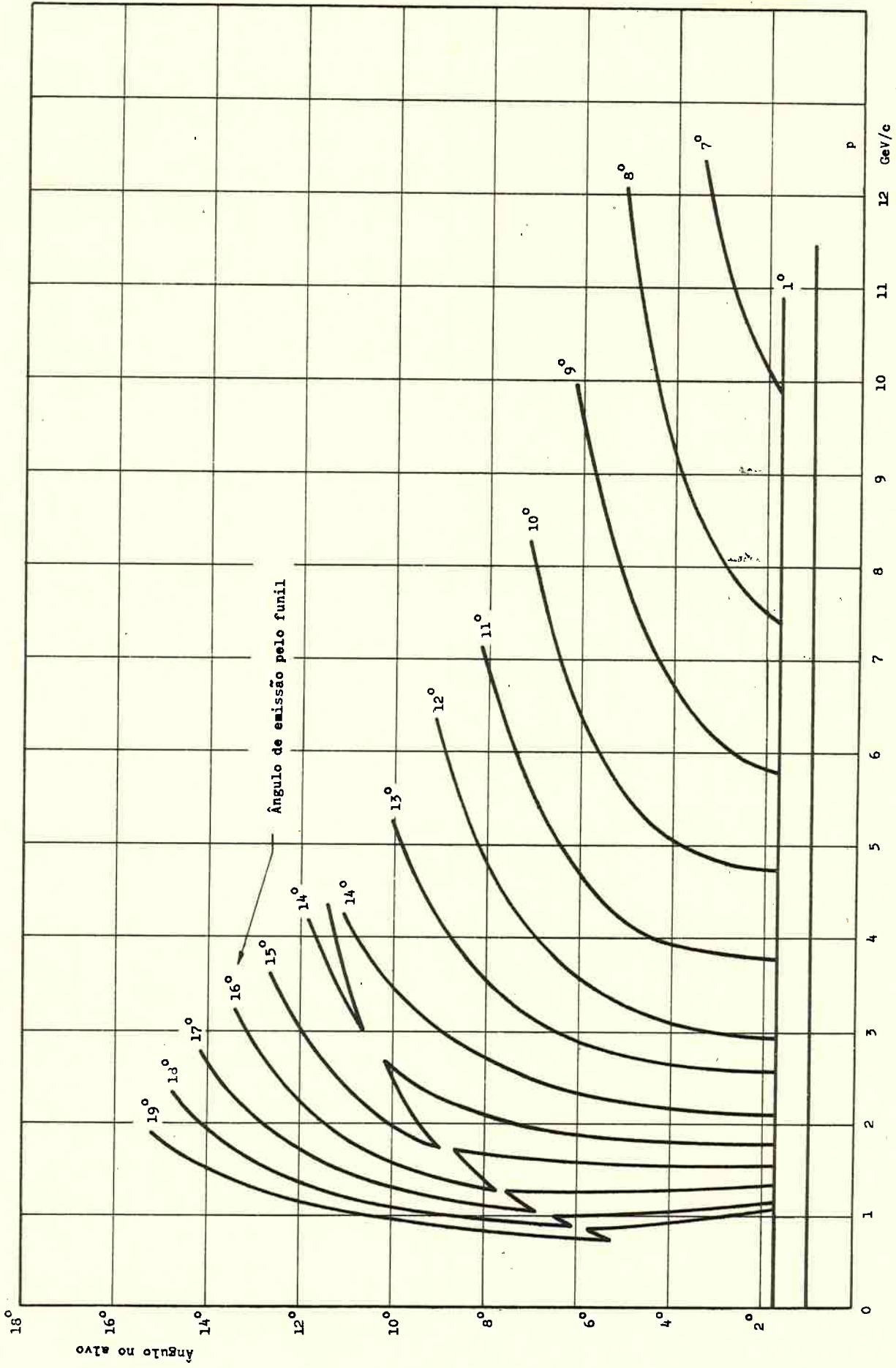


FIG. 3.5 - Relação entre o ângulo de emissão da partícula no alvo e o ângulo de emissão pelo funil, em função da quantidade de movimento, para partículas desfocalizadas. Corrente de 300 KA nos condutores do funil magnético.

$$\frac{\partial^2 N}{\partial p \partial \omega} = 0,2 P_1 e^{-p(0,25 + 25 \theta^2)}$$

para valores de p menores que $3 \text{ GeV}/c$, e

$$\frac{\partial^2 N}{\partial p \partial \omega} = \frac{A p^2 (P_1 - p) e^{-p\left(\frac{1}{T} - \frac{\theta^2}{p_0}\right)}}{3,14 p_0 (P_1 - 2T) p^2}$$

para valores de $p \geq 3 \text{ GeV}/c$,

onde: P_1 = quantidade de movimento dos protons incidentes

p = quantidade de movimento do pions produzido

θ = ângulo de emissão do pion

$p_0 = 0,0445 \text{ GeV}/c$

$T = 0,9 + 0,034 P_1$

$A = 0,13 + 0,013 P_1$

$\frac{\partial^2 N}{\partial p \partial \omega} dp d\omega$ = número de pions produzidos com quantidade de movimento entre p e $p + dp$ num ângulo sólido $d\omega$. São p_0 , T e A parâmetros empíricos. Todas as quantidades de movimento são medidas em GeV/c e todos os ângulos em miliradianos.

O espectro dado por tais fórmulas se refere somente a pions positivos ou somente a pions negativos, e os dois espectros são considerados iguais. O espectro de kaons foi calculado a partir do espectro de pions, usando a medida experimental da relação entre

$$\frac{N(K)}{N(\pi)} = \frac{\text{número de kaons}}{\text{número de pions}}$$

As figuras 3.6 a) e b) dão as relações $N(K^+)/N(\pi^+)$ e $N(K^-)/N(\pi^-)$, respectivamente.

3.3.2 - Absorção no alvo

O alvo no qual os protons interagiam para produzir pions e kaons tinha comprimento de 25 cm , o que corresponde aproximadamente a $2,4$ caminhos livres médios de interação em tungstênio e irídio.

Os pions e kaons saiam do alvo na grande maioria pela parede cilíndrica (mas alguns saiam pela extremidade) sendo colimados e contribuindo para o fluxo de neutrinos. Os que sofriam interação dentro do alvo não davam em geral contribuição para esse fluxo.

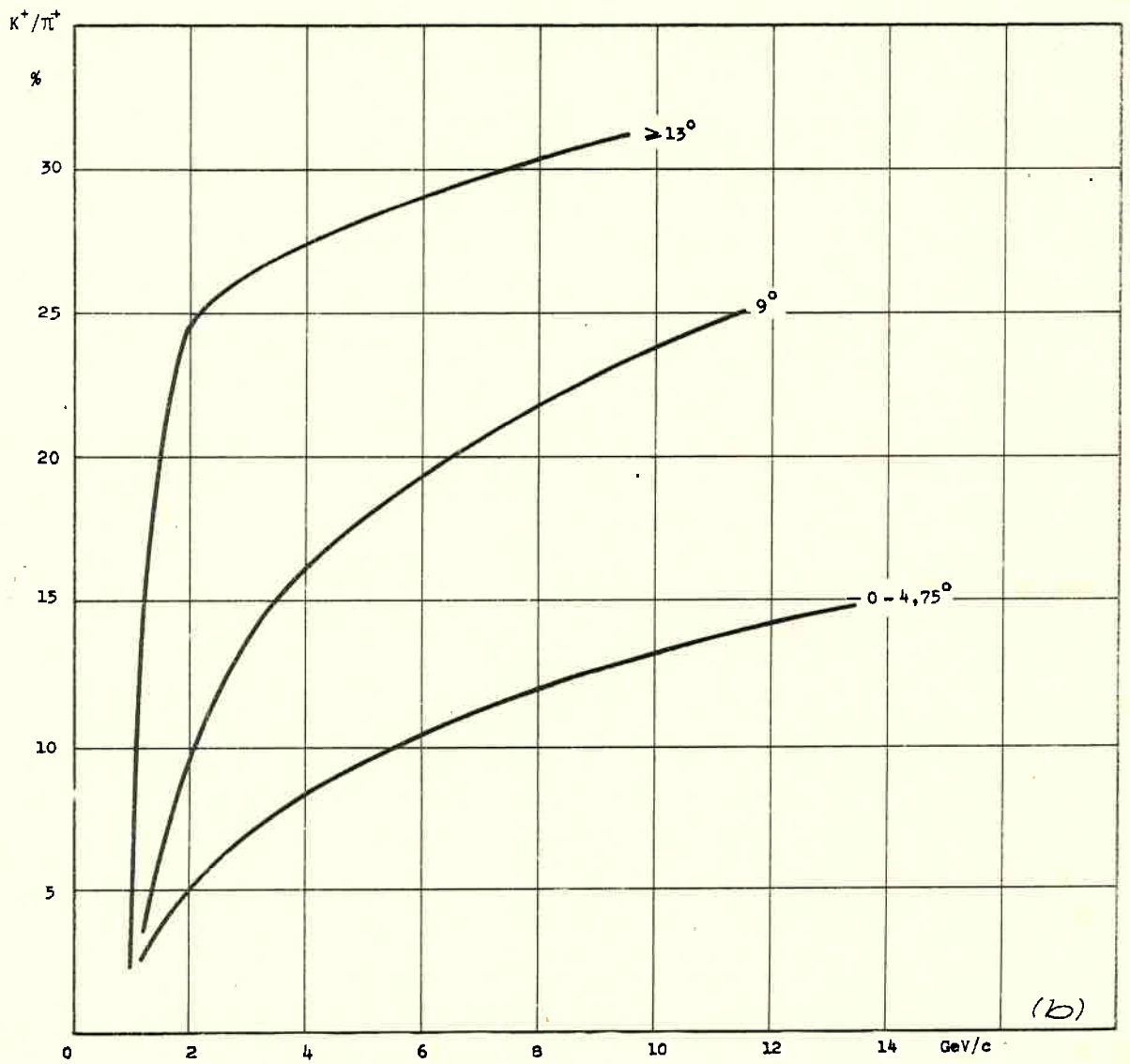
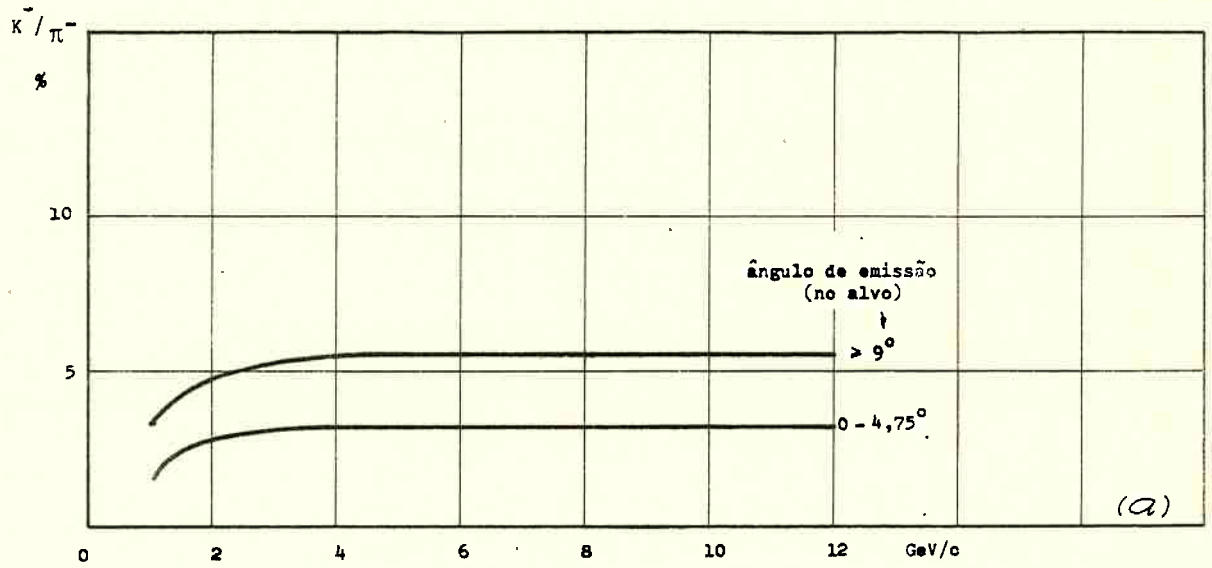
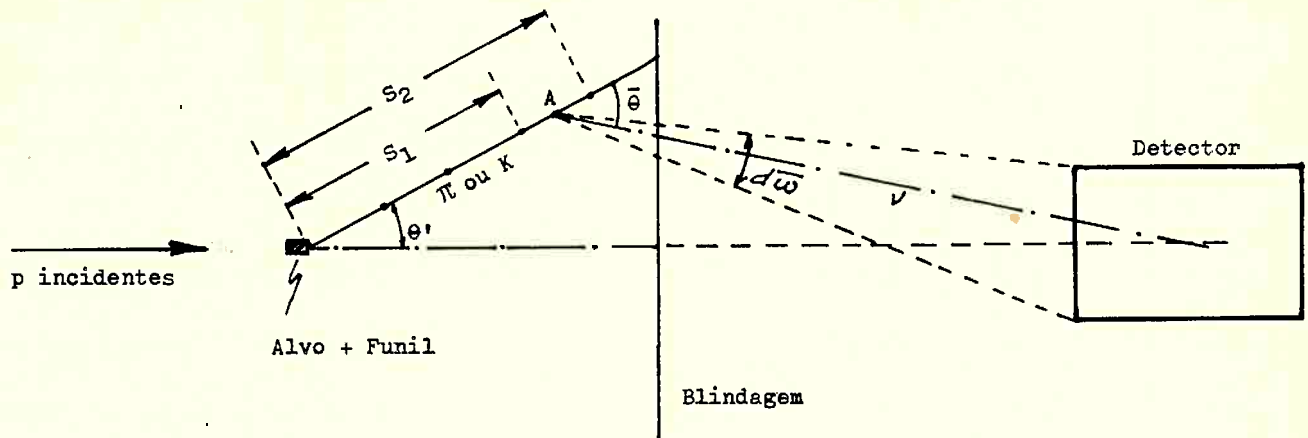


FIG. 3.6 - Relações entre número de kaons/número de pions usadas para o cálculo do espectro de kaons.

3.3.3 - Cálculo do fluxo de neutrinos

O cálculo foi efetuado dividindo-se o caminho potencial do pion, ou kaon, no túnel de desintegração, em cinco partes iguais, e considerando que os pions e kaons se desintegrassem no ponto central de cada parte. Um pion, ou kaon, emitido do alvo dentro de um ângulo sólido $d\Omega = \sin\theta d\theta d\phi$, sai do funil dentro de $d\Omega' = \sin\theta' d\theta' d\phi'$, com o eixo polar dos sistemas de coordenadas mantido coincidente com a direção dos protons extraídos.



A exposição seguinte é válida para pions e kaons, mas para simplificar referir-nos-emos sempre a pions.

Ao se desintegrar no ponto A, o pion pode emitir um neutrino, dentro de um ângulo sólido $d\bar{\omega}$ centrado na direção determinada pelos ângulos polares $(\bar{\theta}, \bar{\phi})$. Se $d\bar{\omega}$ for o ângulo sólido que, do ponto A, subtende o detector, este será atravessado pelo neutrino.

Seja:

β a relação entre a velocidade do pion e a velocidade da luz no vácuo;

$$\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$$

E^* a energia do neutrino no sistema de referência do pion em repouso;

E a energia do neutrino no sistema de referência do laboratório.

Sabemos que

$$E = \frac{E^*}{\gamma(1 - \beta \cos\theta)}$$

Chamemos:

$\frac{\partial^2 N}{\partial p \partial \omega}$ $dp d\omega$ o fluxo de pions, isto é, o número de pions emitidos com quantidade de movimento compreendida entre p e $p + dp$, no ângulo sólido $d\omega$.

S_1 a distância do alvo ao início de uma das cinco partes do caminho potencial da qual o ponto A é o meio;

S_2 a distância do alvo ao fim daquela mesma parte;

λ o caminho livre médio de desintegração de um pion de quantidade de movimento igual a 1 GeV/c.

O número de pions de quantidade de movimento compreendida entre p e $p+dp$ que se desintegram no intervalo S_2-S_1 é:

$$dN_{12} = \frac{\partial^2 N}{\partial p \partial \omega} dp d\omega (e^{-S_1/\lambda p} - e^{-S_2/\lambda p})$$

e admitimos que todos êsses pions se desintegram no ponto médio A.

Dos neutrinos emitidos por êsses pions sòmente atingem o detector aqueles que são emitidos no ângulo sólido $d\bar{\omega}$.

Indicando por $\bar{\theta}^*$ o ângulo polar de emissão do neutrino no sistema de referência do pion em repouso, e $\bar{\theta}$ o ângulo polar de emissão no sistema de laboratório (com seu eixo polar coincidente com a direção de movimento do pion), sabemos que podemos escrever:

$$\frac{\text{sen}\bar{\theta}^* d\bar{\theta}^*}{\text{sen}\bar{\theta} d\bar{\theta}} = \left[\gamma^2 (\beta + \cos\bar{\theta}^*)^2 + \text{sen}^2\bar{\theta}^* \right]^{3/2} \left[\gamma (1 + \beta \cos\bar{\theta}^*) \right]^{-1}$$

Dessa expressão calculamos $\text{sen}\bar{\theta}^* d\bar{\theta}^*$. A probabilidade para que um neutrino seja emitido no ângulo sólido $2\pi \text{sen}\bar{\theta}^* d\bar{\theta}^*$, no sistema de referência do pion em repouso, isto é, no ângulo sólido $2\pi \text{sen}\bar{\theta} d\bar{\theta}$ no sistema de laboratório, é $0,5 \text{sen}\bar{\theta}^* d\bar{\theta}^*$.

Chamemos f a relação entre $d\bar{\omega}$ (ângulo sólido subtendido pelo detector) e $2\pi \text{sen}\bar{\theta} d\bar{\theta}$. O número $N(E)$ de neutrinos de energia E que atinge o detector é, então:

$$N(E) = 0,5 N_{12} f \text{sen}\bar{\theta}^* d\bar{\theta}^*$$

O cálculo foi efetuado numéricamente, fazendo-se p , θ e θ' variarem em intervalos determinados, e agrupando os valores de $N(E)$ resultantes também em intervalos determinados.

3.3.4 - Aproximações no cálculo do fluxo de neutrinos

Nesse cálculo foram feitas as seguintes aproximações:

- a) Foi desprezada a possibilidade para que um próton, depois de interagir no alvo, produzindo píons e kaons, viesse interagir outra vez no próprio alvo, contribuindo novamente para o fluxo de píons e kaons.
- b) Foi desprezado o espalhamento múltiplo dos prótons no alvo.
- c) A produção de partículas "terciárias" por interação das partículas secundárias no alvo foi desprezada.
- d) Foi suposto que os prótons interagem no eixo do alvo.
- e) Para levar em conta o local da produção da partícula secundária no alvo, este foi dividido longitudinalmente em cinco partes, e cada uma foi tratada separadamente, supondo-se que as partículas fossem produzidas no centro de cada parte.
- f) Partículas emitidas no alvo a mais do que 19° foram desprezadas.
- g) O espalhamento múltiplo das partículas secundárias nos dois condutores (interno e externo) do funil magnético foi desprezado.
- h) A desintegração de píons e kaons no interior do funil foi desprezada; somente foram consideradas desintegrações além de 2m depois do alvo.

3.3.5 - Intervalos de ângulos e quantidades de movimento

No tipo de cálculo numérico usado é obviamente impossível considerar uma variação contínua de quantidades de movimento e ângulos de emissão dos píons e kaons produzidos no alvo. O cálculo foi feito para valores discretos daquelas quantidades, e os valores da energia e ângulo de chegada do neutrino no detector assim obtidos foram postos num gráfico e depois ligados para fornecerem curvas contínuas. Na verdade a energia do neutrino também foi distribuída em intervalos descontínuos. Os intervalos adotados para o cálculo foram: para a quantidade de movimento dos píons e dos kaons, 0,5 GeV/c (de 0,5 a 12,0 GeV/c); para o ângulo de emissão do alvo: $0,25^\circ$; para o ângulo de emissão pelo funil: $0,125^\circ$; para a energia do neutrino: 0,2 GeV.

É importante salientar que as incertezas no espectro dos neutrinos decorrentes de todas as aproximações descritas acima mais as aproximações decorrentes do uso de intervalos discretos para ângulos e quantidades de movimento, são muito menores do que as incertezas nos espectros de píons

e kaons.

3.3.6 - Resultados do cálculo do fluxo de neutrinos

Como neutrinos emitidos a ângulos grandes têm maior energia do que os emitidos a ângulos pequenos, o fluxo de neutrinos é maior ao longo do eixo do detector, que corresponde a neutrinos emitidos a zero grau, do que na periferia. Para levar em conta esse efeito, a secção transversal do detector foi dividida em 5 zonas concêntricas, com raios aumentando progressivamente de 20 centímetros e centros no eixo do detector, e o fluxo de neutrinos foi calculado em cada zona (figura 3.7). Na pequena fração das câmaras de centelhas que distam de mais de um metro do centro, o fluxo foi considerado como sendo igual ao da zona 5.

A média dos fluxos nas 5 zonas foi tomada como o fluxo do detector.

Na tabela 3.1 apresentamos os resultados dos cálculos das intensidades dos fluxos de neutrinos provenientes de pions e kaons positivos, naquelas 5 zonas.

As intensidades são os valores de $\partial^2 N_\nu / \partial E_\nu \partial S$, ou seja, número de neutrinos por GeV de energia, por m² de detector, por proton extraído; a energia destes protons era de 24,8 GeV.

Para energias do neutrino de 2 GeV, 3 GeV e 4 GeV, os números da primeira linha na tabela correspondem a neutrinos provenientes de pions, os da segunda a neutrinos provenientes de kaons e os da terceira linha são a soma dos dois primeiros.

Para energias iguais ou maiores que 5 GeV, os números correspondem a neutrinos de kaons somente.

O número inteiro negativo, colocado depois da vírgula, é o expoente da potência de 10 pela qual o número deve ser multiplicado.

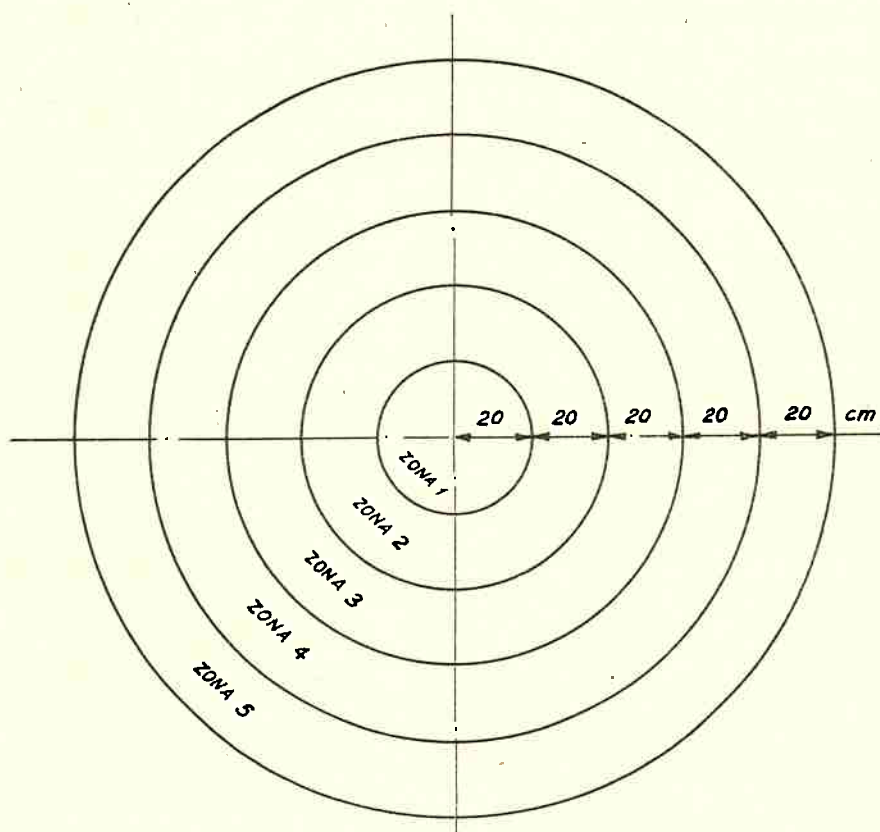


FIG. 3.7 - As cinco zonas concêntricas escolhidas na secção transversal do detector para o cálculo do fluxo de neutrinos.

T A B E L A 3 . 1

Energia do Neutrino (GeV)	Z o n a				
	1	2	3	4	5
2	0.376, -6	0.429, -6	0.323, -6	0.158, -6	0.074, -6
	0.125, -7	0.125, -7	0.126, -7	0.126, -7	0.127, -7
	0.389, -6	0.442, -6	0.336, -6	0.171, -6	0.087, -6
3	0.140, -6	0.080, -6	0.403, -7	0.188, -7	0.106, -7
	0.124, -7	0.125, -7	0.125, -7	0.125, -7	0.126, -7
	0.152, -6	0.925, -7	0.528, -7	0.313, -7	0.232, -7
4	0.261, -9	0.230, -8	0.472, -8	0.450, -8	0.358, -8
	0.110, -7	0.111, -7	0.113, -7	0.114, -7	0.115, -7
	0.112, -7	0.134, -7	0.160, -7	0.159, -7	0.151, -7
5	0.097, -7	0.096, -7	0.097, -7	0.098, -7	0.098, -7
6	0.732, -8	0.746, -8	0.730, -8	0.654, -8	0.528, -8
7	0.549, -8	0.492, -8	0.412, -8	0.314, -8	0.224, -8
8	0.283, -8	0.247, -8	0.184, -8	0.138, -8	0.109, -8
9	0.800, -9	0.770, -9	0.700, -9	0.573, -9	0.443, -9
10	0.130, -9	0.197, -9	0.230, -9	0.229, -9	0.184, -9

Os resultados do cálculo do espectro de neutrinos estão representados na figura 3.8 para corrente de 300 kA nos condutores do funil magnético. Na mesma figura está representado o espectro de antineutrinos de contaminação, provenientes da desintegração de pions e kaons negativos desfocalizados. A figura 3.9 representa o espectro de antineutrinos provenientes das desintegrações (3.3) e (3.4), para corrente de 300 kA nos condutores do funil magnético. Na mesma figura está representado o espectro dos neutrinos de contaminação, provenientes de pions e kaons positivos desfocalizados. A figura 3.10 mostra com mais detalhe a parte do espectro de neutrinos de alta energia ($> 3,5$ GeV), que é a mais importante para a produção do boson intermediário.

3.4 - BLINDAGEM

A blindagem é um dos elementos mais importantes numa experiência com neutrinos, por dois motivos: em primeiro lugar, uma blindagem imperfeita torna mais difícil a discriminação entre um evento produzido por neutrino e um produzido por partícula de fundo, abalando portanto a confiança na identificação dos eventos. Em segundo lugar, se o número de eventos de fun

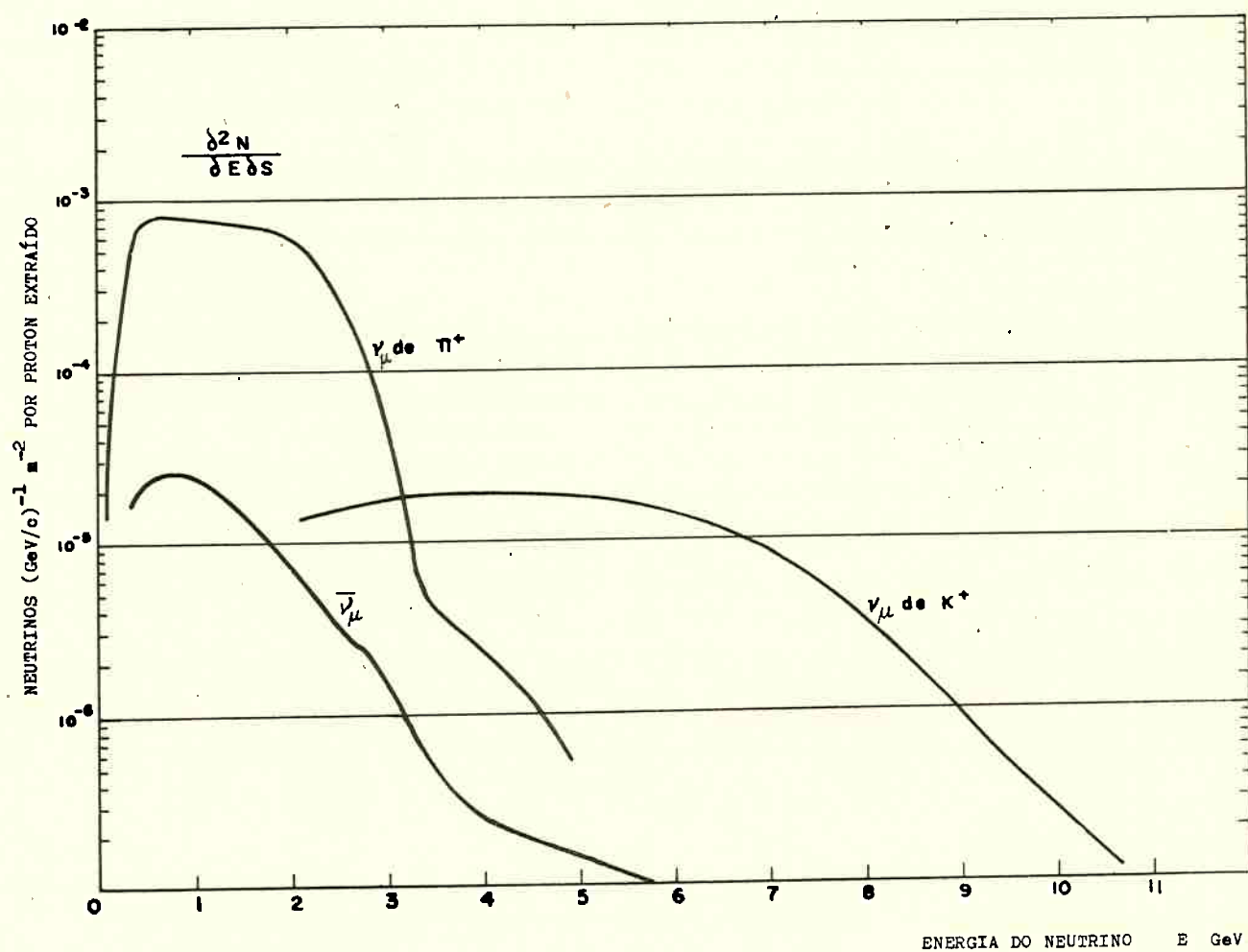


FIG. 3.8 - Espectro de neutrinos ν_{μ} provenientes da desintegração de π^+ e K^+ . A curva assinalada ν_{μ} representa a contaminação de ν_{μ} provenientes da desintegração de π^- e de K^- desfocalizados.

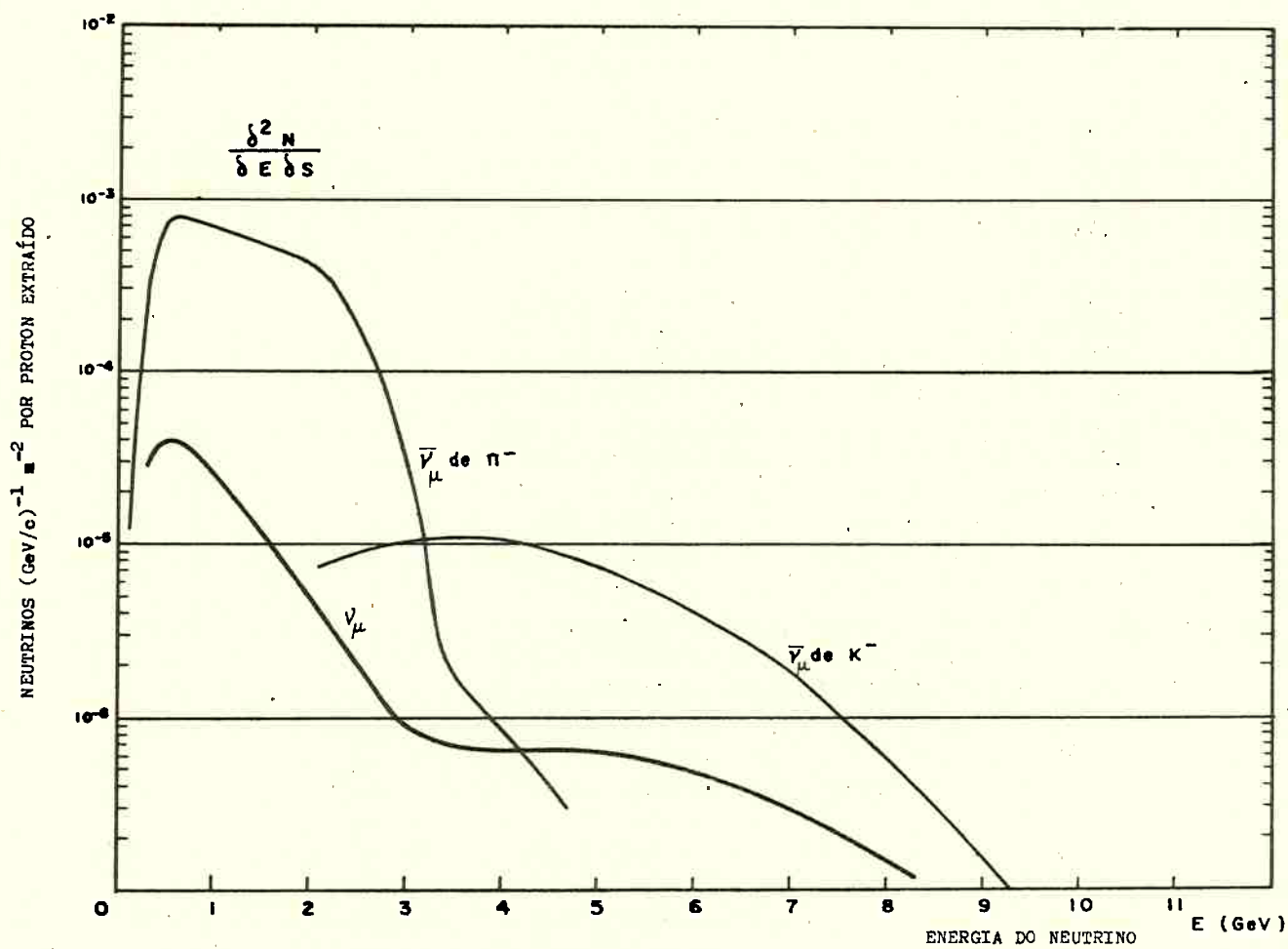


FIG. 3.9 - Espectro de antineutrinos $\bar{\nu}_\mu$ provenientes da desintegração de π^- e de K^- . A curva assinalada $\bar{\nu}_\mu$ representa a contaminação de $\bar{\nu}_\mu$ provenientes da desintegração de π^+ e K^+ desfocalizados.

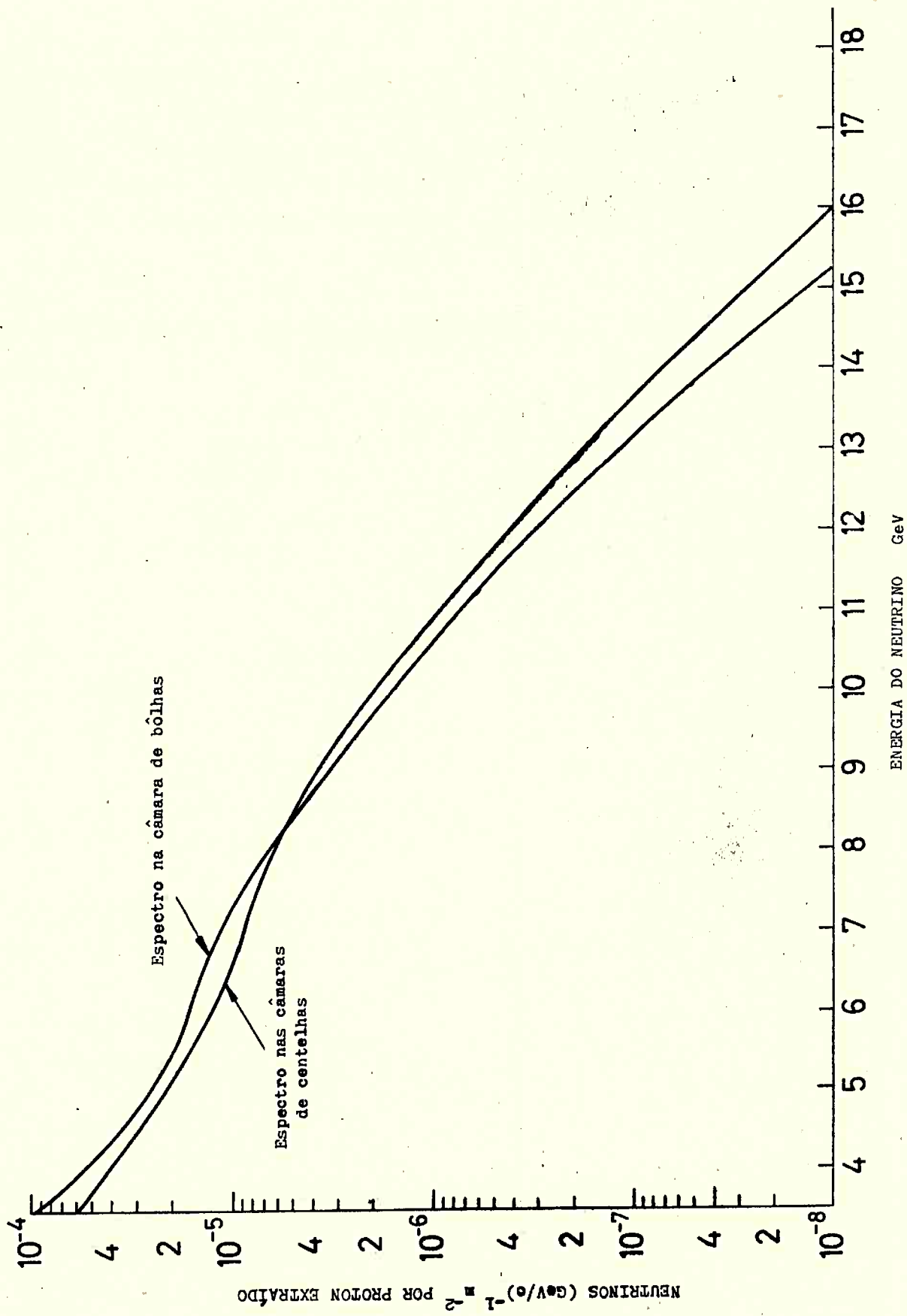


FIG. 3.10 - Espectro de neutrinos na região de energia maior que 3,5 GeV , nas câmaras de centelhas e na câmara de bôlhas.

do aumenta, a eficiência para detectar as verdadeiras interações de neutrino diminui.

A blindagem foi calculada com um fator de segurança. Como era sabido que o sincroton seria usado para acelerar protons até 25 GeV/c no máximo, a blindagem foi calculada para absorver por perda de energia por ionização, partículas originadas no alvo com 28 GeV/c, ou partículas produzidas em interações sucessivas, ou seus produtos de desintegração, assim como partículas de raios cósmicos. Esse fator de segurança era necessário, porque não há dados experimentais sobre perda de energia por ionização por partículas de mais de 20 GeV. Em consequência, a blindagem consistia, na parte frontal, de um morro de ferro de 25m de comprimento, 6 a 12m de largura e 6 a 9m de altura, dependendo da região. O ferro era circundado por concreto pesado.

A partir do funil magnético foi deixado livre um túnel de comprimento de 25 metros, contados do fim do funil até o início da blindagem de ferro. Esse era o túnel de desintegração, onde os pions e kaons se desintegravam em vôo produzindo o feixe de neutrinos (figura 3.1). A parede lateral do túnel voltada para o acelerador foi preenchida ao máximo com blocos de concreto, isto é, o concreto foi estendido até atingir os eletroímãs do sincroton. A parede oposta, cuja espessura necessária para a blindagem foi aproximadamente calculada, depois de construída teve a espessura aumentada, gradualmente, até o máximo necessário, com base na taxa de disparos dos contadores. Inicialmente a taxa de disparos era de mais de 100 por hora. Aumentando aos poucos a espessura dessa parede a taxa de disparos foi diminuindo até permanecer constante quando o fundo desapareceu (cerca de 50 por hora como veremos adiante).

As partículas mais perigosas quanto à produção de fundo são o neutrino e o muon. O neutrino, porque pode produzir interações que simulam interações de neutrino. O muon, porque, apesar de não ter interações fortes, pode produzir, através de interações eletromagnéticas, estrêlas que dão origem a partículas com interações fortes. A seção de choque para esse tipo de interação do muon é da ordem de 10^{-29} cm²/núcleon, cerca de 10^9 vezes maior que a seção de choque para interação de neutrino de alta energia, que é da ordem de 10^{-38} cm²/núcleon.

O solo do laboratório foi excavado de 0,8m numa região que se estendia desde o túnel até os detectores, e a excavação foi preenchida com ferro. A blindagem contra raios cósmicos foi obtida com um teto feito em parte de ferro e em parte de concreto. O fundo devido a raios cósmicos era de menos de 0,5% do número de disparos das câmaras.

capítulo IV

**O DISPOSITIVO EXPERIMENTAL II
AS CÂMARAS DE CENTELHAS
E
SEUS ARRANJOS**

4.1 - AS TRÊS REGIÕES DO ARRANJO EXPERIMENTAL

Os dados experimentais que vamos analisar foram colhidos em duas experiências, uma realizada em 1963, outra em 1964, cada uma utilizando o sincroton durante 30 dias. Como o arranjo experimental foi mudado de uma para outra, chamaremos aquelas duas experiências respectivamente "experiência I" e "experiência II". Em ambas o arranjo com as câmaras de centelhas consistia de três partes, denominadas:

- a) região de produção ou de paredes delgadas;
- b) imã;
- c) região de percurso, ou de paredes espessas,

dispostas nessa ordem ao longo do feixe de neutrinos. A região de produção era constituída quase que exclusivamente de câmaras de centelhas de paredes delgadas (5mm), com certo número de contadores plásticos intercalados. Foi chamada de produção porque aí deveriam se produzir as interações de neutrino a serem analisadas, especialmente as interações elásticas. O imã deveria permitir a medida do sinal da carga elétrica das partículas originadas na região de produção. Na experiência I o imã era constituído de um par de bobinas de Helmholtz, e na experiência II de um conjunto de placas de ferro

imantadas. A região de percurso era constituída de uma série de placas espessas de ferro e de chumbo, com a finalidade de se medir o percurso de partículas originadas na região de produção e discriminar entre muons e hadrons.

As figuras 4.1 e 4.2 representam os arranjos das experiências I e II, respectivamente. Descreveremos inicialmente as três regiões da experiência I e depois as da experiência II.

EXPERIÊNCIA I (1963)

4.2 - REGIÃO DE PRODUÇÃO

Era constituída de câmaras de centelhas de alumínio e de latão, com contadores plásticos intercalados. As câmaras eram montadas em 16 pequenos carros, dispostos em duas colunas de 8 carros, colocada lado a lado, simetricamente em relação ao feixe de neutrinos (as figuras 4.1 e 4.2 mostram claramente a simetria).

Seguindo o sentido do feixe de neutrinos, os quatro primeiros carros eram idênticos e chama-los-emos carros a_1 , a_2 , a_3 e a_4 . Cada um desses carros continha 6 câmaras de centelhas de alumínio, 3 câmaras de latão e 2 contadores plásticos de 2cm de espessura. Os 4 carros seguintes chamaremos b_1 , b_2 , b_3 e b_4 . Os 3 primeiros consistiam de uma série de câmaras somente de latão, uma placa de ferro de 3cm de espessura e um contador plástico; o b_4 consistia de 4 câmaras de latão e um contador líquido de 15cm de espessura colocado no fim. Os vários tipos de carro estão indicados na figura 4.3. A tabela 4.1 dá as características principais de cada carro: massa, número de $g\text{ cm}^{-2}$ e perda de energia de uma partícula de ionização mínima. Vê-se que cada lado da região de produção tinha 10,45 toneladas, de maneira que a massa total era de 20,9 toneladas.

Entre a região de produção e o imã havia uma parede de ferro de 20cm de espessura, para blindagem magnética (indicada na figura 4.1 por Ms). Os 20cm de ferro adicionam 215 MeV à perda de energia de uma partícula de ionização mínima.

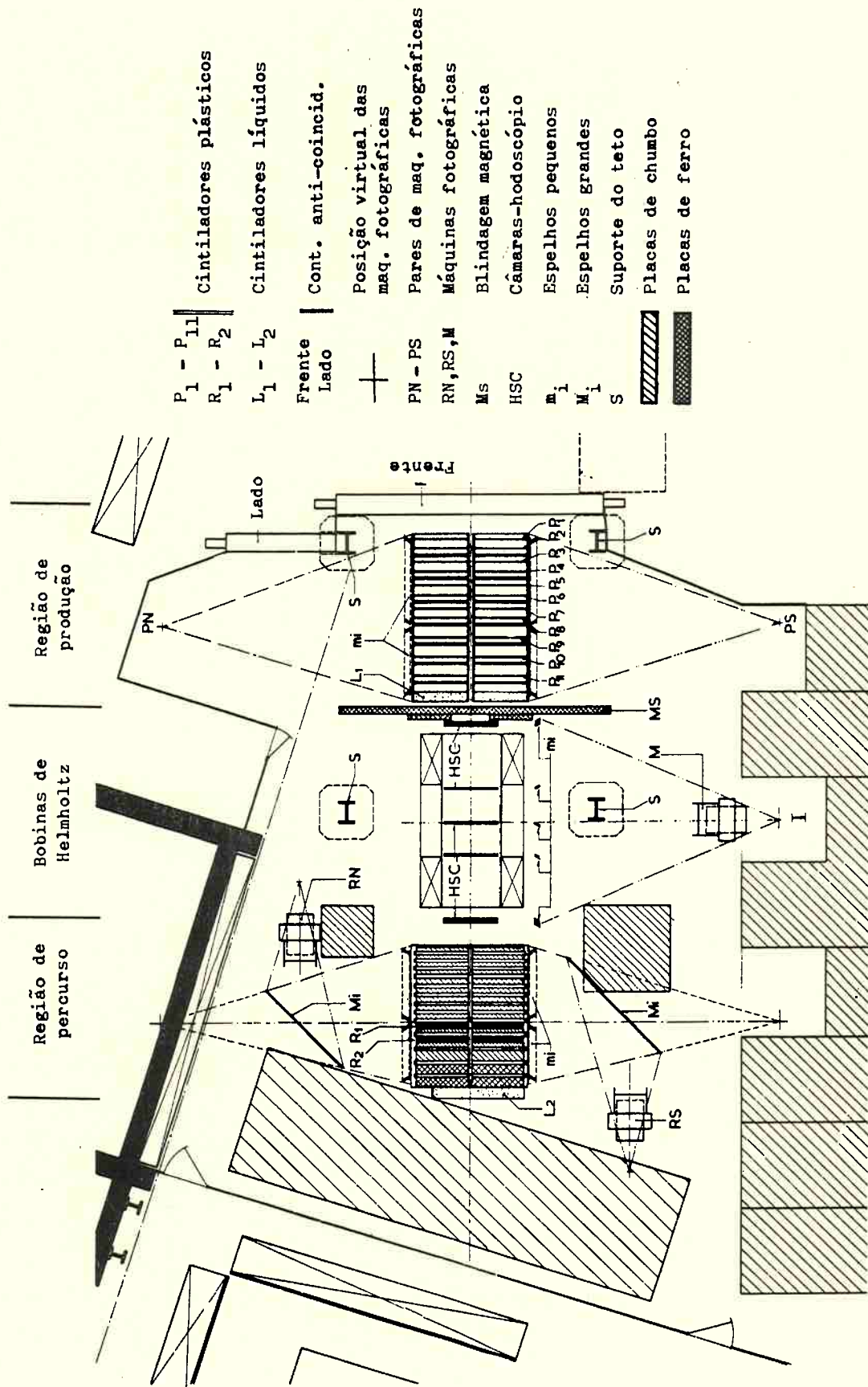


FIG. 4.1 - A região de produção na experiência I

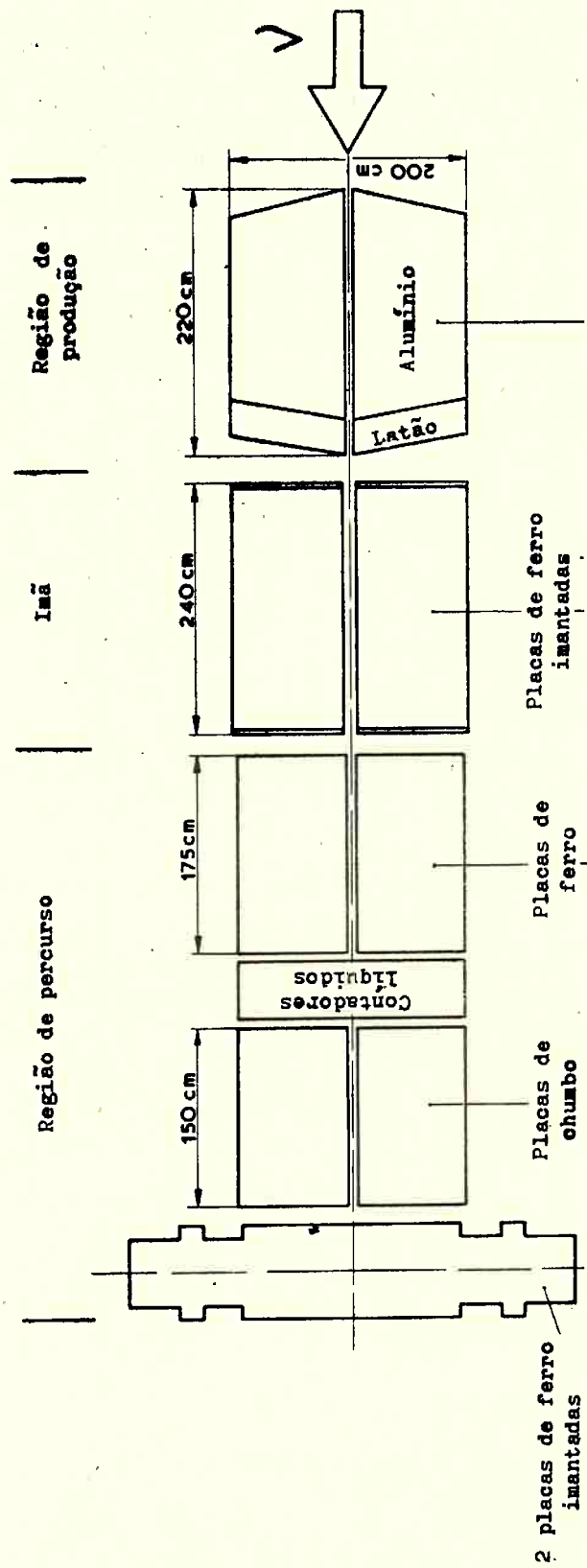


FIG. 4.2 - A região de produção na experiência II

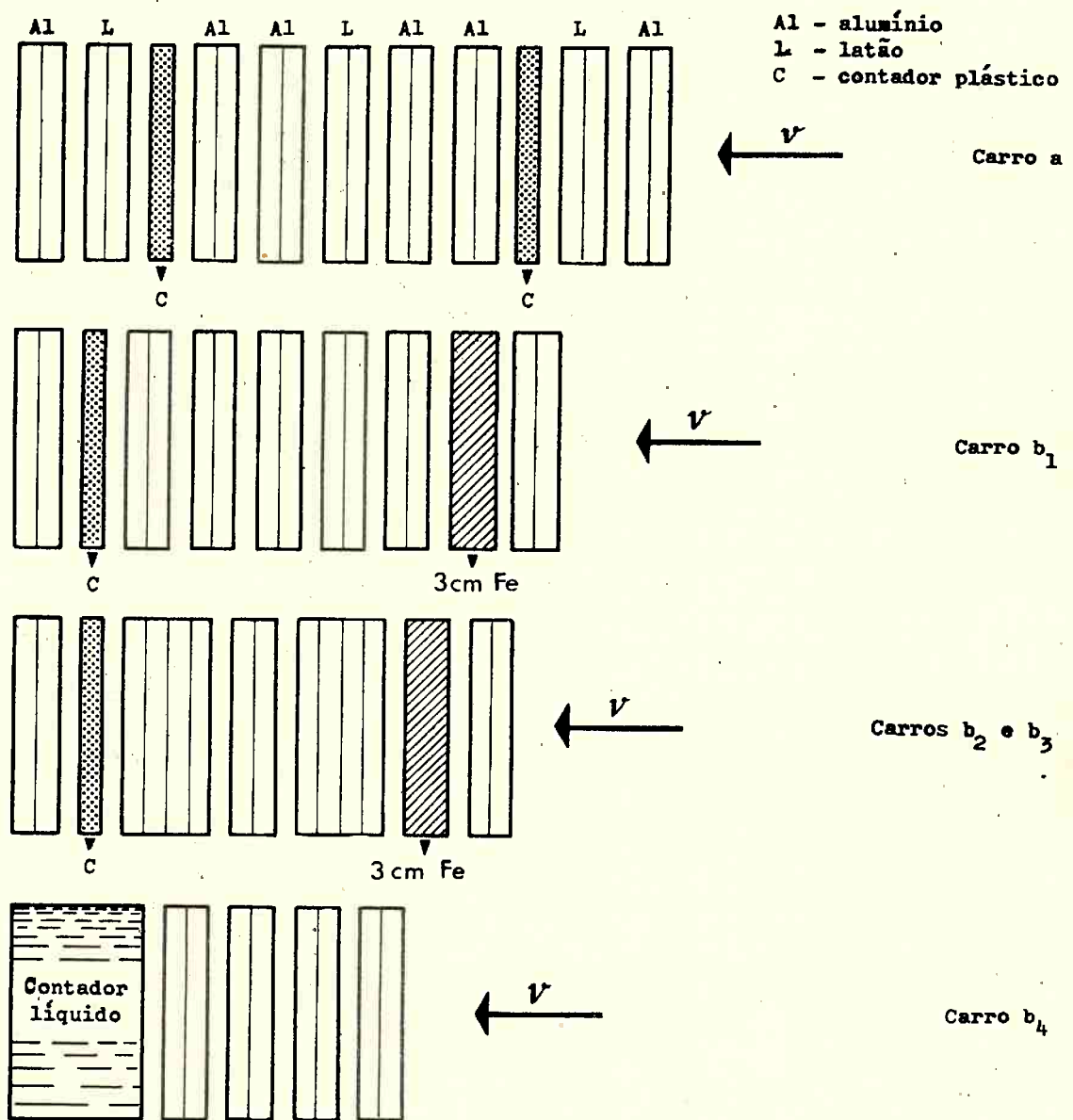


FIG. 4.3 - Os vários tipos de carros da região de produção (experiência I)

TABELA 4.1

Características dos 8 carros da metade da região de produção.

A massa total era de 20,9 toneladas. A placa de ferro de 20cm colocada entre esta região e o imã adicionava 215 MeV à perda de energia de uma partícula de ionização mínima.

Carro		g cm ⁻²					Perda de energia para íon mínima (MeV)
		Al	Latão	Fe	Contadores	Total	
a ₁	1080	24	38		4	66	110
a ₂	1080	24	38		4	66	110
a ₃	1080	24	38		4	66	110
a ₄	1080	24	38		4	66	110
b ₁	1800		88	22	2	112	170
b ₂	1640		81	22	2	105	160
b ₃	1640		81	22	2	105	160
b ₄	1050		51		15	66	100
Totais	10450	96	453	66	37	652	1030

A figura 4.4 é uma fotografia de uma das metades da região de produção, onde se vêem os 8 carros. Os neutrinos entravam pela direita. Na fotografia se vêem ao alto as conexões elétricas que transmitiam o impulso de alta tensão às câmaras de centelhas. A figura 4.5 é a fotografia de um evento ocorrido na região de produção: mostra um traço longo, consistente com o traço de um muon, uma cascata eletrônica e uma partícula que interage.

4.3 - AS BOBINAS DE HELMHOLTZ

Produziam campo de 4 kgauss (com corrente de 2,5 kA e potência absorvida de 1,5 megawatts), numa região de comprimento 260cm, largura 110cm e altura 120cm. A trajetória da partícula era registrada por cinco câmaras de centelhas de alumínio indicadas na figura 4.6 pelos números de 1 a 5. A câmara 1 foi colocada antes do imã, a câmara 5 depois do imã e as câmaras 2, 3 e 4 foram colocadas dentro do campo magnético (na verdade o que estamos chamando câmaras 1 e 5 eram o conjunto de duas câmaras cada). A distância entre duas câmaras consecutivas colocadas no campo magnético era $l = 65\text{cm}$, e a distância entre as câmaras 1 e 2, e entre 4 e 5, era $L = 95\text{cm}$.

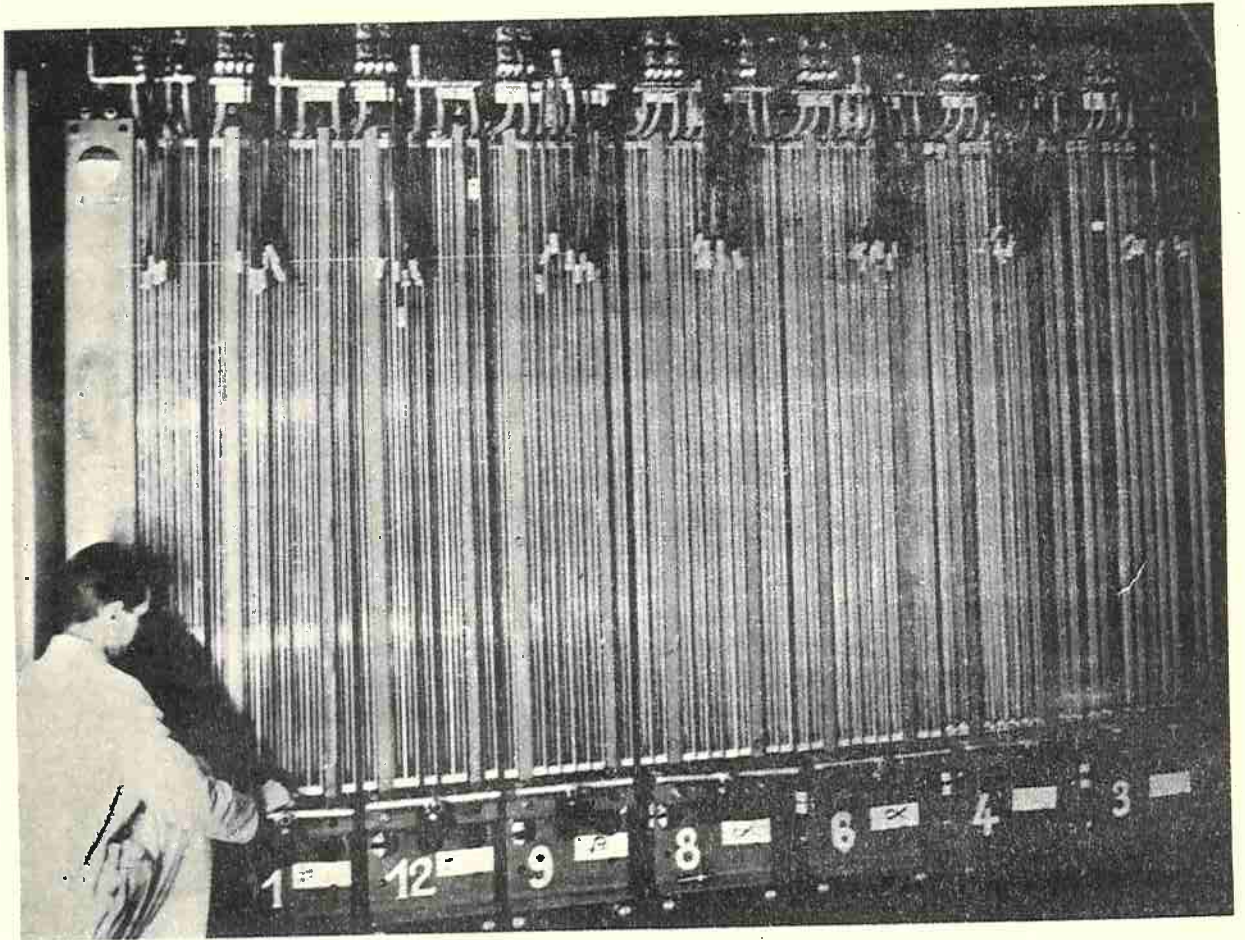


FIG. 4.4 - Fotografia da região de produção

No caso de pequenos ângulos de deflexão θ , a flecha f da parte circular é dada por:

$$f = \frac{l' \theta}{4} \quad (4.1)$$

onde $2l' = 0,76 \times 2l$ é o comprimento efetivo da região do campo magnético. Para partículas de $1 \text{ GeV}/c$, $f = 1,9 \text{ cm}$, mas as flechas F e F' ($\approx F''$) são mais importantes do que f , atingindo os valores respectivamente de 9 e 4 cm (figura 4.6). O erro estimado na determinação de F e F' é de 10 e 8 mm respectivamente, o que permite a medida de quantidade de movimento de $1 \text{ GeV}/c$ com precisões de 10% e 20% quando se usam as flechas F e F' respectivamente. A quantidade de movimento máxima detectável é da ordem de $10 \text{ GeV}/c$. Portanto, o sinal de uma partícula com quantidade de movimento até $5 \text{ GeV}/c$ pode ser determinado com nível de confiança maior que 90%.

A figura 4.7 é uma fotografia das bobinas de Helmholtz na qual se pode notar as câmaras de centelhas 1, 3, 4 e 5.

4.4 - REGIÃO DE PERCURSO

Como o nome indica, esta região foi planejada para medir, por meio de um alto valor de $g \text{ cm}^{-2}$ de absorvente, o percurso de partículas produzidas na região de produção, a fim de discriminar entre muons e hadrons. Consistia de placas espessas de chumbo e de ferro, com espessura aumentando progressivamente, e de área $100 \times 160 \text{ cm}^2$, colocadas simetricamente em relação ao feixe de neutrinos (ver figura 4.1). As características fundamentais desta região estão dadas na Tabela 4.2.

TABELA 4.2
Características da região de percurso

Número de placas	Espessura (cm)	Material
4	5	chumbo
5	10	chumbo
2	15	chumbo
1	20	chumbo
2	20	ferro
Massa total		53 toneladas
Número de $g \text{ cm}^{-2}$		1680
Perda de energia por partícula de ion.min.		2 GeV

Embora esta região tenha sido inicialmente planejada para a medi- da de percursos, ela também foi utilizada para produção de reações de neu- trinos, devido à sua grande massa. A fim de detectar tais reações foram co- locados um contador plástico antes da primeira placa de 15cm, outro depois dessa placa e um contador líquido no fim da região (indicados respectivamen- te por R_1 , R_2 e L_2 na figura 4.1).

A eficiência desta região para detecção de muons de energia menor que 2 GeV era alta, mas era nula para a detecção de eletrons. A figura 4.8 é uma fotografia desta região durante a fase de montagem.

EXPERIÊNCIA II (1964)

4.5 - REGIÃO DE PRODUÇÃO

Na experiência II a região de produção era constituída por um con- junto de câmaras de centelhas tôdas de alumínio, seguido de um conjunto de câmaras de latão. As câmaras eram montadas em 10 pequenos carros, dispos- tos em duas colunas de 5 carros cada, colocadas lado a lado, simètricamen- te em relação ao feixe de neutrinos. Os 4 primeiros carros eram idênticos, e serão chamados carros tipo c: cada um continha 8 câmaras de alumínio e um contador plástico de 2cm de espessura. O quinto carro continha 8 câmaras de latão. A tabela 4.3 dá as principais características desta região.

T A B E L A 4 . 3

Características dos 5 carros da metade da região de produção. A massa total era de 7,84 toneladas, com 80 câmaras de centelhas e 8 contado- res plásticos.

Carro	Massa (Kg)	g cm ⁻²				Perda de energia para ion. mínima (MeV)
		Al	Latão	Conta- dores	Total	
c	580	32	0	2	34	58
d	1600	0	100	0	100	150
Total (4c+d)	3920	128	100	8	236	382

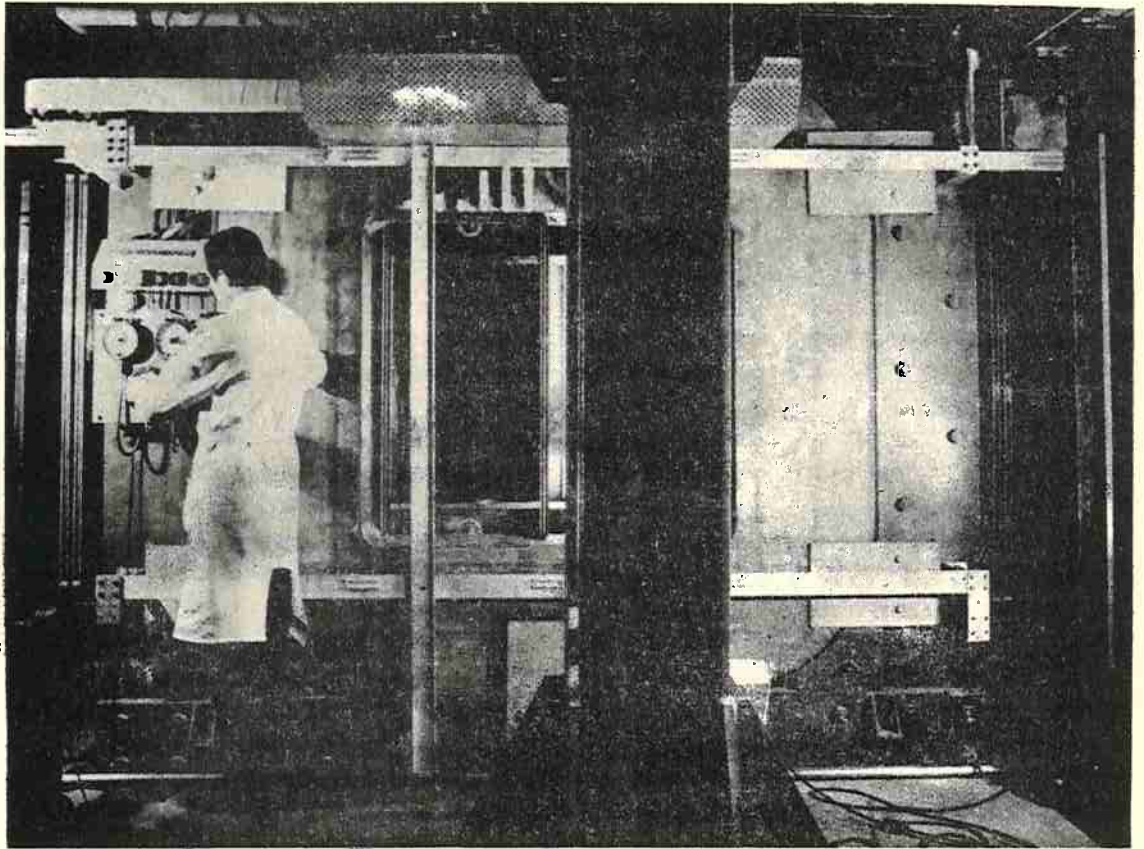


FIG. 4.7 - Fotografia das bobinas de Helmholtz

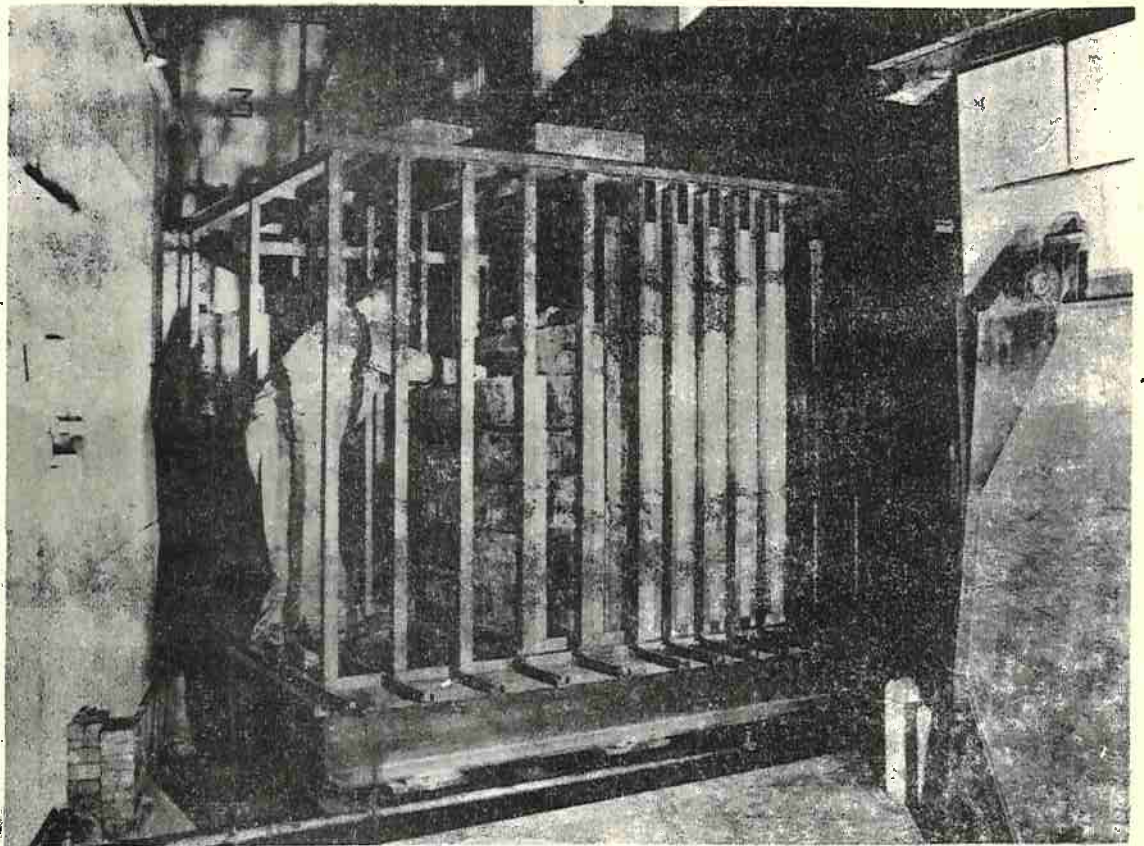


FIG. 4.8 - Fotografia da região de percurso (experiência I)

4.6 - O IMÃ DE FERRO

A experiência II foi planejada quando a experiência I já estava montada. Por êsse motivo, no projeto do imã de ferro, que deveria substituir as bobinas de Helmholtz, foram levados em conta os seguintes fatores: a construção tinha de ser rápida, o eletroimã deveria poder ser incorporado à experiência facilmente, sem necessidade de grandes alterações nas outras partes e deveria utilizar as câmaras de centelhas já existentes.

O imã consistia de 24 placas de ferro de 5cm de espessura e de área $210 \times 160 \text{ cm}^2$, separadas por distâncias adequadas para a instalação entre elas de câmaras de centelhas e de contadores.⁷⁰⁾ A figura 4.9 mostra a disposição das placas de ferro, das 38 câmaras de centelhas e dos 12 contadores. As placas de ferro eram fixadas a uma base de ferro sólida, que fechava o circuito magnético. Esta base era parcialmente enterrada no chão do laboratório, para que o plano horizontal de simetria coincidisse com a altura média do feixe de neutrinos. As bobinas estavam dispostas na parte inferior. A figura 4.10 mostra a posição da base, das bobinas, das câmaras de centelhas e dos contadores.

O ferro era saturado, o campo magnético sendo 18 Kgauss. As principais características desta região estão dadas na tabela 4.4.

T A B E L A 4 . 4

Principais características do imã de ferro imantado

Número de placas de ferro	24
Número de câmaras de alumínio	38
Número de contadores plásticos	12
Indução magnética	18 Kgauss
Potência absorvida	1,5 megawatts
Massa total	25 toneladas
Número de g cm^{-2} :	
ferro	876
alumínio	76
contadores	12
Total	964
Perda de energia por partícula de ionização mínima, MeV:	
ferro	1314
alumínio	129
contadores	22
Total	1465

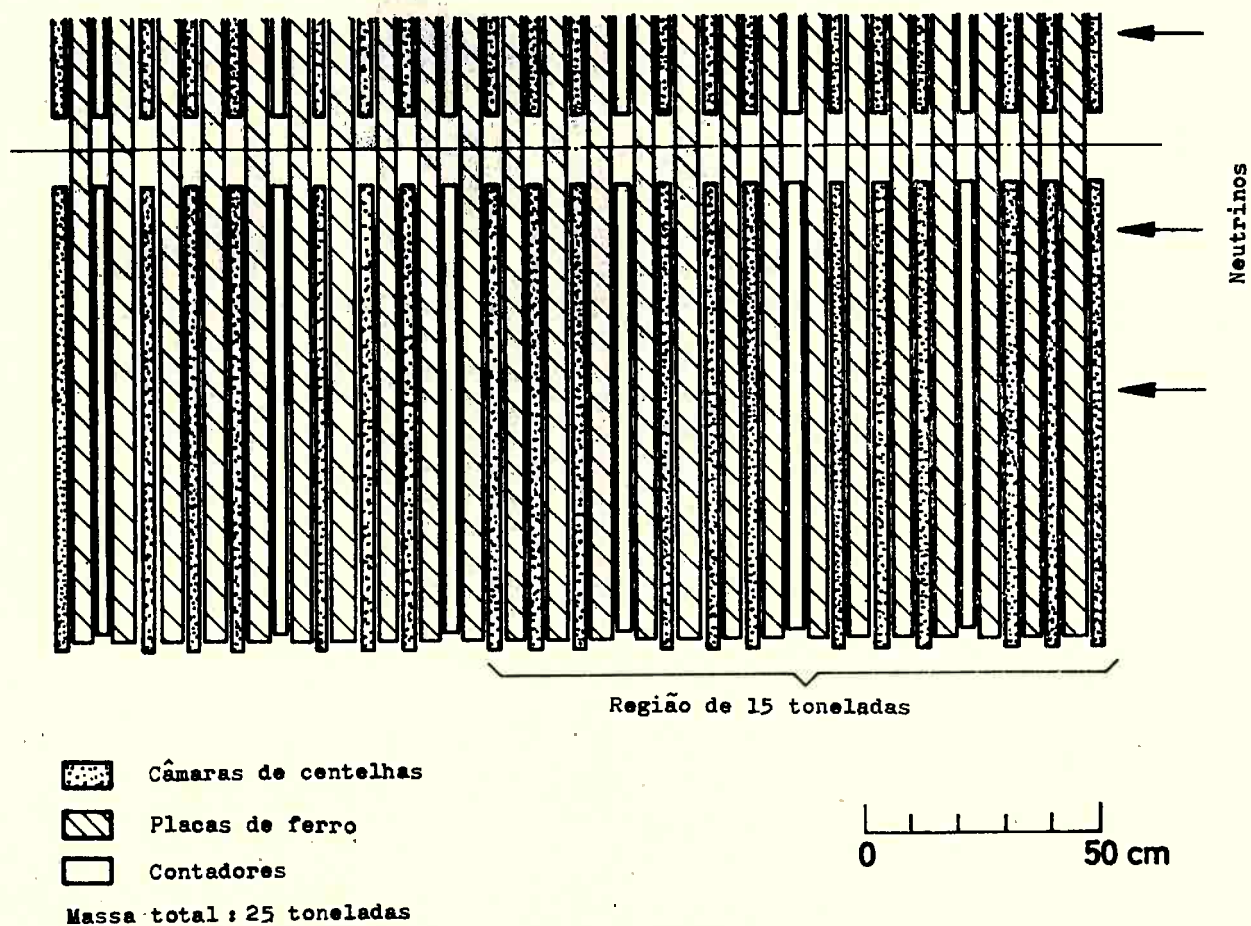


FIG. 4.9 - Esquema do imã de ferro, com as posições das câmaras de centelhas e dos contadores indicadas.

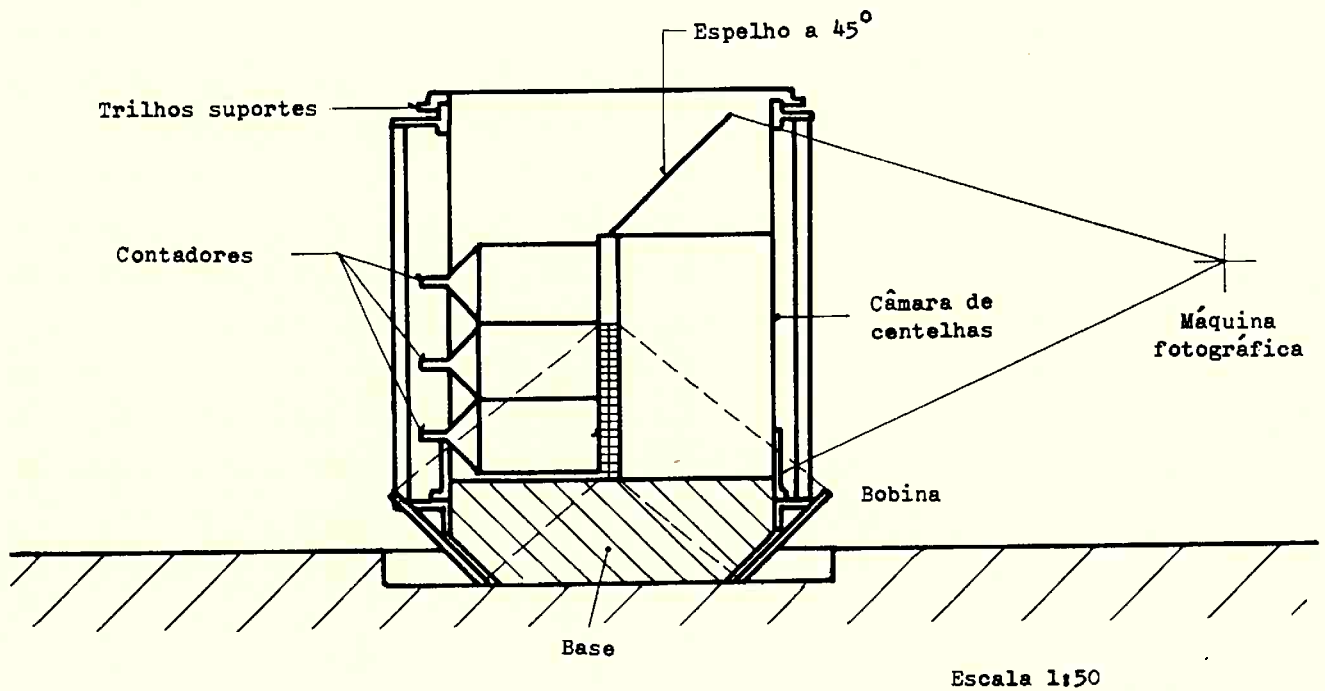
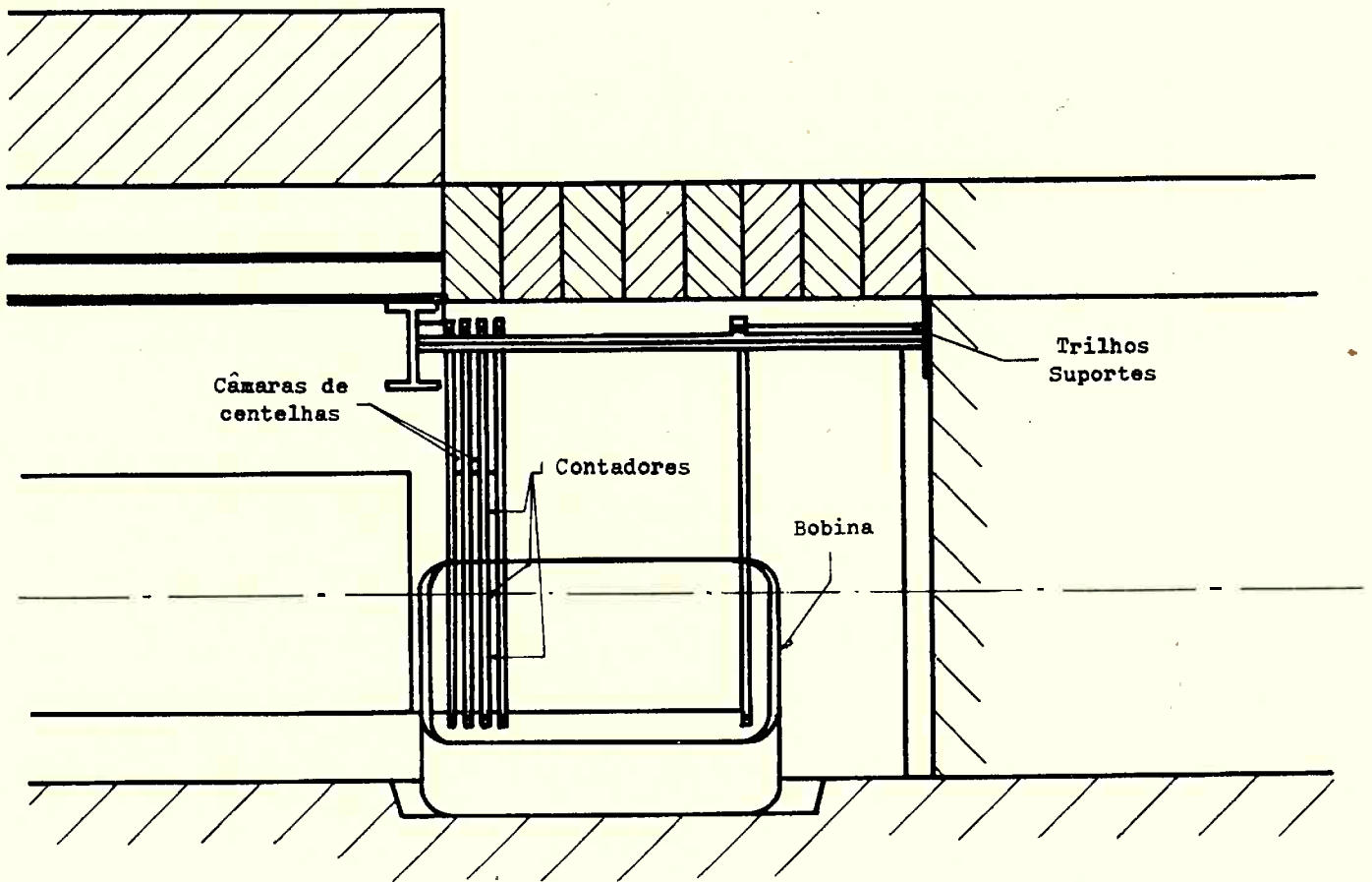


FIG. 4.10 - Arranjo do imã de ferro

4.6.1 - Precisão das medidas

O espalhamento múltiplo no ferro constitui a maior fonte de incertezas na determinação do sinal da carga de uma partícula que atravessa o ímã. Vejamos qual a probabilidade para que o sinal seja determinado. Imaginemos que uma partícula atravessasse a distância de L centímetros em ferro uniformemente imantado com indução magnética B kilogauss. A partícula descreve um segmento circular de flecha f_{mag} dada por:

$$f_{\text{mag}} = 3,75 \frac{B L^2}{p} \quad (4.2)$$

onde f_{mag} e L são medidas em centímetros, B é dado em kilogauss e p é dado em MeV/c.

Essa seria a flecha da trajetória se não houvesse espalhamento múltiplo no ferro. Mas, à curvatura devida ao campo magnético se superpõe outra, devida ao espalhamento múltiplo, à qual corresponde uma flecha de valor médio quadrático f_{esp} dado por

$$f_{\text{esp}} = C \frac{L^{3/2}}{p \beta} \quad (4.3)$$

onde a constante C vale 1,53 para o ferro, L é medido em centímetros, p é medido em MeV/c, β é a razão entre a velocidade da partícula e a velocidade da luz no vácuo.

A tabela 4.5 dá exemplos que ilustram a situação para o muon. Em função da quantidade de movimento p está dado o percurso do muon em ferro, a flecha f_{mag} relativa à indução magnética de 18 kgauss, a razão $f_{\text{mag}}/f_{\text{esp}}$ e a probabilidade de erro na determinação do sinal da partícula, isto é, probabilidade de trocar o sinal da curvatura devido ao espalhamento múltiplo. Os valores que figuram na tabela foram obtidos a partir das fórmulas (4.2) e (4.3) com as aproximações de que L seja o percurso, de que as flechas sejam medidas no centro dos traços e que essas flechas correspondam ao valor da curvatura no ponto central do traço.

T A B E L A 4 . 5

P (MeV/c)	Percurso em ferro (cm)	f_{mag} (cm)	$f_{\text{mag}}/f_{\text{esp}}$	Probabilida- de de erro no sinal (%)
315	16	1,0	1,6	6,0
630	32	2,6	2,3	1,1
1155	80	7,5	4,0	< 0,01
> 1300	> 100		4,5	< 0,01

4.7 - REGIÃO DE PERCURSO

Na experiência II esta região constava de três partes: a primeira era constituída de 32 placas de ferro de 5cm de espessura, a segunda de 18 placas de chumbo, sendo 8 de 15cm e 10 de 10cm de espessura. Entre essas duas partes foram colocados dois grandes cintiladores líquidos. As placas metálicas dessas duas partes, com as câmaras de centelhas e os contadores foram dispostas simetricamente em relação ao feixe de neutrinos (ver figura 4.2). A terceira parte era constituída de duas placas de ferro imantadas a 18 kgauss, cada uma de 15cm de espessura. As placas imantadas foram colocadas para se tentar medir o sinal da carga de partículas produzidas na primeira ou na segunda parte. Em cada lado do equipamento foram colocadas duas câmaras de centelhas antes e três depois das placas imantadas.

A tabela 4.6 resume as características de cada metade da região do percurso.

T A B E L A 4 . 6

Características de uma metade da região de percurso

Parte	1a.	2a.		3a.
Material	Ferro	Chumbo		Ferro (imantado)
Número de placas	16	4	5	2
Espessura de uma placa (cm)	5	5	10	15
Número de câmaras de cen- telhas	16 ^{a)}	9 ^{b)}		5 ^{b)}
Número de contadores plásticos	3	1		-
Massa (toneladas)	10,5	15,5		10 ^{c)}
Número de g cm ⁻²	670 ^{d)}	910		220
Perda de energia para ionização mínima (MeV)	970	1050		320

T A B E L A 4 . 6 (continuação)

Massa útil total dos dois lados: 52 toneladas Número total de g cm^{-2} : 1800 Perda de energia para ionização mínima total: 2340 MeV
--

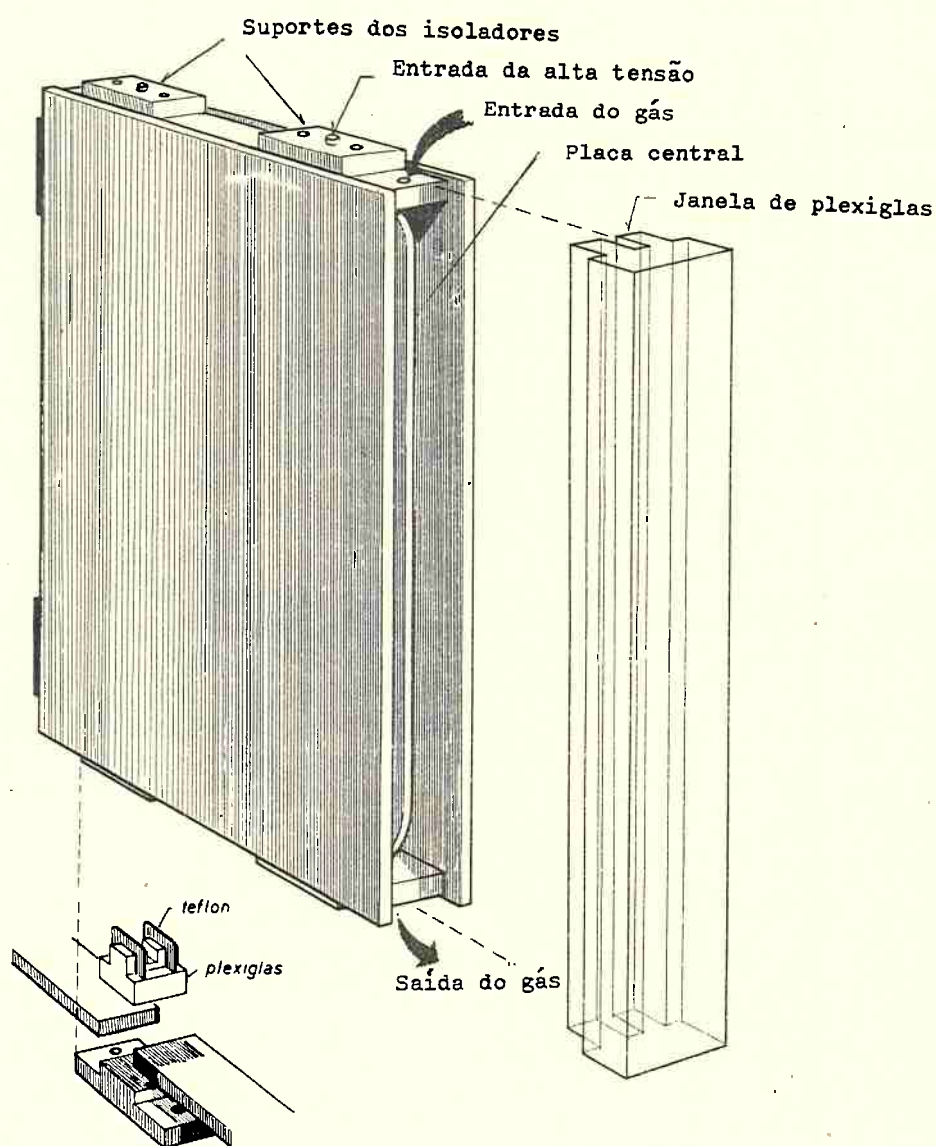
- a) Alumínio
- b) Latão
- c) Não é útil para produção de eventos. As 10 toneladas correspondem à massa total dessa parte (não à metade).
- d) Estão incluídas as 15 g cm^{-2} do contador líquido colocado entre as placas de ferro e as de chumbo.

4.8 - AS CÂMARAS DE CENTELHAS

Deixamos para o fim a descrição das câmaras de centelhas, pois certos problemas como o da eletrônica e o da fotografia são mais facilmente descritos depois de terem sido explicadas as várias partes do arranjo experimental.

As câmaras de centelhas foram construídas⁷¹⁾ com características físicas que obedeceram a sugestões do autor²⁵⁾, que estudou as propriedades básicas de câmaras de centelhas a serem utilizadas em experiência com neutrinos de alta energia.

Cada câmara era constituída de três placas metálicas (alumínio ou latão) de $100\text{cm} \times 160\text{cm}$ e de $0,5\text{cm}$ de espessura, separadas por um espaçamento de $1,0\text{cm}$. As placas metálicas tinham suas superfícies controladas, nas fábricas de origem, quanto a polimento e abaulamento, a flecha medida em qualquer direção devendo ser menor que $0,4\text{mm}$. As duas placas externas eram parafusadas e coladas com araldite a três barras do mesmo metal que o das placas em três lados (figura 4.11). A essas barras chamaremos espaçadores. Ao quarto lado era colada com "silastic" uma janela de "plexiglass", através da qual a câmara era fotografada. A placa central era mantida por seis isoladores de "plexiglass" fixos aos espaçadores. A placa central recebia o impulso de alta tensão e as duas externas eram ligadas à terra. Esse tipo de construção torna fácil o arranjo, o transporte e o conserto das câmaras. A tabela 4.7 dá as principais características dos dois tipos de câmaras.



DETALHE DO ISOLADOR

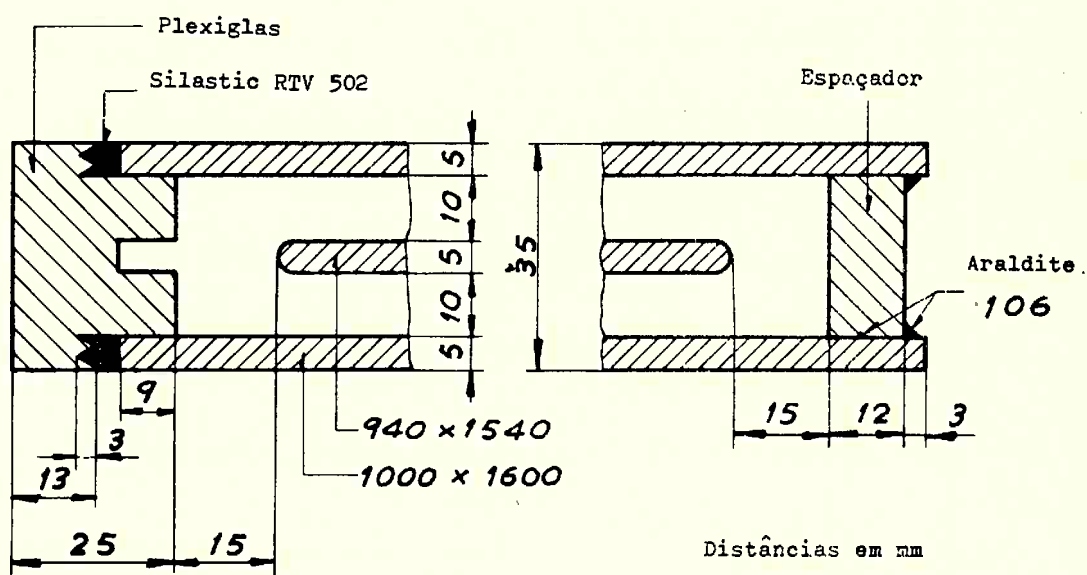


FIG. 4.11 - Detalhes das câmaras de centelhas

T A B E L A 4 . 7

Características das câmaras	Uma câmara de alumínio	Uma câmara de latão
massa (kg)	65	202
número de $g\text{ cm}^{-2}$	4	12,6
densidade média ($g\text{ cm}^{-3}$)	1,14	3,70
número de caminhos livres médios de radiação	1/12	1
número de caminhos livres médios geométricos	1/24	1/10

4.8.1 - O gás

O gás usado era uma mistura de 30% de neônio e 70% de hélio¹⁴⁾. Como as experiências e as provas exigiam semanas de funcionamento contínuo, foi construído um sistema automático de circulação de gás num sistema fechado. Um pequeno gasômetro foi construído para controlar e manter um excesso de pressão de 3mm de mercúrio nas câmaras e compensar pequenas fugas de gás, mudanças de temperatura e pressão e controlar um escoamento constante, embora pequeno, através das câmaras. A fim de ser purificada, a mistura hélio-neônio passava por um forno a cálcio. Um estudo sistemático das câmaras nos permitiu controlar a pureza do gás pela medida do tempo de sensibilidade, que era de cerca de 6 microsegundos. Esse controle era feito fotografando partículas de raios cósmicos aproximadamente de 4 em 4 horas (utilizando-se filme polaroide).

4.8.2 - Fotografias

O arranjo experimental total estendia-se a mais de 8 metros. Como a altura de cada câmara de centelhas era de 1,60m e a profundidade de 1,00m, as câmaras não podiam ser todas fotografadas por uma única máquina fotográfica. Um problema importante da fotografia é o seguinte: suponhamos que uma máquina fotográfica deva fotografar uma série de câmaras de centelhas dispostas numa região de comprimento total L, como indicado na figura 4.12. A condição fundamental é que, qualquer que seja a posição da centelha dentro de uma câmara, A, B, C, D, etc., a luz emitida pela centelha seja "vista" pela objetiva da máquina fotográfica. Para isso é necessário que algum dispositivo ótico J, seja adaptado às janelas do plexiglass das

câmaras a fim de desviar a luz para a máquina fotográfica. Foi utilizado um sistema simples e engenhoso, concebido e construído por G. Muratori⁷¹⁾ : diante de cada câmara de centelhas foram instalados dois espelhos planos , dispostos num plano vertical, mas fixos a um suporte que permitia variar o ângulo entre os espelhos (figura 4.13). Assim, cada par de espelhos podia ser ajustado de maneira que a máquina fotográfica "visse" as placas das câmaras de centelhas paralelas em toda a profundidade.

Para estereoscopia, as máquinas fotográficas eram usadas aos pares (por exemplo, a figura 4.12 representa uma projeção sobre um plano horizontal e a máquina fotográfica esquematizada nessa figura corresponde uma outra, situada 1,50 m mais alta). O ângulo estereoscópico era de cerca de 28° . As coordenadas de uma centelha no plano vertical eram determinadas com precisão de ± 1 mm na região de produção e ± 2 mm no imã e na região de percurso. O erro na coordenada que dá a profundidade era de 3 a 4 vezes maior.

Na figura 4.1 estão indicadas as posições das 10 máquinas fotográficas usadas: um par estereoscópico indicado na posição PS, que fotografava uma metade da região de produção, outro na posição PN que fotografava a outra metade; um par indicado por M que fotografava o imã, e dois pares, RS e RN, que fotografavam a região de percurso. A cada disparo das câmaras de centelhas de qualquer das 3 regiões do arranjo todas as câmaras eram disparadas e todas as máquinas fotográficas acionadas. Sempre eram tiradas 10 fotografias.

A fim de permitir a reconstrução no espaço, um sistema de referência constituído de uma rede de fios de nylon foi fixado em frente das câmaras de centelha. Os fios eram iluminados à cada fotografia.

4.8.3 - O sistema eletrônico

O sistema eletrônico¹⁴⁾ consistia de uma parte lógica, uma parte servo, que recebia instruções da lógica, um gerador de impulsos para os centelhadores e um medidor de tempos de vôo.

a) Parte lógica - Fundamentalmente esta parte combinava impulsos provenientes dos contadores e que assinalavam uma interação de neutrino. Além dos contadores plásticos e líquidos mencionados quando descrevemos as três regiões do arranjo experimental, havia três grandes cintiladores líquidos em anti-coincidência: um na frente do equipamento, outro no lado voltado para o sincroton e o terceiro ao alto, para cortar partículas de raios cósmicos. Os dois primeiros estão indicados na figura 4.1 por FRENTE e LA-

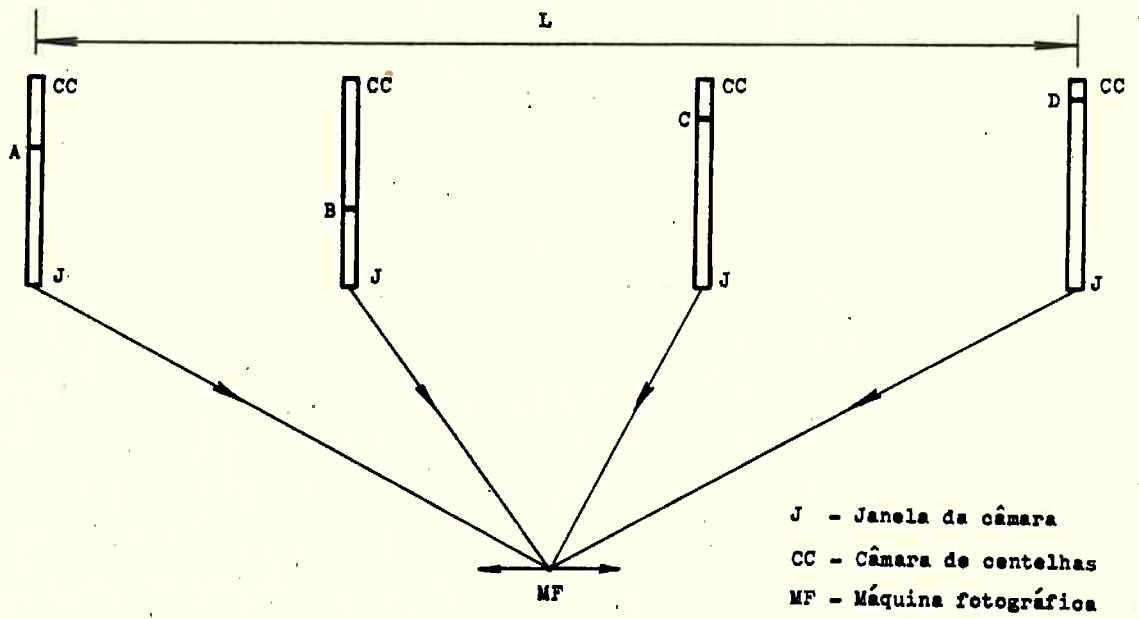


FIG. 4.12 - Desvio da luz necessário para a fotografia

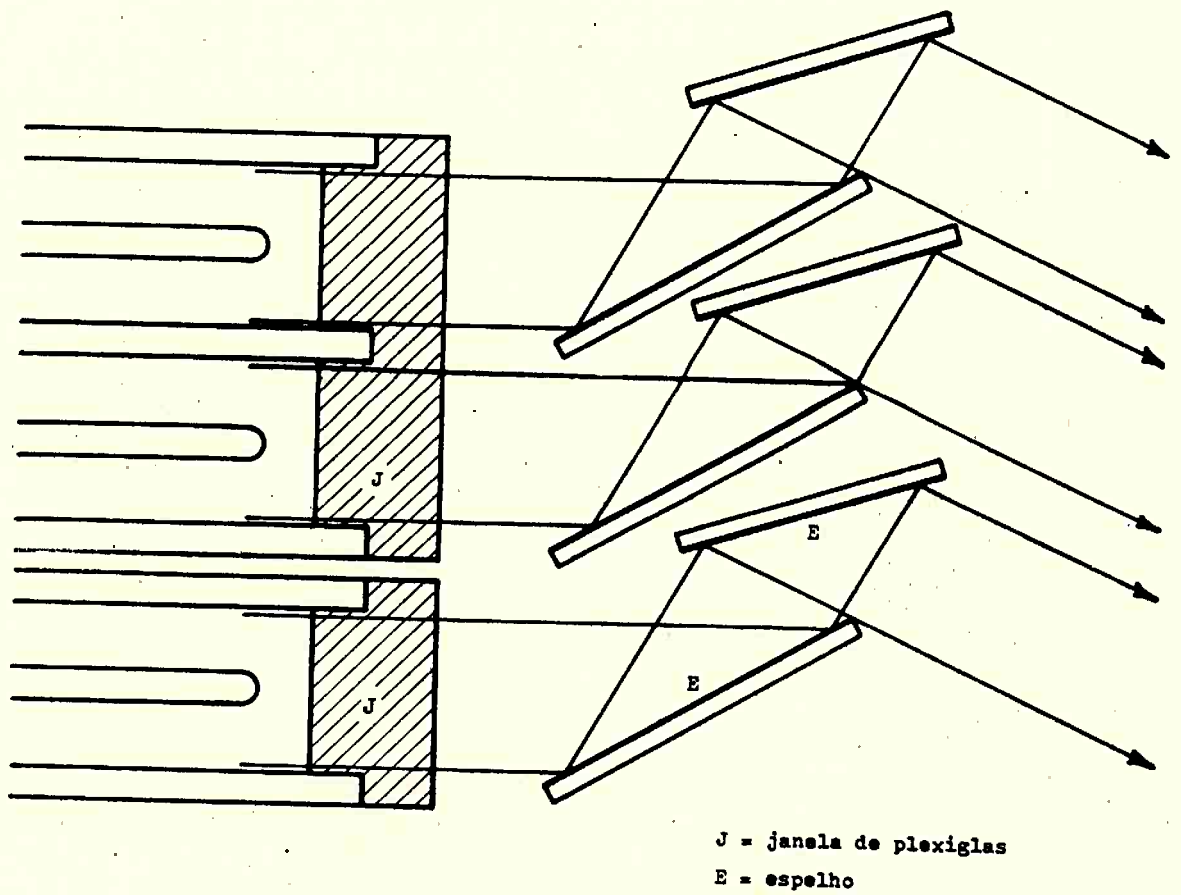


FIG. 4.13 - Esquema do sistema de espelhos.

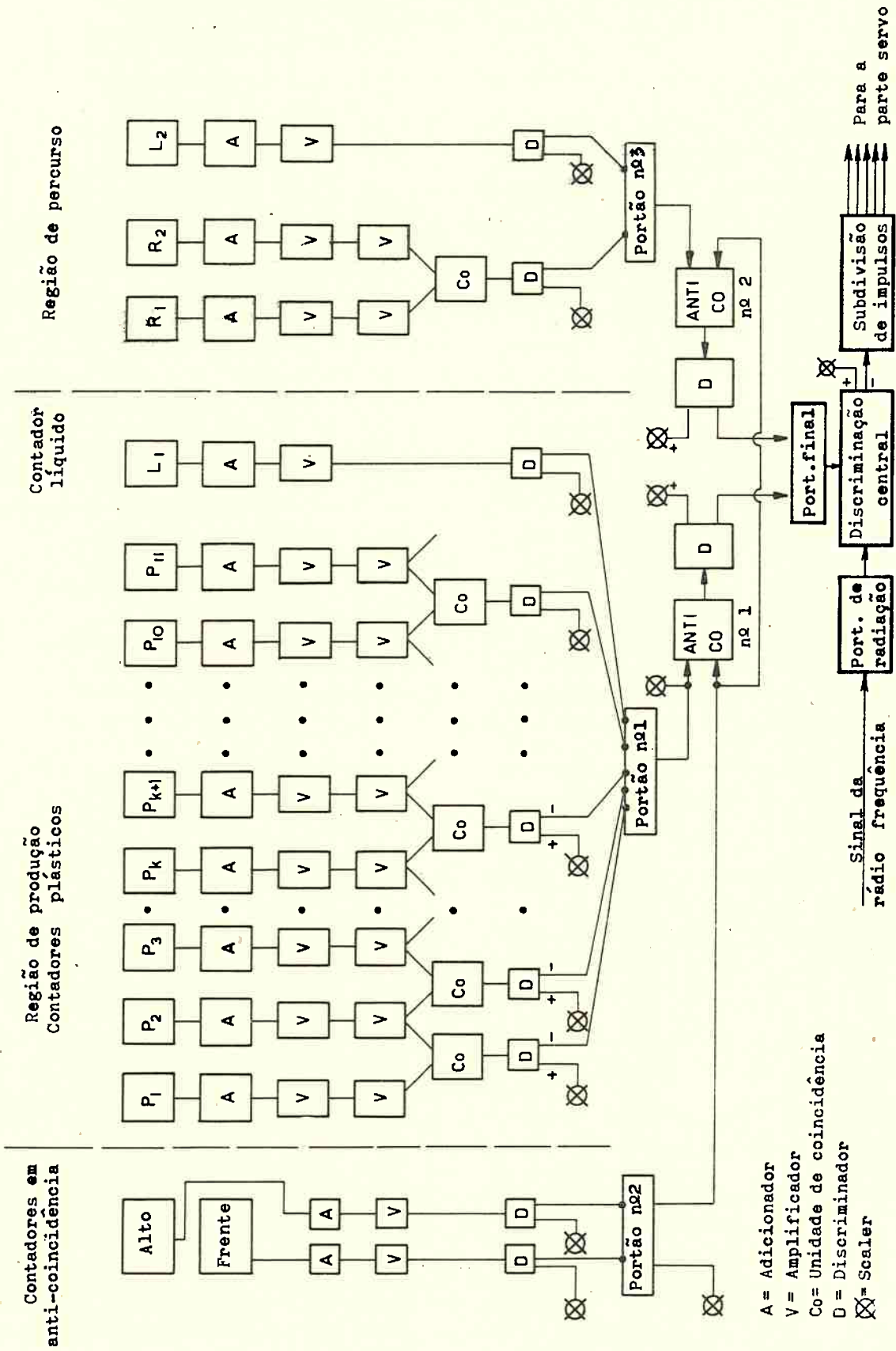


FIG. 4.14 - Esquema da parte lógica da eletrônica

- 2) contrôle do avanço dos filmes nas máquinas fotográficas;
- 3) quadro indicativo de dados gerais, fotografado, conjuntamente, com cada evento, e que continha o número da fotografia, o número da medida (experiência), a data, o número de protons acelerados no impulso correspondente do acelerador, o número de protons extraídos e o tempo de vôo da partícula que interagiu;
- 4) um mostrador das coincidências, que indicava, por meio de pequenas lâmpadas neon quais os contadores acionados.

c) O gerador de impulsos para os centelhadores - O impulso de alta tensão era aplicado às câmaras por meio de centelhadores. Para alimentá-los havia um gerador de impulsos principal e vários secundários. O gerador de impulsos principal era disparado pela aplicação de um impulso de +10 V, proveniente do sistema lógico dos contadores, a uma válvula EFP60, que acionava uma válvula C1149. Em consequência um impulso de -10KV era aplicado ao gerador de impulso secundário (figura 4.15). O gerador de impulso principal alimentava 28 secundários, e cada secundário alimentava 8 câmaras de centelhas. A figura 4.16 mostra um dos geradores de impulsos secundário. A capacitância total era de 0,1 μ F. O atraso total, contado desde o instante em que a tensão num gerador secundário atingia o pico de -10KV, era de 120 ns.

d) Medida dos tempos de vôo - A fim de verificar se uma interação detectada era relacionada com o impulso do acelerador ou não, foi medido o tempo decorrido entre a emissão de partículas pelo alvo e o impulso dado pelo discriminador central. Na verdade um sinal INÍCIO era dado pelo impulso do discriminador central a um conversor-de-tempo-a-altura-de-impulso. O sinal FIM era dado pela fase da voltagem aceleradora de radio-frequência, relativa ao cacho de protons acelerados (com um atraso conhecido). O intervalo de tempo entre a aceleração de dois cachos de protons sucessivos é de 105 ns no sincroton para protons do CERN. Os tempos de vôo eram digitalizados e seus valores numéricos fotografados para cada evento. Os tempos de vôo nos davam a possibilidade de decidir se uma dada classe de eventos era devida a neutrinos; nestes eventos a distribuição dos tempos de vôo deve ter uma largura idêntica à largura (em tempos) dos cachos de protons acelerados, e seu pico deve coincidir com o tempo necessário para que uma partícula com velocidade da luz se propague entre os contadores de referência.

Interações produzidas por neutrons ou outras partículas neutras resultantes de interações na blindagem apareciam com tempos de vôo na cauda da distribuição (relativa a tempos de vôo longos). A figura 6.5 ilustra dis

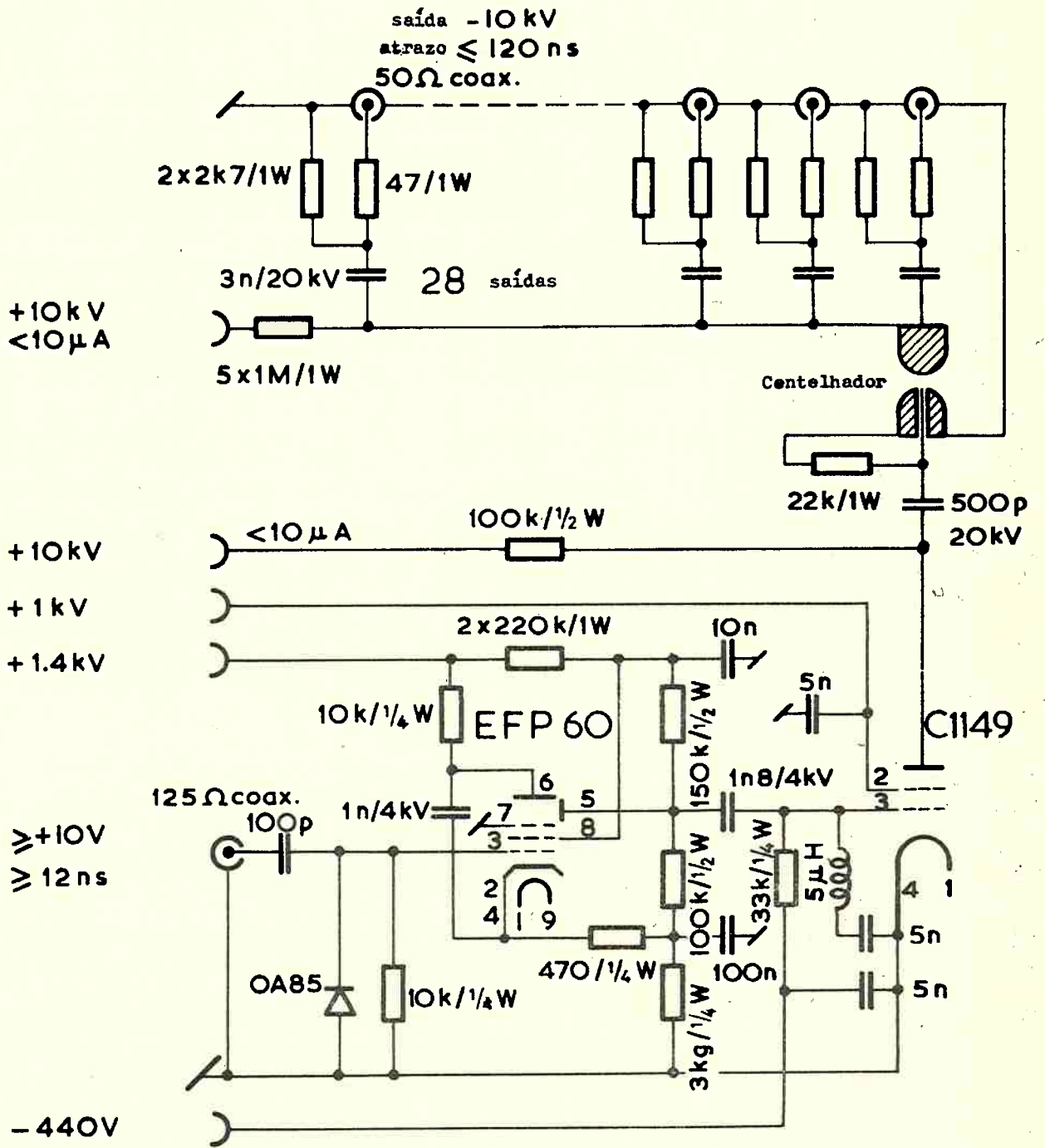
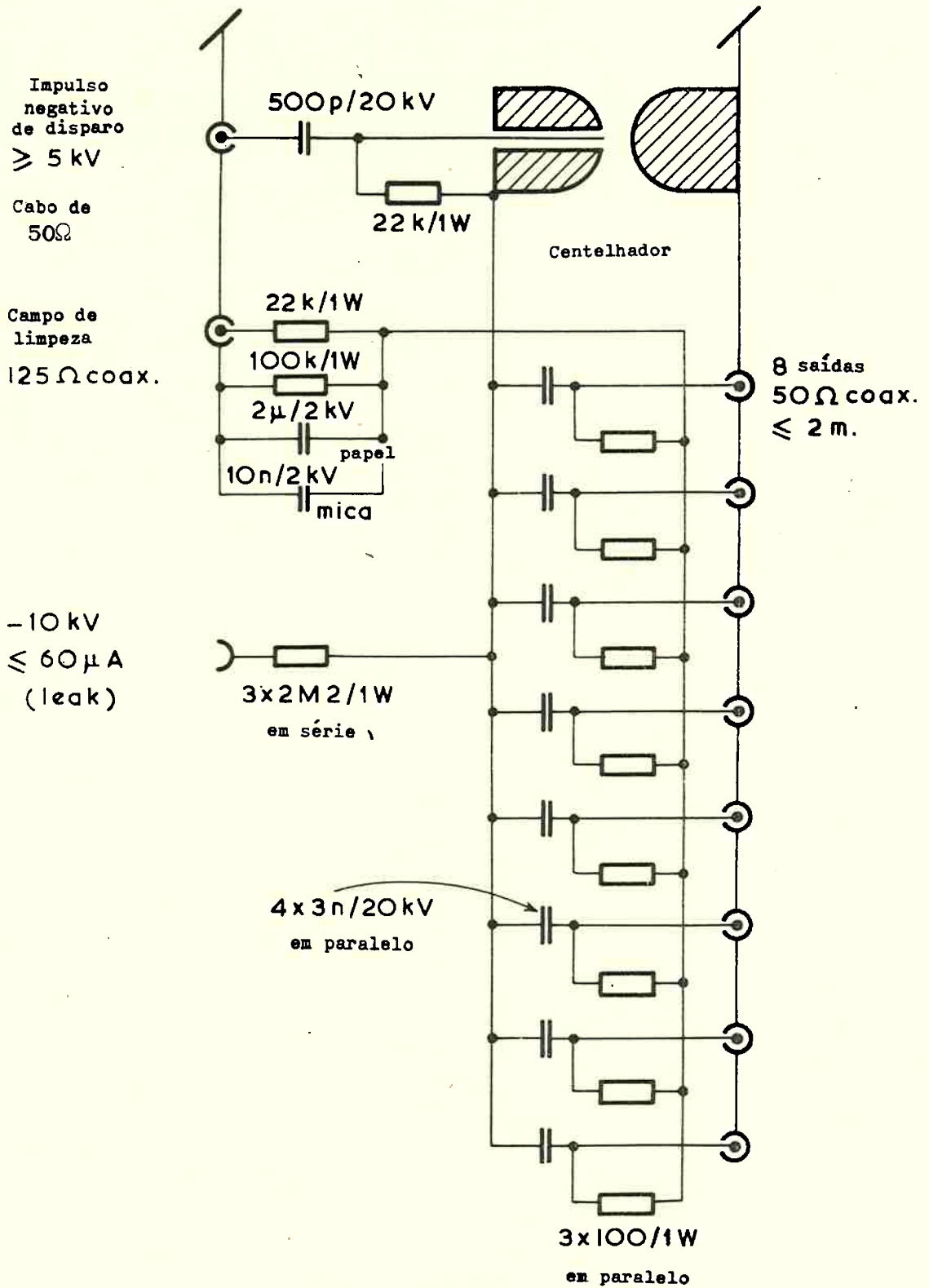


FIG. 4.15 - Gerador principal de impulsos



tribuição dos tempos de vôo.

4.8.4 - Os contadores

Os contadores plásticos tinham 2cm de espessura e eram constituídos de 4 partes de 50cm x 80cm justapostas, que formavam o que chamaríamos um contador completo, de 100cm x 160cm (ver figura 4.17). A cada parte era ligada uma fotomultiplicadora 53AVP, através de uma conexão de "plexiglass" que funcionava como guia de luz.

Os contadores líquidos eram constituídos de "decalin" contido em grandes caixas de "plexiglass".

4.9 - CALIBRAÇÃO DO EQUIPAMENTO

4.9.1 - Caminho livre médio aparente de interação

Como a presença do boson intermediário seria revelada por um par de muons ou um par muon-eletron, era fundamental que fosse feita a discriminação entre um muon e um hadron. Essa discriminação é sempre baseada no fato de que os muons interagem com a matéria muito menos do que os hadrons. Os muons não têm interação forte, mas através de interação eletromagnética podem produzir estrêlas de hadrons; a seção de choque para êsse processo é da ordem de 10^{-29} a 10^{-30} cm² por núcleon, cêrca de 10^3 a 10^5 vêzes menor que as seções de choque de interações fortes.

Apesar de as seções de choque totais para a interação de pions, kaons e protons serem bastante conhecidas, não é possível numa experiência de arranjo tão complexo, utilizarmos seções de choque medidas em outras experiências, para decidirmos se uma dada partícula é muons ou hadron. Alia-se à complexidade o fato de que a precisão de medidas numa experiência realizada com câmaras de centelhas é específica do arranjo experimental. Foi então necessário calibrar-se o equipamento para o que se define como interação.

A calibração foi feita para a região de produção nas experiências I e II, e para a região de percurso na experiência I.

Calibração da região de produção

Na região de produção uma interação foi definida como:

- a) uma estrêla, isto é, uma colisão na qual são produzidas duas ou mais partículas carregadas, ou:

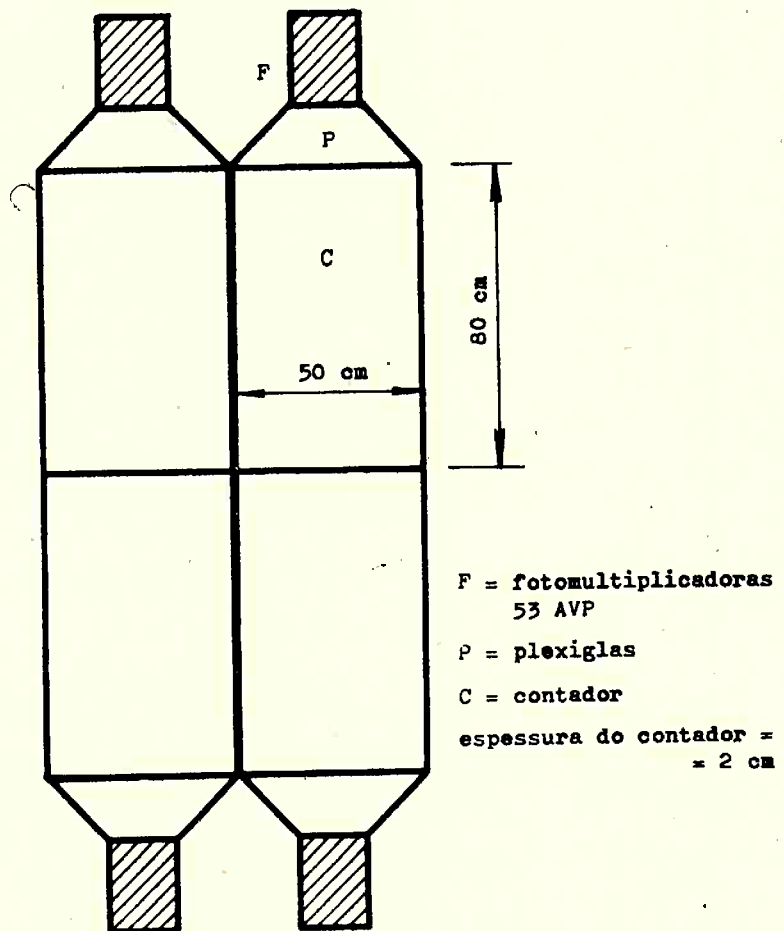


FIG. 4.17 - Arranjo de quatro conta-
 dores plásticos de
 (50 x 80) cm² para formar
 um contador "completo".

- b) uma mudança de direção igual a , ou maior que , 6° medida numa das fotografias estereoscópicas.

Neste tipo de experiência, a probabilidade para que uma partícula sofra uma interação é mais comodamente expressa em termos de um caminho livre médio do que em função de uma seção de choque. Definimos um caminho livre médio aparente de interação como a média da distância percorrida pelas partículas desde uma origem comum escolhida até o ponto de interação e representá-lo-emos por Λ , exprimindo-o na unidade conveniente g cm^{-2} . Vemos que o valor de Λ depende da definição de interação e do instrumento utilizado.

A distância Λ foi medida experimentalmente para pions, kaons e protons de várias quantidades de movimento, para o arranjo consistindo somente de câmaras de latão e para o arranjo misto (carros "A" da experiência I). O resultado é comodamente expresso como o quociente de Λ pelo caminho livre médio geométrico, que chamaremos Λ_0 . As figuras 4.18 e 4.19 dão os valores de Λ/Λ_0 para pions de quantidade de movimento no intervalo aproximado 0,25 a 2,0 GeV/c e para protons no intervalo aproximado 0,6 a 2,3 GeV/c. Os resultados obtidos com kaons são muito próximos dos resultados dos protons.

Foram tomados para Λ_0 os valores:

para alumínio , $\Lambda_0 = 95 \text{ g cm}^{-2}$;

para latão (cobre) , $\Lambda_0 = 125 \text{ g cm}^{-2}$.

Calibração da região de percurso

A região de percurso foi calibrada somente na experiência I , com a seguinte definição de interação:

- a) uma estrêla
 b) uma mudança de direção igual a , ou maior que , 10° medida numa das fotografias estereoscópicas.

Os resultados obtidos para Λ/Λ_0 estão expressos na figura 4.20 para pions de 650 a 1200 MeV/c. Os resultados para kaons e protons são idênticos aos dos pions.

4.9.2 - Calibração dos circuitos usados nas medidas dos tempos de vôo

Esta calibração foi feita medindo-se os tempos de vôo de partícu-

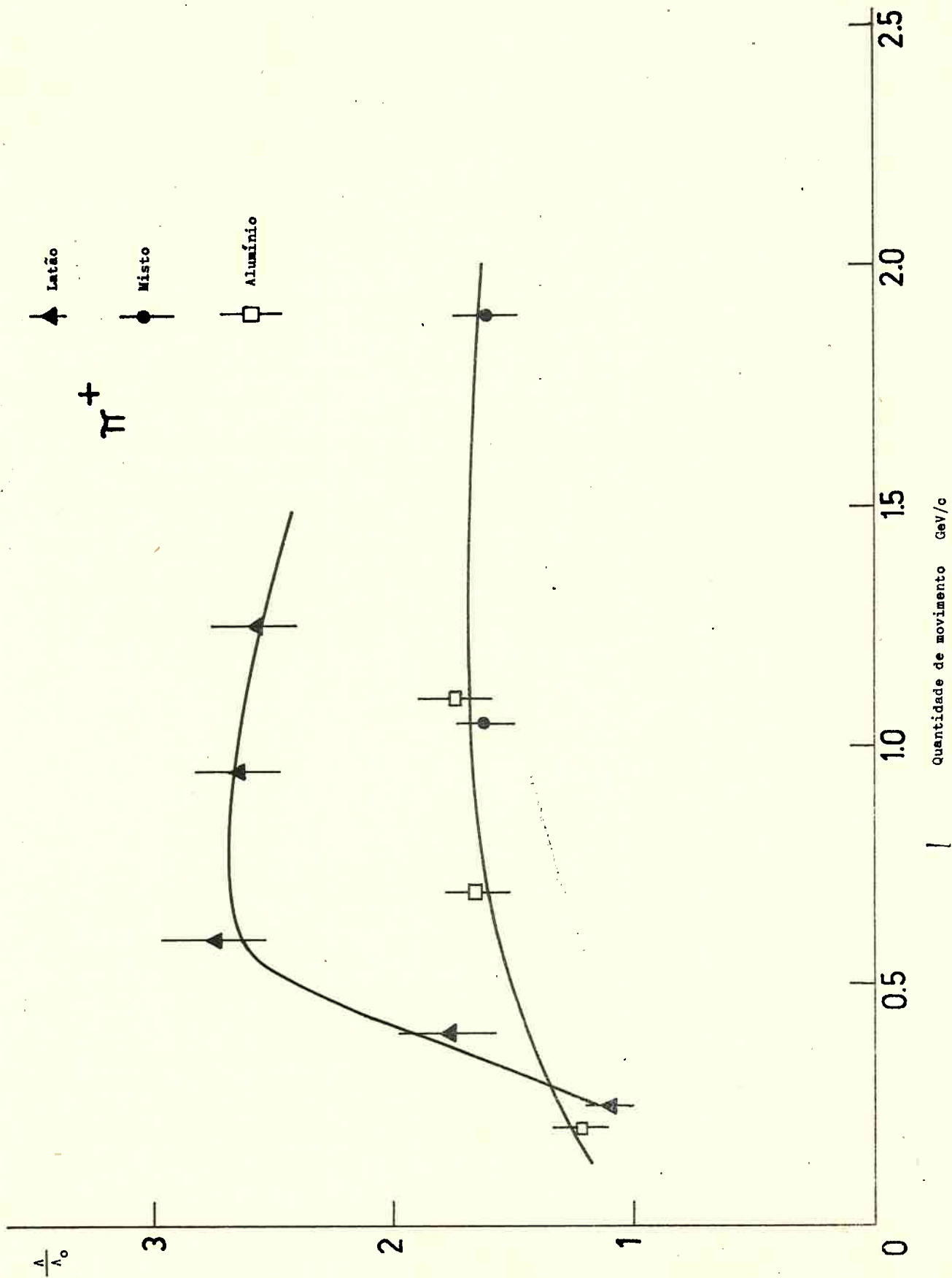


FIG. 4.18 - Λ/Λ_0 para π^+ na região de produção.

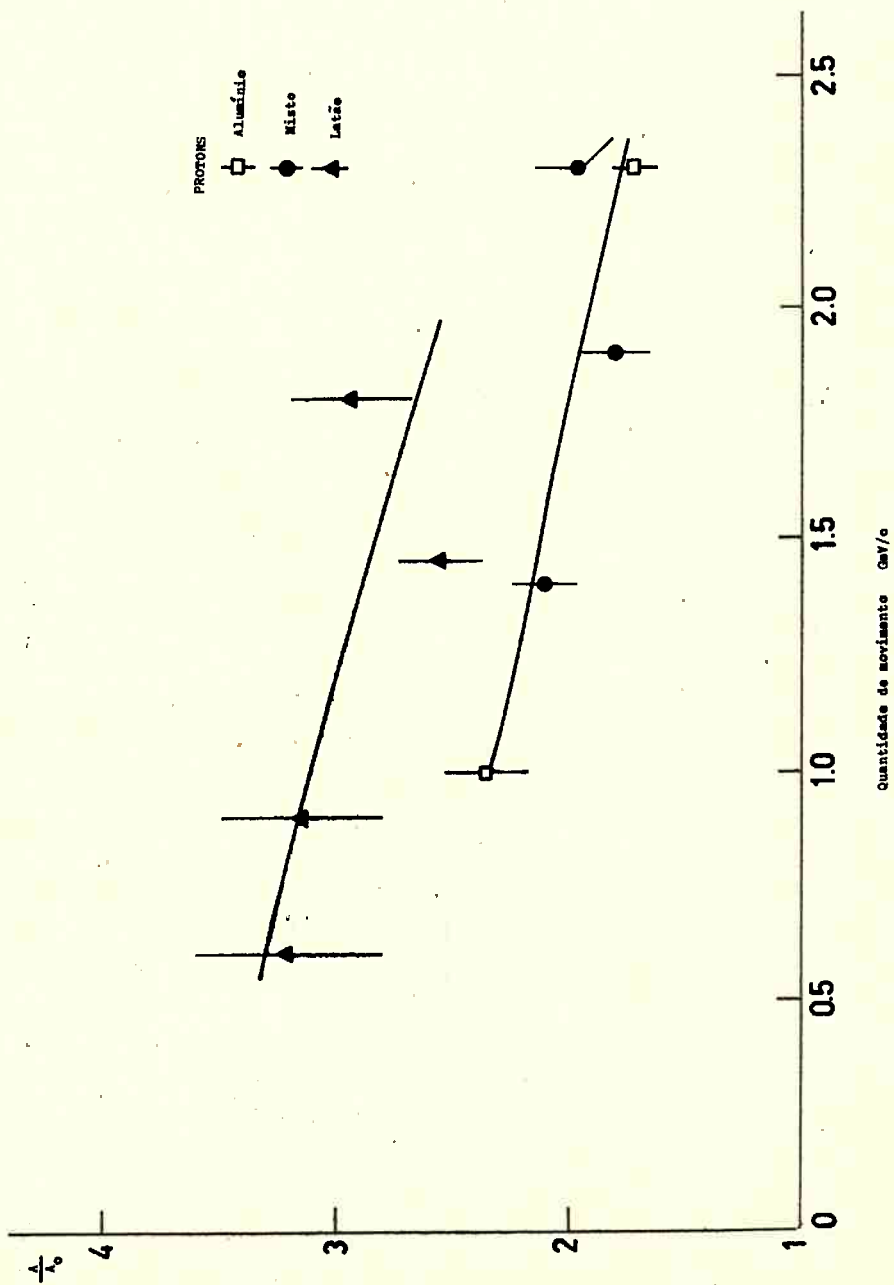


FIG. 4.19 - A / A_0 para protons na região de produção.

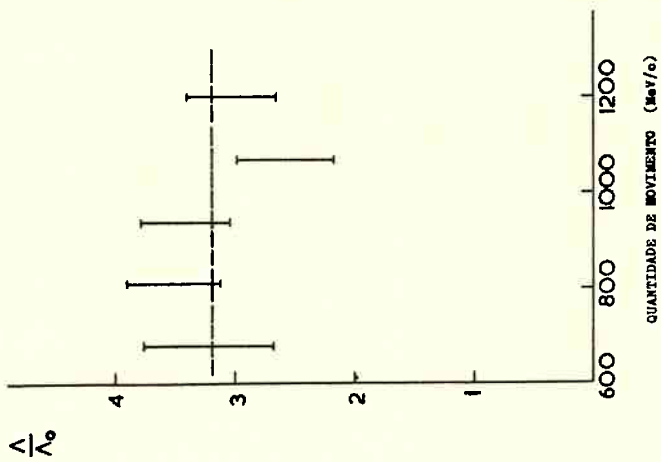


FIG. 4.20 - A / A_0 para π^+ na região de percurso.

las de quantidades de movimento conhecidas, e discriminando as massas pelos tempos de vôo. A composição do feixe era assim obtida, e controlada por uma medida independente realizada com um contador Cerenkov a gás. A figura 4.21 dá um exemplo da resolução dos circuitos, mostrando a discriminação entre os picos correspondentes a pions e a protons de 2 GeV/c.

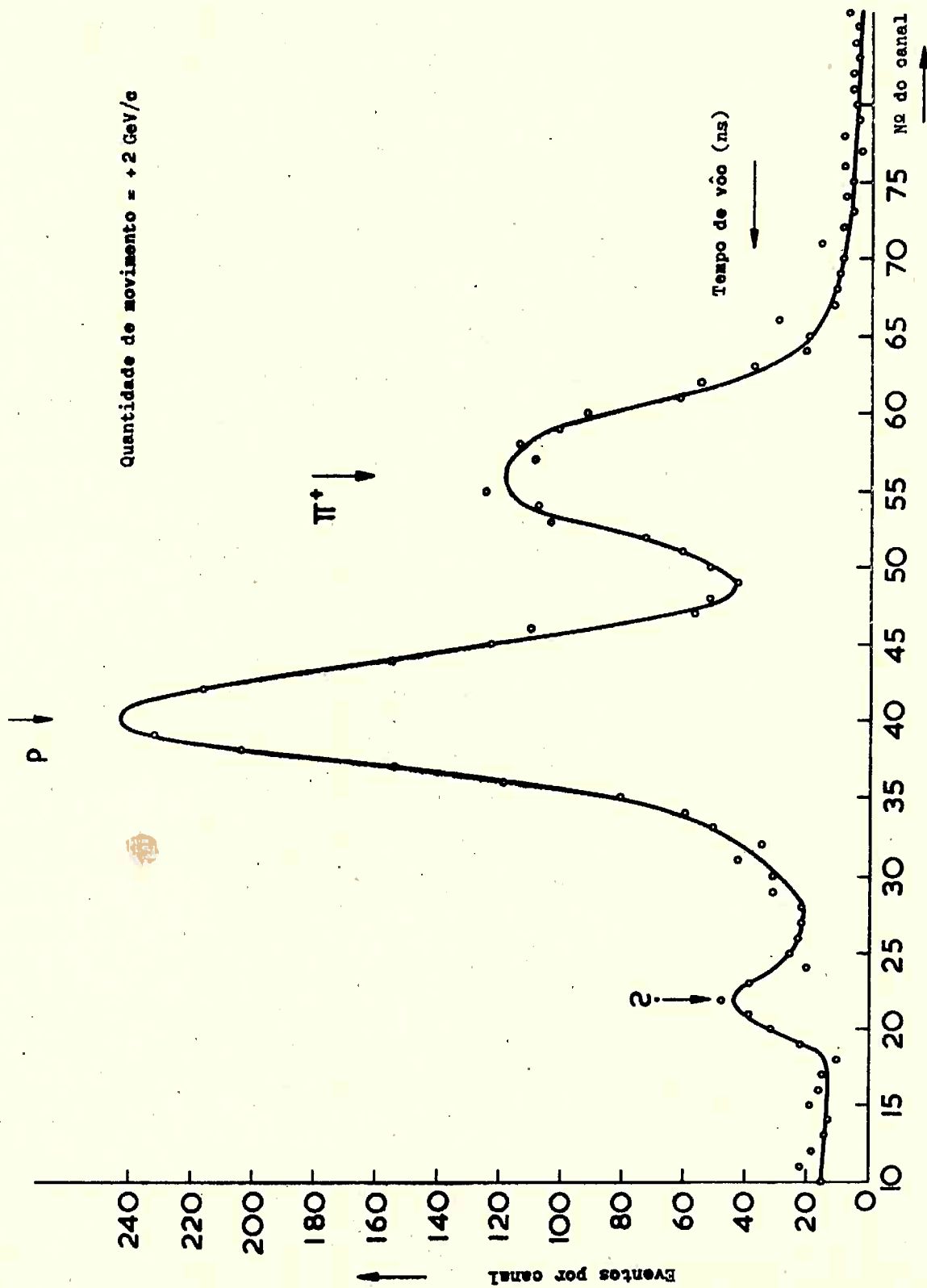


FIG. 4.21 - Um dos resultados da calibração do tempo de vôo.

capítulo V

PREVISÕES DE RESULTADOS

5.1 - INTRODUÇÃO

Uma vez conhecido o fluxo de neutrinos e as características do equipamento, podemos prever certos resultados que deveriam ser obtidos de acordo com as hipóteses teóricas. Assim, por exemplo, o número total de interações e os espectros diferenciais e integrais do μ^- produzido em associação com o W^+ e do μ^+ resultante da desintegração do W^+ podem ser previstos em função da massa M_W do boson.

Antes de iniciada a experiência, o autor fez essa conexão entre os dados teóricos, o fluxo de neutrinos e as constantes do detector, a fim de prever taxas de produção e os espectros de quantidades suscetíveis de serem medidos. O trabalho resultou em cerca de 50 diagramas do tipo dos que são apresentados no presente capítulo. No entanto, aqui apresentaremos fundamentalmente aqueles diagramas que serão utilizados nos capítulos seguintes para interpretação dos resultados, além de alguns meramente ilustrativos.

Os dados utilizados para as previsões foram os seguintes:

a) fluxos de neutrinos - aqueles representados nas figuras 3.8 e 3.10;

b) resultados teóricos - para a obtenção das curvas da figura 5.1 foram utilizados os resultados dos cálculos de Wu et al⁶¹⁾; para a obtenção do conjunto de curvas de tôdas as outras figuras dêste capítulo foram utilizados os resultados dos cálculos de Veltman⁵⁵⁻⁵⁶⁾, de Bell e Veltman⁵⁸⁻⁵⁹⁾, assim como seções de choque calculadas por Veltman e fornecidas ao autor em comunicação particular.

5.2 - EXPRESSÃO GERAL DA TAXA DE PRODUÇÃO PREVISTA PARA UM DADO PROCESSO

Representemos por:

$$\frac{\partial^2 N}{\partial E \partial S}$$

o espectro diferencial dos neutrinos, isto é, o número de neutrinos por intervalo unitário de energia, por unidade de área do detector, por proton extraído do síncroton;

$\sigma(E)$ a seção de choque, por núcleo, em 10^{-38} cm^2 , para uma dada reação produzida por neutrinos de energia E; $\sigma(E)$ pode ser uma seção de choque total ou uma seção de choque diferencial relativa à quantidade de movimento ou ao ângulo de emissão de certa partícula originada em consequência da reação;

M a massa do detector;

N o número de Avogadro;

A o número de massa do elemento de que é feito o detector;

I_p o número de protons extraídos em cada impulso do acelerador;

K o número de impulsos do acelerador por dia;

η_m a eficiência do acelerador, isto é, a fração do dia durante a qual o acelerador é utilizado para colheita de dados;

η_d a eficiência do detector, isto é, a fração do dia durante a qual o detector funciona normalmente;

T o número de reações de seção de choque $\sigma(E)$ detectadas por dia.

Teremos:

$$T = \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} \frac{\partial^2 N}{\partial E \partial S} \sigma(E) dE \frac{1}{A} M N I_p K \eta_m \eta_d 10^{-38} \quad (5.1)$$

onde E_{\min} e E_{\max} são os valores mínimo e máximo da energia E dos neutrinos, respectivamente. Essa expressão contém uma integral que é função do espectro dos neutrinos e uma série de fatores que não dependem desse espectro.

Façamos, então:

$$\int_{E_{\min}}^{E_{\max}} \frac{\partial^2 N}{\partial E \partial S} \sigma(E) dE = N_\nu \quad (5.2)$$

$$e \quad \frac{1}{A} M N I_p K \eta_m \eta_d 10^{-38} = B \quad (5.3)$$

e, portanto, poderemos exprimir T como o produto

$$T = B N_\nu \quad (5.4)$$

N_ν é expresso em eventos \times (proton \times núcleo)⁻¹

Tomemos como referência os valores numéricos seguintes:

$$M = 1 \text{ tonelada}$$

$$I_p = 10^{11} \text{ protons/impulso}$$

$$K = 2,88 \times 10^4 \text{ impulsos/dia, correspondente a um impulso de 3 em 3 segundos}$$

$$\eta_m = 1$$

$$\eta_d = 1$$

Para tais valores numéricos resultam os seguintes valores de B , em unidades núcleo \times proton \times (tonelada \times dia)⁻¹.

$$B = 6,4 \times 10^5 \quad \text{para alumínio} \quad (5.5)$$

$$B = 2,7 \times 10^5 \quad \text{para cobre} \quad (5.6)$$

5.3 - EXEMPLO - COMPARAÇÃO DE TAXAS DE PRODUÇÃO DO W EM ALUMÍNIO E EM COBRE

Calculamos as taxas de produção do W em alumínio e em cobre, espe

radas para massas M_W do boson iguais a 0,6 e a 1,0 vêzes a massa do proton, respectivamente, utilizando seções de choque calculadas por Veltman. Os resultados estão dados na tabela 5.1, onde estão especificados os valores de N_γ e T .

5.4 - TAXAS DE PRODUÇÃO E ESPECTROS DE QUANTIDADES DE MOVIMENTO

5.4.1 - Taxas de produção

Calculamos as taxas de produção do W , utilizando seções de choque obtidas por Wu et al⁶¹⁾, que calcularam para valores de M_W iguais a 1,5, 1,7, 1,9, 2,1 e 2,5 GeV/c². Os cálculos foram efetuados como indicado na seção 5.2, integrando-se as seções de choque em relação ao espectro de neutrinos dado pelas figuras 3.8 e 3.10. Os resultados estão dados na figura 5.1, na qual cada curva corresponde a um valor fixo da massa do boson. As partes pontilhadas das curvas correspondem a uma extrapolação das seções de choque, que foram calculadas somente para energias do neutrino até 10 GeV e extrapoladas até 15 GeV. Em abcissa é dada a energia do neutrino em GeV, em ordenada o número de bosons produzidos por GeV de energia do neutrino, por tonelada de detector e por 10^{16} protons extraídos do acelerador.

5.4.2 - Espectros diferenciais das quantidades de movimento do W^+ , do μ^+ e do μ^- , para alumínio e para $M_W = M_p$

As curvas das figuras 5.2, 5.3 e 5.4 referem-se à reação:



que ocorreria em alumínio produzindo um W de massa igual à massa do proton e momento magnético sem parte anômala. Foram tôdas obtidas a partir de seções de choque diferenciais calculadas por Veltman, integradas em relação ao espectro de neutrinos dado na figura 3.8. Elas representam os espectros diferenciais de quantidades de movimentos do W^+ , do μ^+ que resultaria da de sintegração do W^+ segundo o processo



e do μ^- produzido associado ao W^+ , respectivamente.

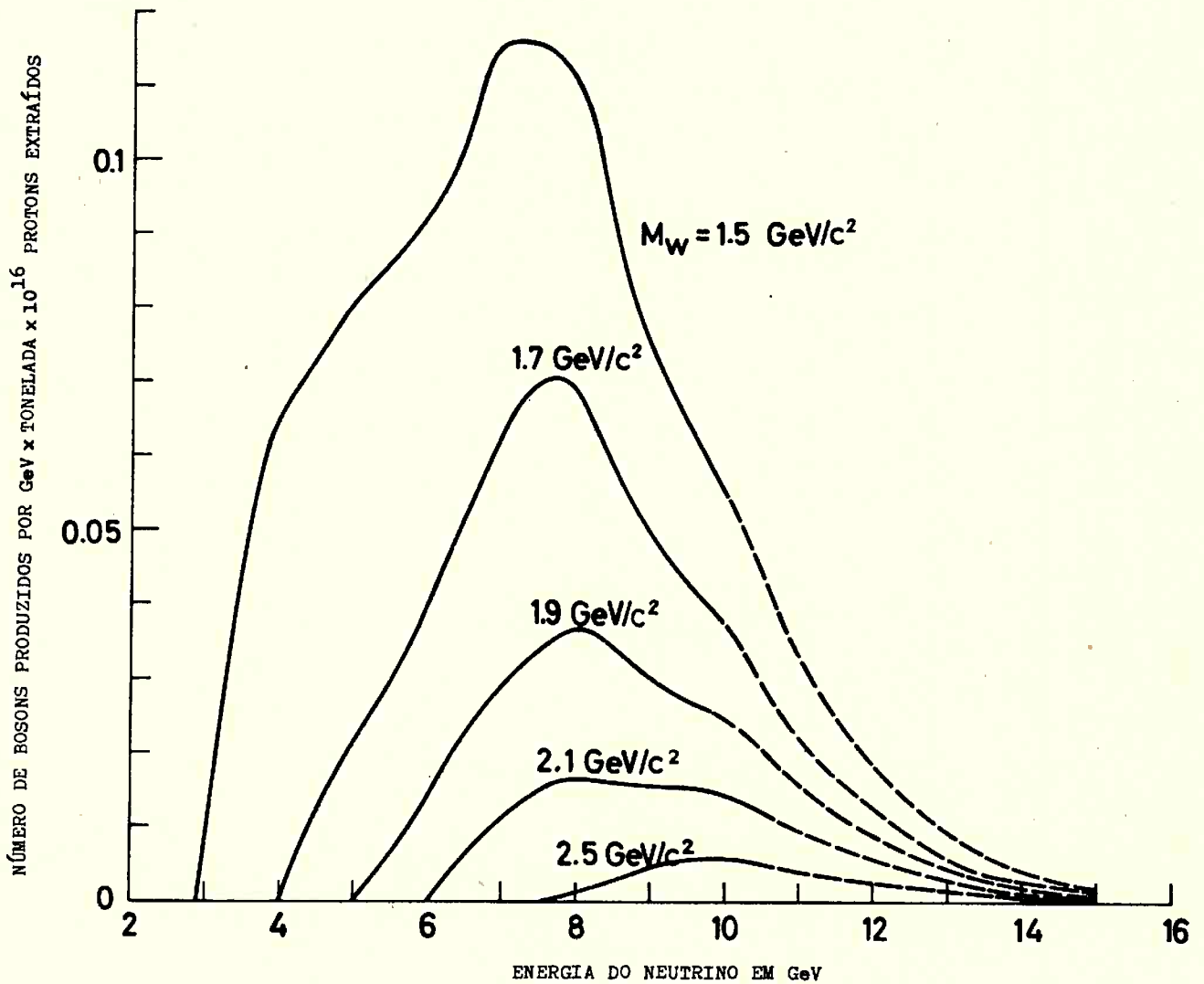


FIG. 5.1 - Taxas de produção de W^+ , em número de bosons por $(\text{GeV}/c) \times \text{tonelada} \times 10^{16}$ protons extraídos, em função da energia do neutrino incidente, para vários valores da massa do W^+ . As partes pontilhadas das curvas correspondem a uma extrapolação das seções de choque (ver texto).

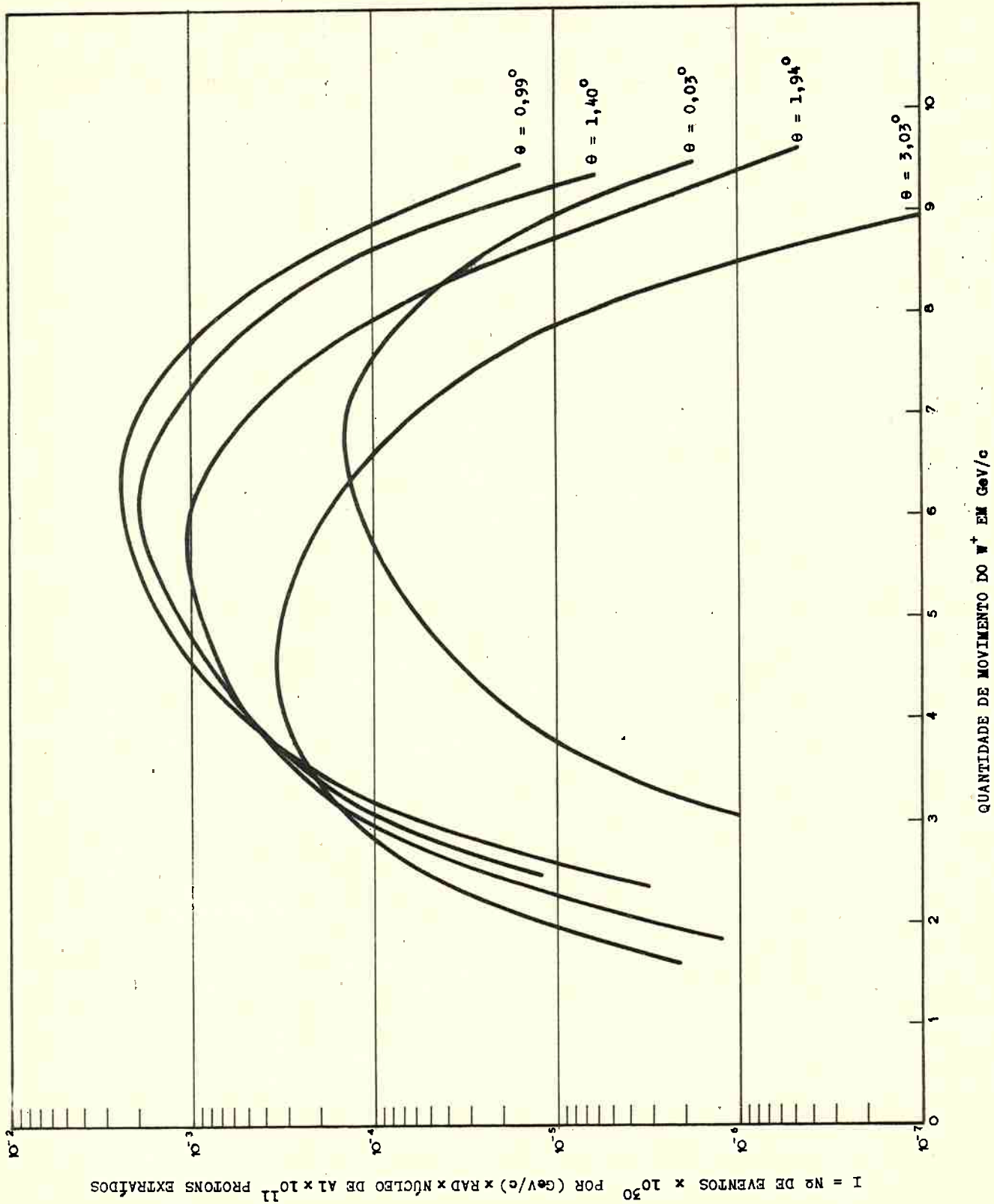


FIG. 5.2 - Espectro diferencial da quantidade de movimento do W^+ que seria produzido em alumínio com massa igual à massa do próton. θ é o ângulo entre a direção do W^+ e a do neutrino incidente.

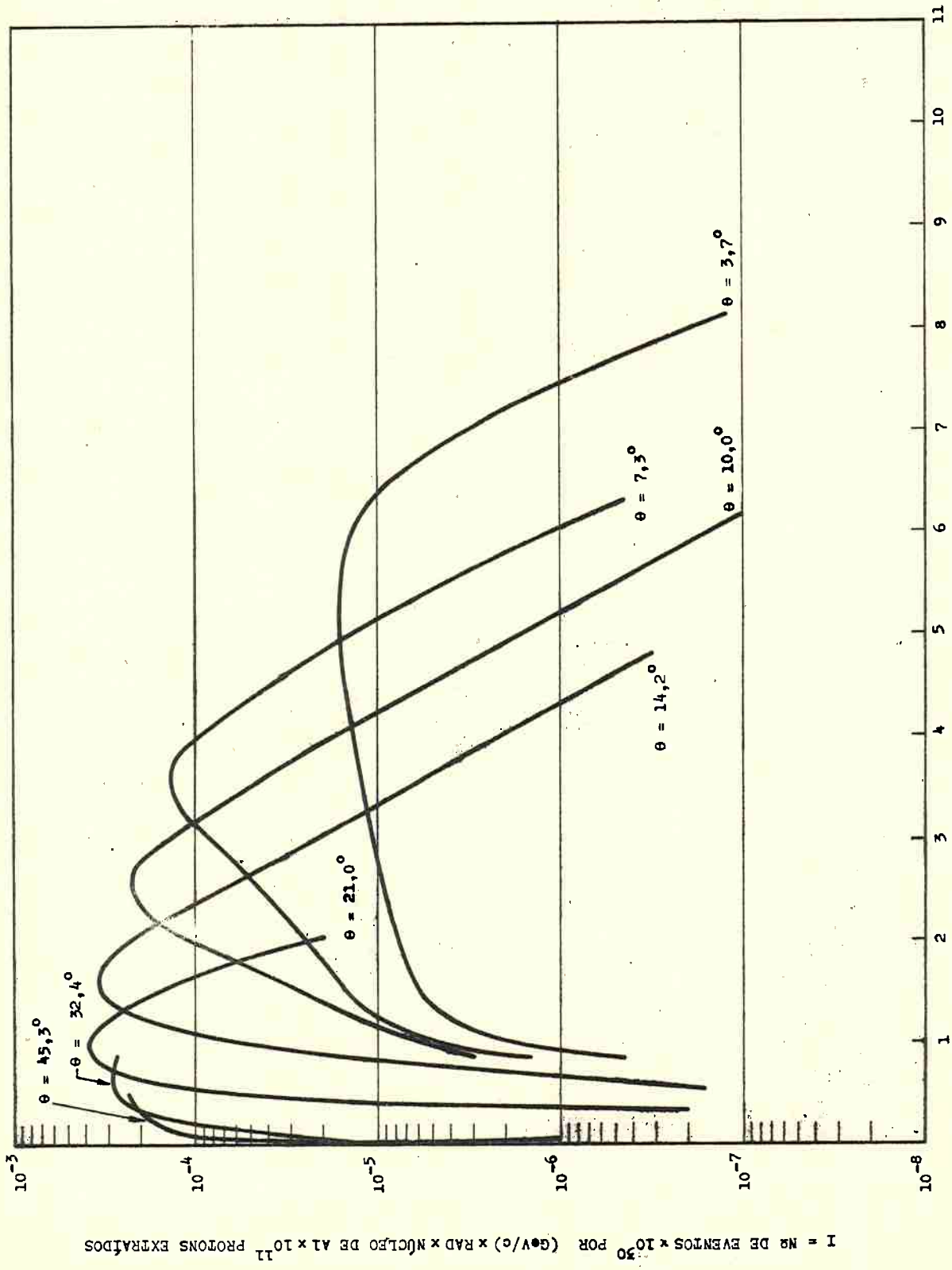


FIG. 5.3 - Espectro diferencial da quantidade de movimento do μ^+ proveniente da desintegração do W^+ de massa igual à massa do proton que seria produzido em alumínio. θ é o ângulo entre a direção do μ^+ e a do neutrino incidente.

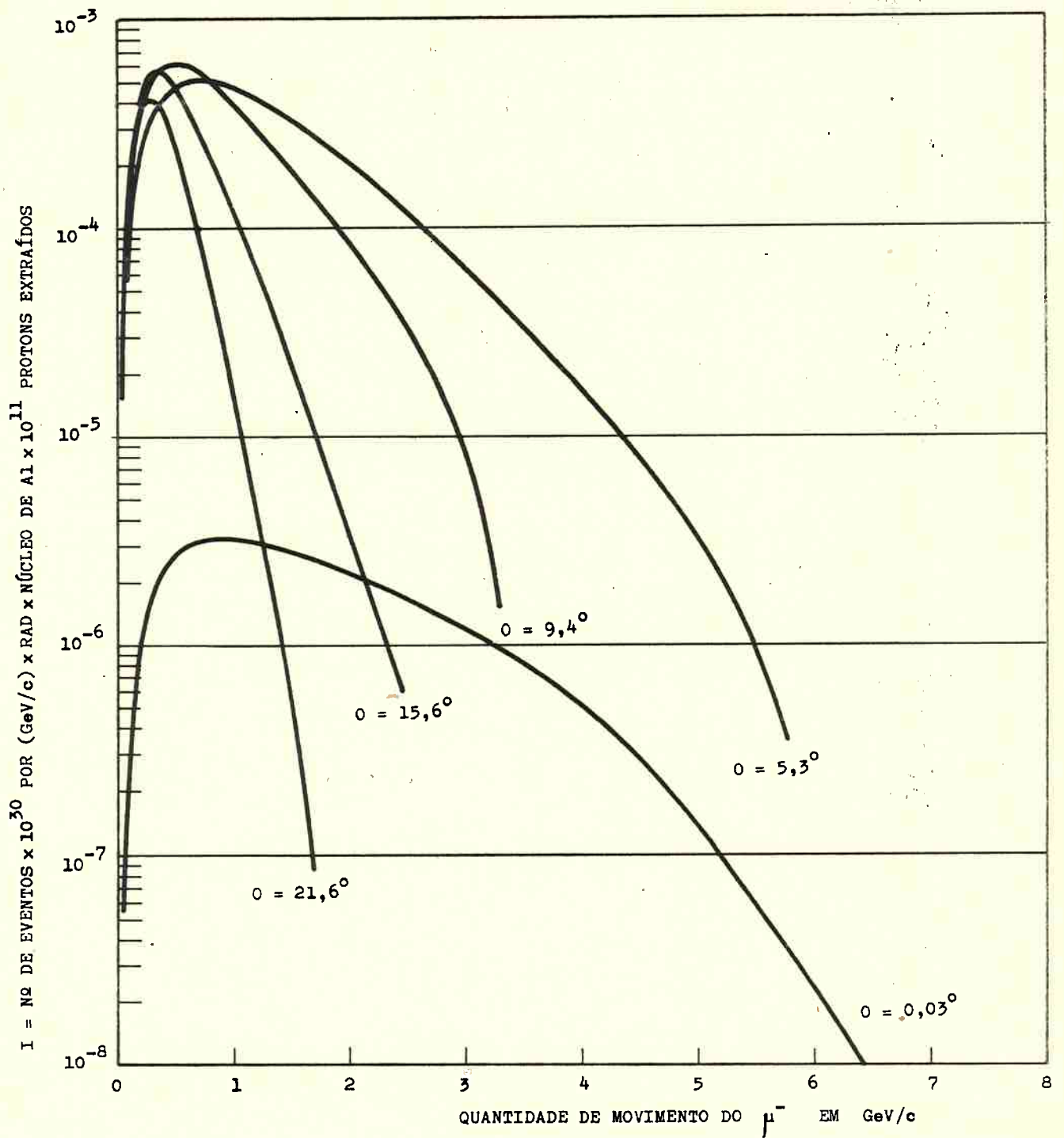


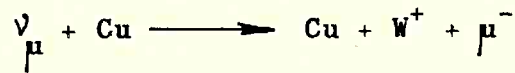
FIG. 5.4 - Espectro diferencial da quantidade de movimento do μ^{-} que seria produzido em alumínio associado ao W^{+} de massa igual à massa do próton. θ é o ângulo entre a direção do μ^{-} e a do neutrino incidente.

TABELA 5.1

Taxas de produção T das reações



e



integradas em relação ao espectro de neutrinos, avaliadas em eventos/(tonelada x dia x 10^{11} protons extraídos), para a região de produção das câmaras de centelhas, para valores da massa do W iguais a $0,6 M_p$ e $1,0 M_p$, respectivamente (M_p = massa do proton). Foram calculadas utilizando-se as seções de choque obtidas por Veltman e dadas nas tabelas 2.2 e 2.3, os fluxos de neutrinos dados na tabela 3.1, e $B = 6,4 \times 10^5$ e $2,7 \times 10^5$, respectivamente para alumínio e cobre. Foi considerado $\eta_m = \eta_d = 1$.

		T em eventos/(tonelada x dia x 10^{11} protons)			
		Alumínio		Cobre	
Massa do boson	Processo	N_{ν}	T = BN	N_{ν}	T = BN
$0,6 M_p$	Coerente	$2,82 \times 10^{-6}$	1,8	$7,85 \times 10^{-6}$	2,1
	Incoerente	$1,83 \times 10^{-6}$	1,2	$4,10 \times 10^{-6}$	1,1
	Total		3,0		3,2
$1,0 M_p$	Coerente	$1,43 \times 10^{-7}$	0,1	$6,50 \times 10^{-7}$	0,2
	Incoerente	$1,09 \times 10^{-6}$	0,7	$2,38 \times 10^{-6}$	0,6
	Total		0,8		0,8

Seja:

$\frac{\partial^2 N}{\partial E \partial S}$ o espectro diferencial dos neutrinos, definido na seção 5.2;

$\frac{\partial^2 \sigma}{\partial \theta_{W^+} \partial P_{W^+}}$ a seção de choque diferencial para produção de W^+ sendo P_{W^+} a quantidade de movimento e θ_{W^+} o ângulo de emissão em relação à direção do neutrino incidente, incluindo os processos coerente e incoerente de produção;

$\frac{\partial^2 \sigma}{\partial \theta_{\mu^+} \partial P_{\mu^+}}$ a seção de choque diferencial para produção de W^+ e subsequente desintegração de acordo com o processo (5.8), originando um μ^+ ; P_{μ^+} é sua quantidade de movimento e θ_{μ^+} o ângulo de emissão em relação à direção do neutrino incidente;

$\frac{\partial^2 \sigma}{\partial \theta_{\mu^-} \partial P_{\mu^-}}$ a seção de choque diferencial para produção do μ^- , associado ao W^+ ; P_{μ^-} é a quantidade de movimento e θ_{μ^-} o ângulo de emissão em relação à direção do neutrino incidente.

Na figura 5.2 estão representados em abcissa os valores de P_{W^+} , em GeV/c, e em ordenada os valores da integral

$$I_{W^+} = \int \frac{\partial^2 \sigma}{\partial \theta_{W^+} \partial P_{W^+}} \frac{\partial^2 N}{\partial E \partial S} dE \quad (5.9)$$

para valores constantes de θ_{W^+} .

Já vimos que devido à vida média curta, o W^+ não é detectado diretamente, e, portanto as curvas da figura 5.2 não podem ser usadas com medidas diretas de P_{W^+} e de θ_{W^+} . Essas curvas foram aqui colocadas para dar, conjuntamente com as figuras 5.3 e 5.4, uma idéia quantitativa do processo (5.7). Elas mostram que o W^+ absorve a maior parte da quantidade de movimento do neutrino incidente e é emitido a ângulos pequenos.

Na figura 5.3 estão representados em abcissa os valores de P_{μ^+} , em GeV/c, e em ordenada os valores da integral

$$I_{\mu^+} = \int \frac{\partial^2 \sigma}{\partial \theta_{\mu^+} \partial P_{\mu^+}} \frac{\partial^2 N}{\partial E \partial S} dE \quad (5.10)$$

para valores constantes de θ_{μ^+} .

Na figura 5.4 estão representados em abcissa os valores de P_{μ^-} ,

em GeV/c, e em ordenadas os valores da integral

$$I_{\mu^-} = \int \frac{\partial^2 \sigma}{\partial \theta_{\mu^-} \partial P_{\mu^-}} \frac{\partial^2 N}{\partial E \partial S} dE \quad (5.11)$$

para valores constantes de θ_{μ^-} .

Os valores de I_{W^+} , I_{μ^+} e I_{μ^-} representam:

$$10^{30} \text{ eventos}/(\text{GeV/c} \times \text{rad} \times \text{n\u00FAcleo de Al} \times 10^{11} \text{ protons extra\u00EDdos})$$

Comparando as curvas das figuras 5.3 e 5.4 vemos que o μ^+ \u00e9 produzido com quantidades de movimento maiores do que as do μ^- . Em particular, observemos que o μ^- tem maior probabilidade de ser produzido com quantidade de movimento menor que c\u00eancia de 1 GeV/c, enquanto que o μ^+ tem maior probabilidade de ser produzido com quantidade de movimento maior que 1 GeV/c.

5.4.3 - Espectros diferenciais da quantidade de movimento do μ^- para v\u00e1rios valores de M_W .

As curvas da figura 5.5 representam espectros diferenciais da quantidade de movimento do μ^- que seria produzido associado ao W^+ em alum\u00ednio, de ac\u00f3rdo com a rea\u00e7\u00e3o (5.7), para valores da massa M_W do boson iguais a 1,5, 1,7 e 1,9 GeV/c² e momento magn\u00e9tico do boson sem parte an\u00f4mala. Foram obtidas a partir de se\u00e7\u00f5es de choque diferenciais calculadas por Veltman e integradas em rela\u00e7\u00e3o ao espectro de neutrinos dado pela figura 3.8, e em rela\u00e7\u00e3o a todos os \u00e2ngulos de emiss\u00e3o do μ^- .

Os espectros diferenciais representados na figura 5.5 ser\u00e3o utilizados na \u00faltima se\u00e7\u00e3o do cap\u00edtulo VI, na an\u00e1lise de eventos selecionados como candidatos \u00e0 produ\u00e7\u00e3o do W^+ com subsequente desintegra\u00e7\u00e3o n\u00e3o lept\u00f4nica.

5.4.4 - Espectros integrais de quantidade de movimento do μ^+ para v\u00e1rios valores de M_W .

A partir das se\u00e7\u00f5es de choque diferenciais para a quantidade de movimento P_{μ^+} do μ^+ que resulta da desintegra\u00e7\u00e3o do W^+ pelo processo (5.8), calculadas por Bell e Veltman, integradas em rela\u00e7\u00e3o ao espectro de neutrinos dado pelas figuras 3.8 e 3.10, calculamos o espectro integral de P_{μ^+} . Isto \u00e9, calculamos o n\u00famero de eventos esperados com um μ^+ de quantidade de movimento maior que certo valor P_{μ^+} , para valores de M_W iguais a 1,7, 1,9

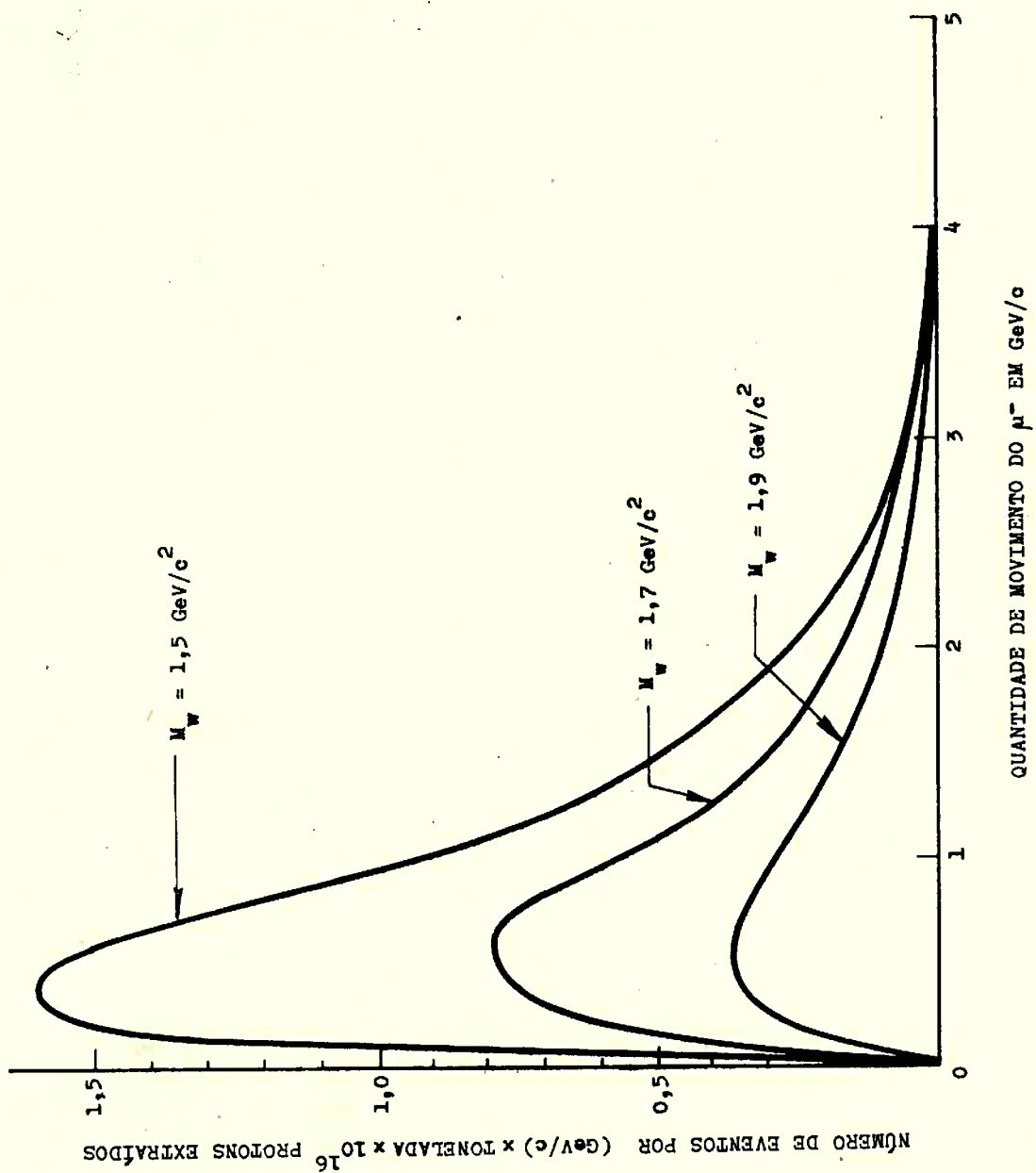


FIG. 5.5 - Espectros diferenciais da quantidade de movimento do μ^- que seria produzido associado ao W^+ em alumínio, para massas do W^+ iguais a 1,5 , 1,7 e 1,9 GeV/c^2 .

e $2,1 \text{ GeV}/c^2$.

Os resultados estão expostos na figura 5.6.

Como estes espectros integrais serão utilizados no capítulo VI na análise de eventos produzidos no imã na experiência II, a quantidade de movimento está expressa em abcissa já transformada em percurso equivalente em centímetros de ferro, P . A ordenada representa o número de eventos com μ^+ de percurso maior que P , esperado por tonelada de detector e por 10^{16} protons extraídos do acelerador.

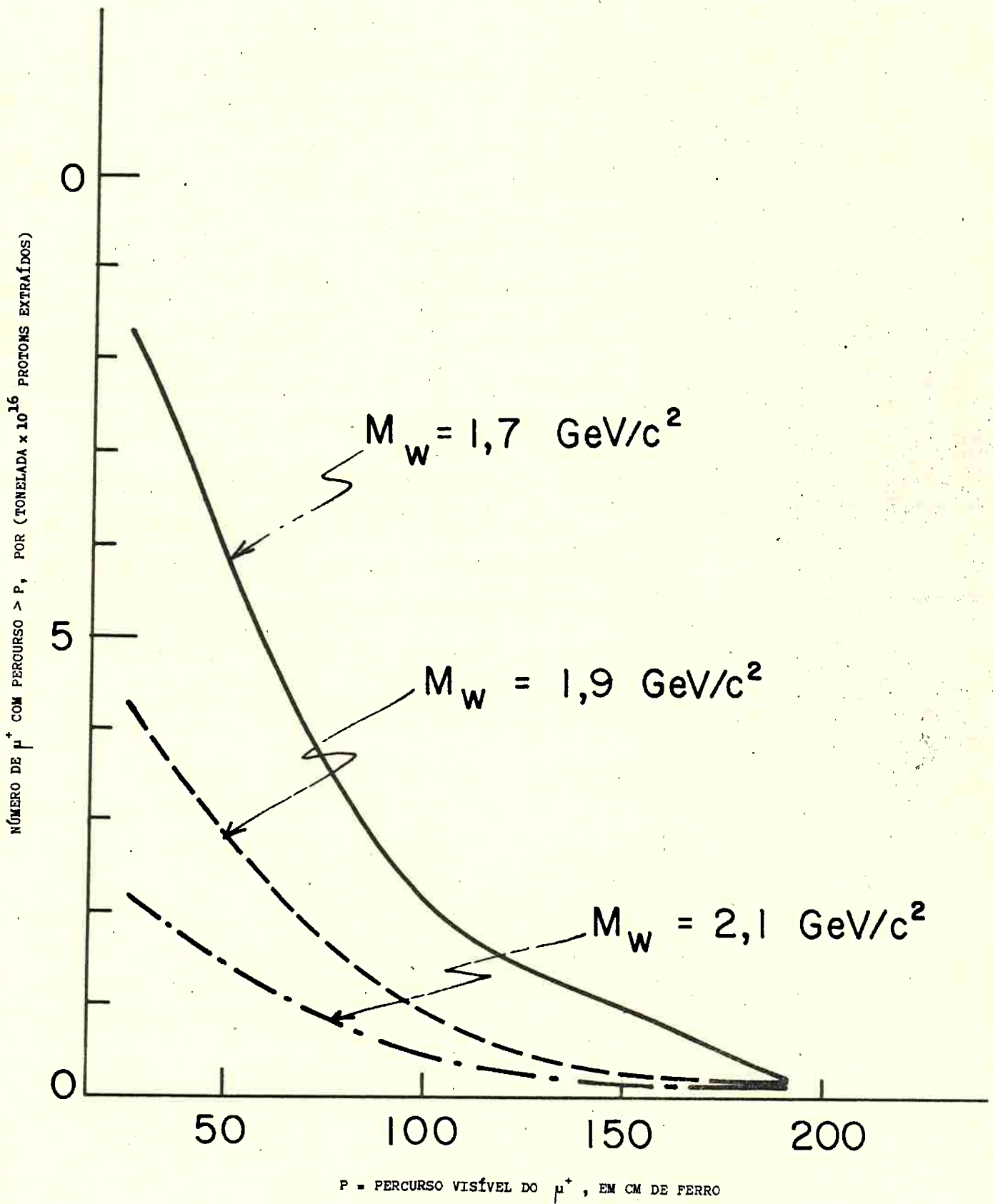


FIG. 5.6 - Espectros integrais do percurso em ferro do μ^+ proveniente da desintegração do W^+ , para massas do W^+ iguais a 1,7 , 1,9 e 2,1 GeV/c^2 .

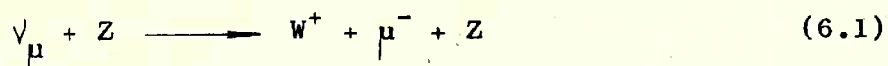
capítulo VI

resultados obtidos I

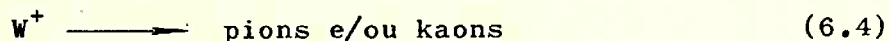
A PROCURA DO BOSON W ATRAVÉS DAS DESINTEGRAÇÕES MUÔNICA E MESÔNICA

6.1 - INTRODUÇÃO

Recordemos que a experiência foi planejada para detectar o boson intermediário produzido segundo a reação:



onde Z pode ser um núcleo ou um proton ligado a um núcleo. O boson se desintegraria, com vida média da ordem de 10^{-18} s, num neutrino e um lepton, ou num sistema de pions e/ou kaons:



Sendo a vida média tão curta, do ponto de vista experimental a produção e a desintegração ocorreriam no mesmo "ponto" do detector. De um pon

to da câmara de centelhas deveriam então emergir, entre outros, traços relativos às partículas seguintes:

$$\mu^- + \mu^+ \quad (6.5)$$

$$\mu^- + e^+ \text{ (produzindo cascata eletrônica)} \quad (6.6)$$

$$\mu^- + \text{pions e/ou kaons} \quad (6.7)$$

o μ^- sendo produzido associado ao boson e o μ^+ , ou e^+ , resultando da desintegração do boson. A produção e subsequente desintegração leptônica do W^+ deveria dar origem a um par de muons ou um par muon-eletron. A produção do W^+ com subsequente desintegração mesônica daria origem a um μ^- associado a outras partículas. Portanto em qualquer esquema de desintegração do W^+ deve haver, entre as partículas envolvidas, um μ^- cujo espectro depende da dinâmica do processo (6.1), da massa do boson W e do espectro dos neutrinos incidentes. O μ^+ e o e^+ resultantes dos processos (6.2) e (6.3), respectivamente, têm espectros que dependem da dinâmica desses processos, onde a massa do boson W entra como fator muito importante, conforme vimos no capítulo V.

Qualquer que seja o método de análise que utilizemos para a procura do boson W , devemos, fundamentalmente, comparar o número de eventos observados experimentalmente que, de acordo com certos critérios sejam candidatos a boson, com o número previsto teoricamente. O número previsto teoricamente depende de quatro fatores: 1) da seção de choque para produção; 2) do espectro de neutrinos de alta energia; 3) da eficiência para detecção do μ^- e dos produtos de desintegração do boson; 4) das taxas dos vários tipos de desintegração.

1) Seção de choque - É função da massa do boson W e da energia do neutrino incidente, como vimos no capítulo II. Interessa-nos a seção de choque total, para cujos valores utilizamos os cálculos de Veltman⁵⁶⁾ de Wu et al⁶¹⁾, e os espectros diferenciais das quantidades de movimento do μ^- e do μ^+ , para os quais utilizamos os cálculos de Veltman⁵⁶⁾ e de Bell e Veltman⁵⁸⁾.

2) Eficiência de detecção - Depende do espectro de energia das partículas envolvidas no processo que se procura (produção e tipo de desintegração), e do volume do instrumento selecionado, para efeito de medida, como volume de produção. É o volume no qual a produção e desintegração do bo

son originam traços que permitam que se efetuem medidas de acôrdo comos cri térios estabelecidos para a seleção dos eventos.

3) Espectro de neutrinos - Quanto ao espectro de neutrinos de alta energia, na região que interessa para produção do boson, isto é, $> 3 \text{ GeV}$, vimos no capítulo III que, devido às incertezas no espectro de produção de K^+ , êle é conhecido com uma incerteza dada por um fator da ordem de 1,5 a 2. Usaremos o espectro de neutrinos dado nas figuras 3.8 e 3.10.

4) Taxas dos vários tipos de desintegração - Utilizaremos em nossos argumentos a taxa relativa de desintegração leptônica do W^+ em relação a todos os tipos de desintegração. Indicando por B esta taxa relativa:

$$B = \frac{(W^+ \longrightarrow \mu^+ + \nu_{\mu}) + (W^+ \longrightarrow e^+ + \nu_e)}{W^+ \longrightarrow \text{todos os tipos possíveis}}$$

Cálculos teóricos que levam em conta, além da desintegração leptônica, somente a desintegração a dois corpos em mesons conhecidos, dão para B um valor $\leq 0,5$, para massa do W em tôrno de $1,5 \text{ GeV}/c^2$. Êsses cálculos mostram também que a probabilidade para desintegração mesônica decresce à medida que a massa do boson cresce. Consideraremos, para efeito de nossas previsões, $B = 0,5$.

A procura do boson mediador através das desintegrações muônica, mesônica e eletrônica - A presença do boson W em interações de neutrinos foi pesquisada através de sua possível desintegração em muon, em mesons e em eletrons, com várias análises diferentes.

A procura de pares de muons foi feita na região de produção, no i mã e na região de percurso. A procura de pares muon-eletron somente pôde ser feita na região de produção, pois nas outras as placas eram muito espessas e absorveriam a cascata eletrônica. A procura do W^+ com desintegração mesônica somente pôde ser feita na região de produção.

Neste capítulo descreveremos a procura do W^+ através de sua possível desintegração muônica, isto é, pela procura de pares (μ^+, μ^-) , e através da possível desintegração mesônica, isto é, pela procura de μ^- com espectro de energia dado pela dinâmica da reação (6.1). No capítulo seguinte descreveremos a procura do W^+ através de sua desintegração em eletron, isto é, pela procura de pares muon-eletron. A figura 6.1 é a fotografia de um evento candidato a par de muons da região de produção: o traço longo de baixo mostra uma interação. A figura 6.2 é a fotografia de um evento candida-

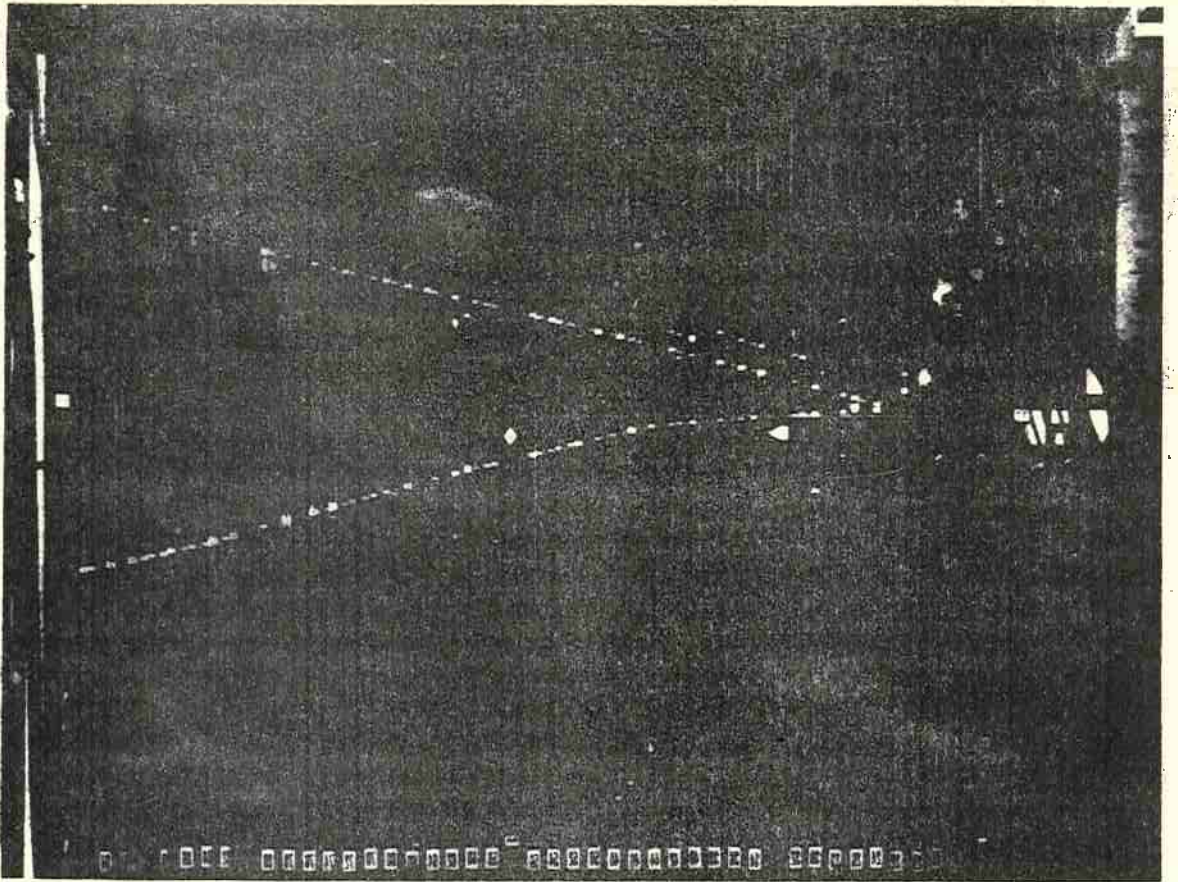


FIG. 6.1 - Fotografia de um evento selecionado para a procura de pares de muons.

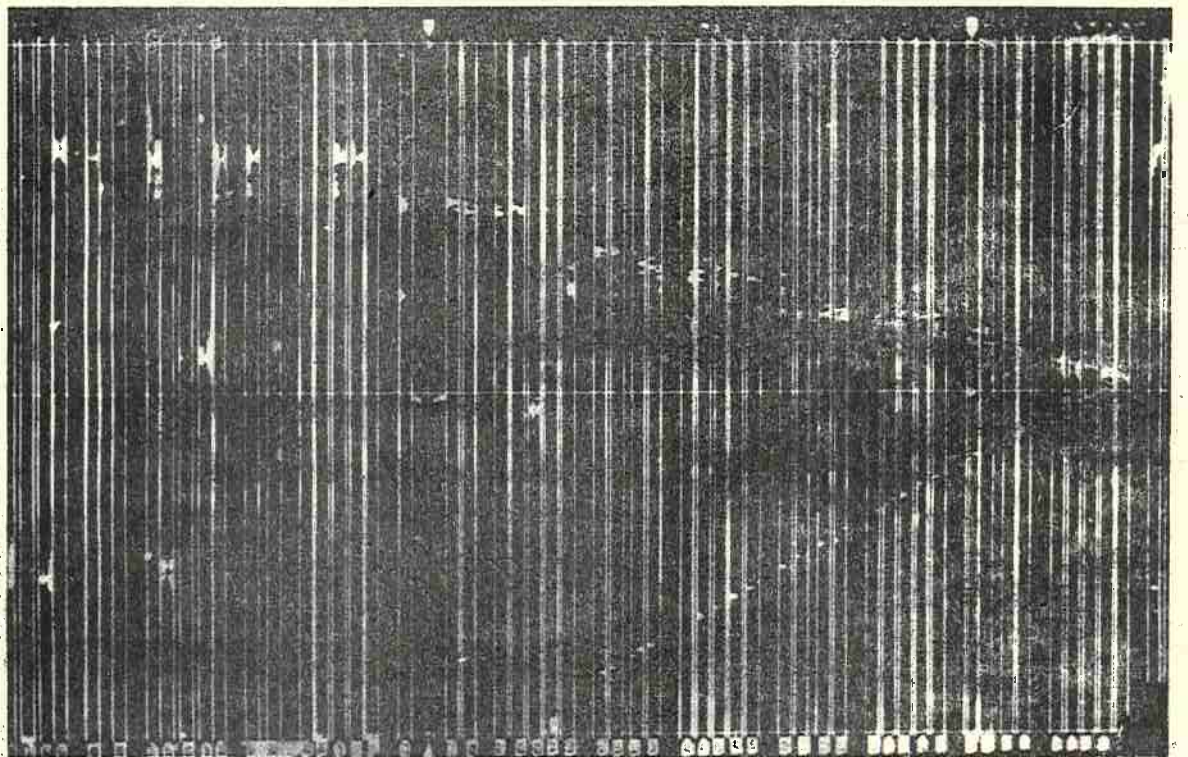


FIG. 6.2 - Fotografia de um evento candidato a par muon-eletron.

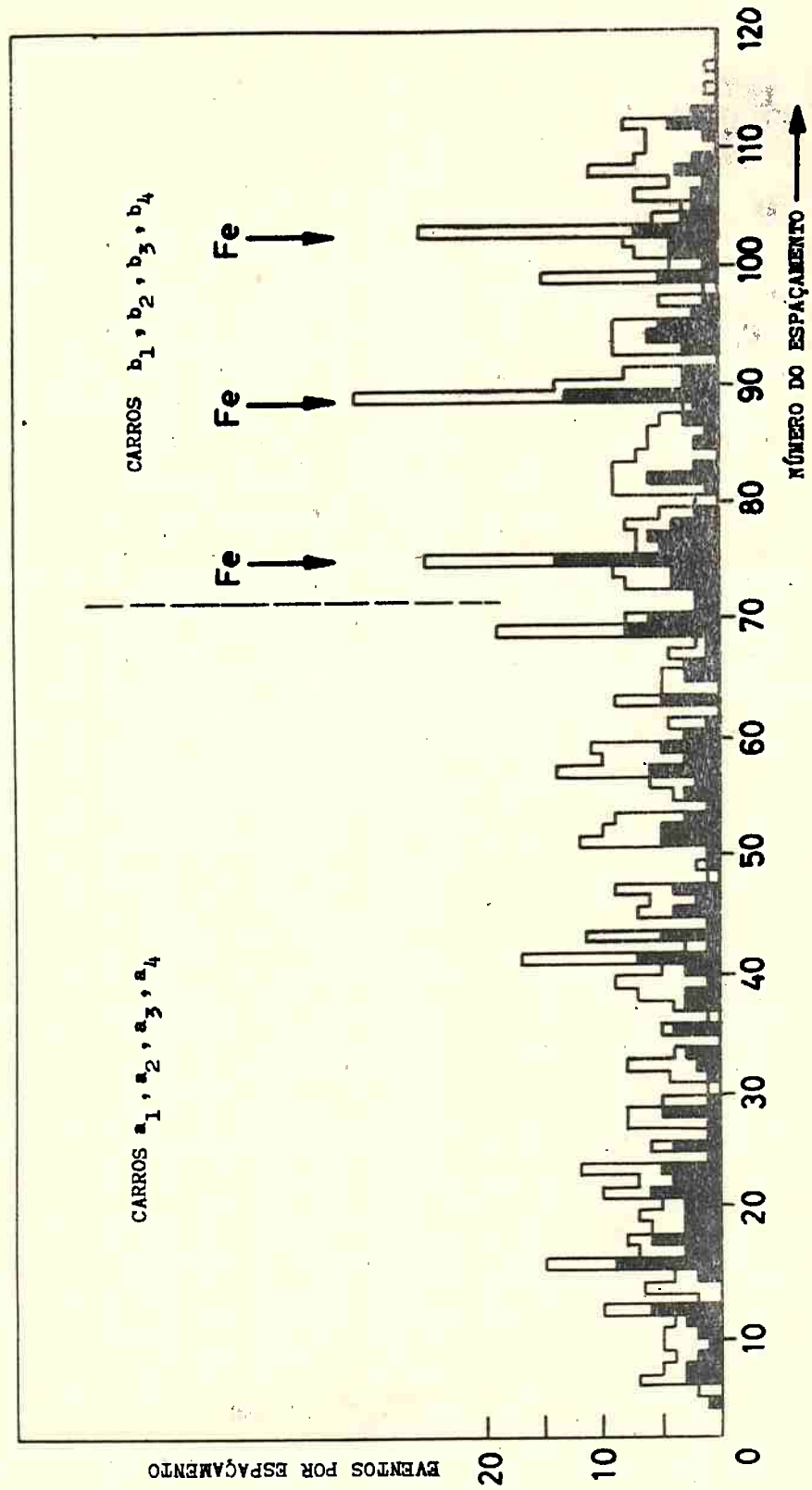


FIG. 6.3 - Distribuição dos pontos de interação na região de produção ao longo dos 122 espaçamentos, isto é, seguindo o feixe de neutrinos. Note-se que houve mais interações onde havia maior massa de material (ferro e lá-tão, experiência I).

to a par muon-eletron.

Antes, porém, examinemos algumas distribuições dos eventos no espaço e no tempo, para nos certificarmos de que as interações detectadas eram devidas a neutrinos.

6.2 - DISTRIBUIÇÃO DOS EVENTOS NO ESPAÇO E NO TEMPO

Depois de feita a reconstrução espacial das origens das interações, foi estudada a sua distribuição ao longo do feixe de neutrinos e num plano perpendicular ao feixe. Para tal estudo, a região de produção era a melhor, porque continha materiais de densidades muito diferentes e mais contadores do que as outras.

Na experiência I, as câmaras de centelhas da região de produção davam um total de 122 espaçamentos. A figura 6.3 mostra a distribuição das origens das interações ao longo desses 122 espaçamentos, mostrando que havia mais interações nas regiões de material de maior densidade. A figura 6.4 mostra as projeções das origens de 700 interações sobre um plano perpendicular à direção do neutrino. Vemos que há uma tendência de rarefação nos bordos, como se devia esperar com o feixe de neutrinos obtido e que não há concentração anormal de interações em nenhuma zona, indicando que não havia na experiência nenhuma fonte de fundo.

As figuras 6.5 são muito importantes. Elas são exemplos de distribuição dos tempos de vôo. A figura superior mostra a distribuição de tempos de vôo de 2085 disparos das câmaras, obtida no analisador de canais. Ela mostra um pico muito pronunciado no canal correspondente a uma partícula que se propague com a velocidade da luz. A posição desse pico e a largura da curva foram determinadas durante as provas de calibração das câmaras, descritas no capítulo IV. A figura inferior mostra a distribuição dos tempos de vôo de 1000 eventos classificados como interações de neutrinos (tempos de vôo digitalizados, como descrito na seção 4.8.3 parte d).

6.3 - PROCURA DE PARES DE MUONS ENTRE OS EVENTOS OCORRIDOS NA REGIÃO DE PRODUÇÃO

A procura de pares de muons entre os eventos ocorridos na região de produção foi feita com dois critérios diferentes: em primeiro lugar, selecionando eventos nos quais havia duas partículas de traços longos, e verificando se o número de interações produzidas por essas partículas era compatível com a hipótese de que entre elas havia pares de muons. Em segundo lugar, selecionando eventos nos quais se originaram partículas que penetraram

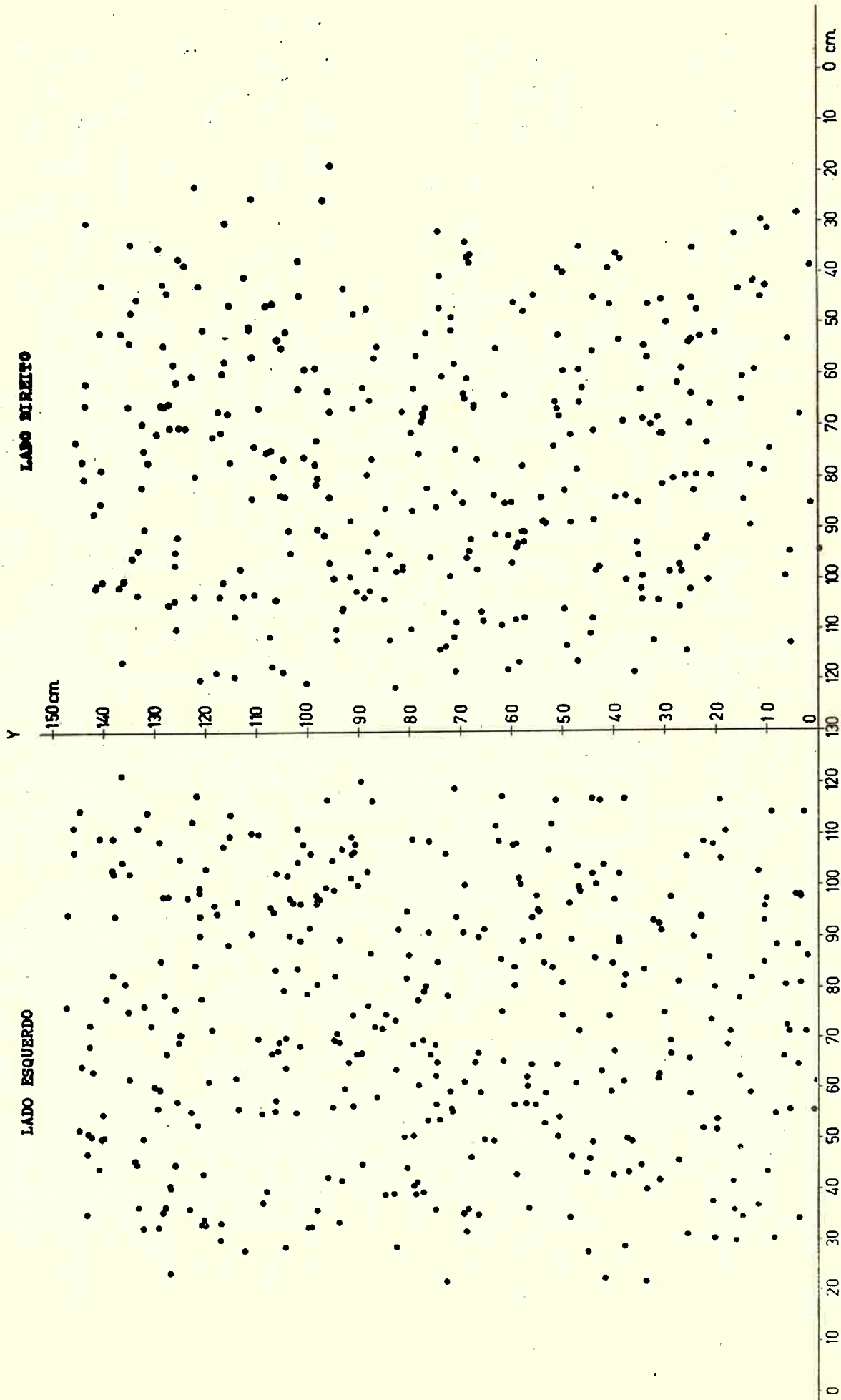


FIG. 6.4 - Distribuição das projeções, sobre um plano perpendicular à direção do neutrino, das origens de 700 interações ocorridas na região de produção.

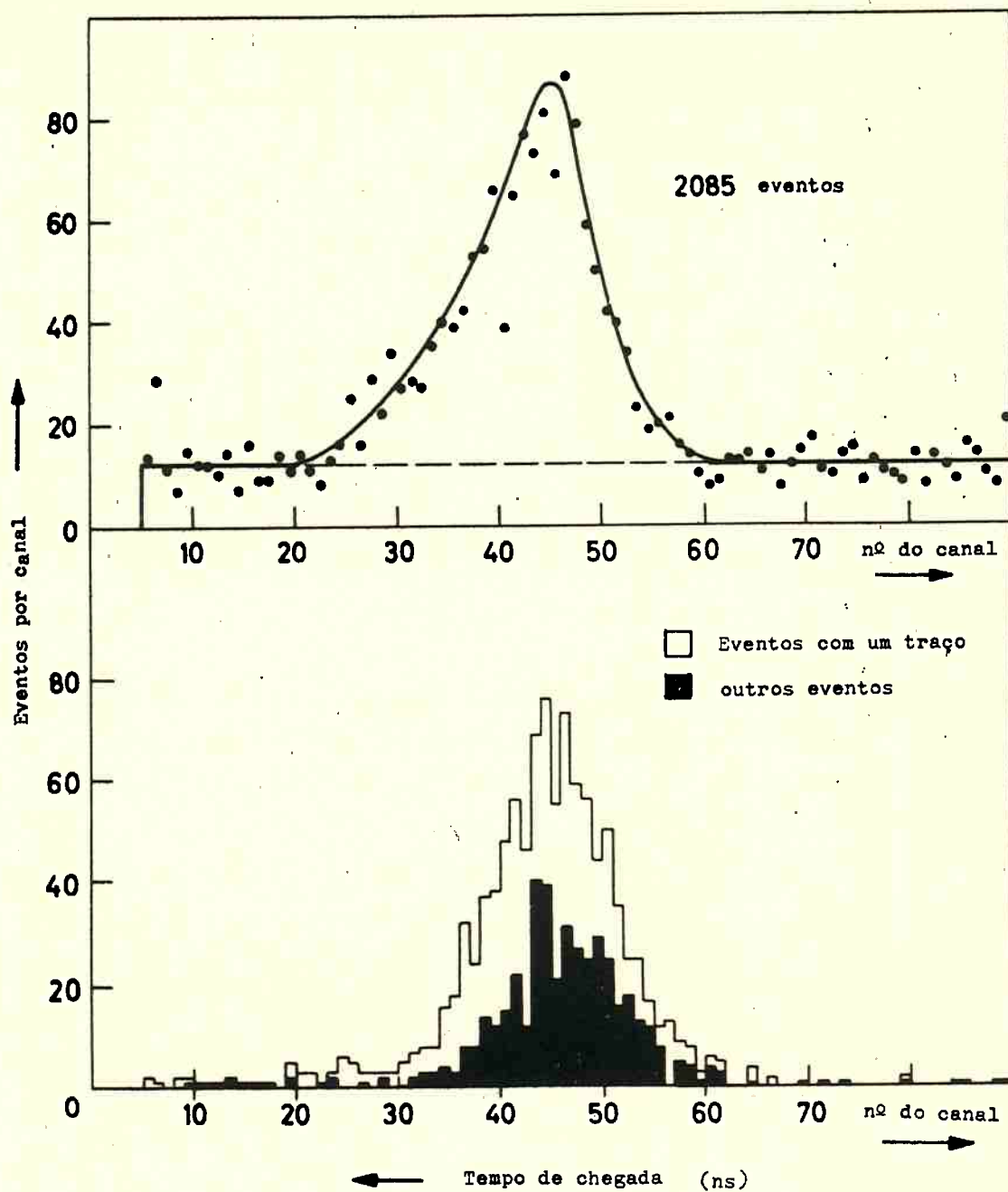


FIG. 6.5 - Exemplos de distribuições de tempos de vôo. A figura de cima é um exemplo de distribuição de 2085 sinais de disparo, como aparece no analisador de canais. A figura de baixo é uma distribuição dos tempos de vôo de 1000 eventos (digitalizados, ver texto).

no imã, verificamos se entre essas partículas havia significativamente mais partículas positivas do que negativas. Descreveremos a seguir essas duas análises.

6.3.1 - Procura de pares de muons por meio do número de interações produzidas por partículas selecionadas

Na procura de pares de muons na região de produção foram utilizadas as fotografias obtidas nas experiências I e II. De um total de 5200 interações ocorridas nesta região, foram selecionados todos os casos que satisfaziam aos três critérios seguintes.

Critérios de seleção -

- a) A interação deve ter somente dois traços com comprimento maior que $0,5\lambda_0$ (λ_0 = caminho livre médio geométrico).
- b) O comprimento de traço maior deve ser $> 1,5\lambda_0$, o do traço menor deve ser $> 0,8\lambda_0$.
- c) O ângulo que cada traço faz com a direção do neutrino deve ser menor que 45° nas duas fotografias estereoscópicas.

Foram selecionadas com êsses critérios 350 interações. Entre as 700 partículas produzidas naqueles 350 casos, certo número interage na região de produção. Os critérios usados para decidir se uma partícula interagiu ou não, foram os mesmos critérios usados para definir uma interação durante a calibração das câmaras, e expostos no capítulo IV: estrêla, ou espalhamento com ângulo projetado maior do que 6° .

Investigamos então se o número de interações visíveis era compatível com a hipótese de que não havia nenhum par de muons na coleção, isto é, com a hipótese de que cada par selecionado continha pelo menos uma partícula de interação forte.

O importante era verificar se a coleção das partículas correspondentes ao traço mais curto era rica em partículas de interação forte. Fizemos então a hipótese de que tôdas as partículas de traço curto fossem hadrons. Os comprimentos dos traços foram somados para cada material "i" separadamente, dando uma soma L_i . Chamando λ_i ao caminho livre médio "aparente" de interação relativo ao material "i", obtido com a calibração descrita no capítulo IV, o número de interações esperado é dado por:

$$I_{\text{esperado}} = \sum_i \frac{L_i}{\Lambda_i}$$

Vimos na seção 4.9.1 que Λ_i é função da quantidade de movimento da partícula. Como a quantidade de movimento não é conhecida, temos de usar o máximo valor de Λ_i , pois assim, com a hipótese de que há pelo menos uma partícula de interação forte em cada par selecionado, o número de interações observado, $I_{\text{observado}}$, deve ser maior ou igual ao número esperado. Os resultados estão dados na tabela 6.1 para as experiências I e II, separadamente e em conjunto.

T A B E L A 6.1

Número de interações observado na região de produção, e número esperado, na hipótese de ser hadron o traço curto.

Experiência	I_{esperado}	$I_{\text{observado}}$
I	63	56
II	33	36
Total	96	92

Conclusão: - Concluimos que os 350 casos selecionados na região de placas delgadas não mostram nenhuma evidência de pares de muons provenientes de produção do W^+ e subsequente desintegração muônica.

Como a seção de choque para produção do W diminui quando sua massa aumenta, a não evidência para pares de muons deveria, em princípio, nos permitir determinar um limite inferior para a massa do boson. Mas, infelizmente, como não conhecemos a quantidade de movimento de cada partícula individualmente usada para a análise, não podemos saber o valor de Λ_i , para cada partícula. Os valores de I_{esperado} que figuram na tabela 6.1 representam então mínimos porque foram calculados com os máximos Λ_i . E como não temos elementos para saber quais os valores verdadeiros de I_{esperado} não podemos fixar um limite inferior para massa do W com este método.

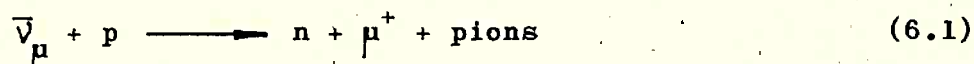
6.3.2 - Procura de pares de muons por exame do sinal da carga elétrica de partículas originadas na região de produção

Já vimos que num par de muons provenientes da produção e desinte-

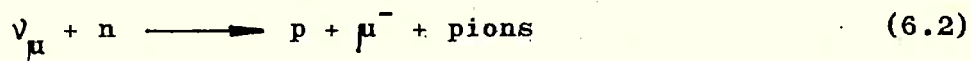
gração do W^+ o muon positivo, resultante da desintegração do W^+ , tem mais energia que o muon negativo produzido associado ao W^+ . Procuramos então, entre os eventos da região de placas delgadas, partículas positivas que penetrassem no imã.

Entre interações ocorridas nessa região, selecionamos aquelas que tinham somente dois traços de comprimentos maiores que dois caminhos livres médios geométricos. Foram selecionados 32 casos satisfazendo àquele critério. Das partículas correspondentes somente três atravessaram o imã e puderam ter os sinais de suas cargas elétricas medidos: duas eram positivas e uma negativa.

As duas partículas positivas percorreram $6,5\Lambda_0$ e $4,4\Lambda_0$, respectivamente, e eram provavelmente muons. Se êsses muons não se originaram da desintegração do W^+ êles devem ter sido produzidos em interações de antineutrinos que contaminam o feixe de neutrinos segundo a reação.



A contaminação de antineutrinos no feixe de neutrinos sendo menor que 10%, (ver figura 3.8), devemos esperar, se o boson não existir, que o número de μ^+ resultantes do processo (6.1) seja menor que o número de μ^- resultantes de interações de neutrinos,



Mas, apesar dêsse argumento, os números iguais a duas partículas positivas e uma negativa dados acima não são estatisticamente significantes para demonstrar a existência do boson mediador nas interações fracas.

6.4 - PROCURA DE PARES DE MUONS ENTRE OS EVENTOS OCORRIDOS NA REGIÃO DE PERCURSO DAS EXPERIÊNCIAS I E II E NO IMÃ DA EXPERIÊNCIA II

A procura de pares de muons entre os eventos ocorridos na região de percurso das experiências I e II e no imã de ferro da experiência II foi feita segundo vários critérios diferentes, como veremos. Nesta seção vamos descrever uma análise feita com eventos produzidos nas primeiras 15 toneladas das regiões de percurso das experiências I e II, e nas primeiras 15 toneladas do imã de ferro da experiência II. Cronologicamente, tinham sido analisados inicialmente os eventos da experiência I, e somente mais tarde foram analisados os da experiência II, mas apresentaremos aqui os dois resul-

tados conjuntamente.

Esta análise foi baseada no fato seguinte. Observando as curvas das figuras 5.3 e 5.4 constatamos que a maioria dos μ^+ provenientes da desintegração do W^+ teriam quantidades de movimento maior que 1,2 GeV/c, e a maioria dos μ^- produzidos associados ao W^+ teriam quantidade de movimento maior que 0,5 GeV/c. (Recordemos que as curvas da figura 5.3 correspondem à massa do W^+ igual à massa do próton; a quantidade de movimento do μ^+ é maior para maiores valores da massa do W^+). As quantidades de movimento de 1,2 GeV/c e 0,5 GeV/c correspondem a percursos iguais a 7 e a 2,5 caminhos livres geométricos, respectivamente. Foram então pesquisados eventos que satisfizessem aos dois critérios seguintes:

1º) ter uma partícula positiva de percurso maior que $7\Lambda_0$ e que não produza interação (estrêla ou mudança de direção maior que 10° em nenhuma das duas fotografias estereoscópicas;

2º) ter uma partícula negativa de percurso maior que $2,5\Lambda_0$ e que não produza interação.

O resultado foi o seguinte: não foi encontrado nenhum evento que satisfizesse aqueles dois critérios, entre todos os produzidos nas 30 toneladas de detector consideradas.

Ora, podemos calcular o número de eventos que satisfariam àqueles dois critérios e que deveriam ser detectados, em função da massa do boson. Chamaremos

$$\frac{dN_+}{dP_+} dP_+$$

ao número de μ^+ com quantidade de movimento entre P_+ e $P_+ + dP_+$, obtido integrando a seção de choque teórica em relação ao espectro de neutrinos, do modo como foram tratados os exemplos do capítulo V. O número previsto de eventos com P_+ maior que 1,2 GeV/c será dado por:

$$\eta_B \int_{1,2}^{10} \frac{dN_+}{dP_+} dP_+ \quad (6.3)$$

onde 10 é tomado como limite superior de P_+ , $B=0,5$ (definido na seção 6.1) e η é a eficiência para detectar tais eventos, que foi avaliada em 15%.

Utilizando-se os cálculos teóricos de Bell e Veltman⁵⁸⁾, os números de eventos previstos, para massas do boson iguais à 0,93, 1,3, 1,5 e

1,8 GeV/c² estão dados na tabela 6.2 . Os números de eventos previstos que figuram na tabela foram obtidos a partir da expressão (6.3), e foi considerado que para todos êles o μ^- tivesse quantidade de movimento maior que 0,5 GeV/c.

T A B E L A 6 . 2

Massa do W^+ (GeV/c ²)	Número de eventos previstos	Número de eventos observados
0,93	40	0
1,3	21	
1,5	11	
1,8	4	

Conclusão: - Esta análise nos leva à conclusão de que, se existir um boson intermediário nas interações fracas sua massa deve ser superior a 1,8 GeV/c².

6.5 - PROCURA DE PARES DE MUONS ENTRE OS EVENTOS OCORRIDOS NO IMÃ DE FERRO DA EXPERIÊNCIA II

Na análise que passamos a descrever foram considerados somente os eventos produzidos nas primeiras 15 toneladas do imã de ferro da experiência II. Se um muon produzido nessa região não escapar do detector antes de ter atravessado seis placas de ferro, o sinal de sua carga elétrica pode ser determinado com 95% de confiança.

Para a análise foram selecionados os eventos que satisfizessem aos seguintes critérios:

1) o evento deveria ter no mínimo dois traços com percurso visível em ferro tal que sua projeção ao longo da direção do neutrino fôsse maior que 30cm. Esse percurso corresponde a uma quantidade de movimento mínima de 470 MeV/c para um muon.

2) As partículas correspondentes àqueles dois traços não deviam interagir. Uma interação foi definida como uma estrêla de dois ramos ou mais, ou um espalhamento com ângulo maior ou igual a 12°, em qualquer das duas fotografias estereoscópicas.

3) A combinação dos sinais das cargas das duas partículas devia ser:

$$(+, -), (+, ?), (-, ?), (?, ?)$$

Os traços que não permitiam determinação do sinal, porque a flecha era pequena, correspondiam a partículas de grande energia que saiam do detector ou a protons que paravam. (A flecha do traço de um proton que para é cêrca de 4 vêzes menor que a flecha do traço de um muon que para).

A figura 6.6 é fotografia de um evento selecionado.

Número de eventos classificados - De um total de 5000 eventos produzidos nas primeiras 15 toneladas do imã, 52 satisfaziam aos critérios de seleção. A distribuição dos sinais das partículas dêsses casos é dada na tabela 6.3.

T A B E L A 6 . 3

Combinação de sinais dos 52 pares de partículas selecionados. A indicação para é colocada junto ao sinal se a partícula correspondente parou no detector.

Combinação de sinais	Número de eventos
(-, ? para)	19
(+, ? para)	1
(?, ? para)	2
(?, + para)	5
(+, -)	23
(+, ?) ou (-, ?)	2

Além dos 52 casos dados na tabela 6.3 foram encontrados dois casos (+, +) e oito casos (-, -), que foram rejeitados. Êsses casos podiam ser devidos: a) a combinações (μ^- , π^-) ou (μ^+ , p ou π^+); b) ao espalhamento de uma partícula de interação forte com ângulo menor que 12° , que não cai, portanto na definição de interação, mas que pode modificar o sinal da curvatura; c) ao espalhamento múltiplo de um muon.

Purificação da coleção dos 52 eventos selecionados - A fim de poder selecionar melhor os muons foi feita uma calibração com muons que param nas placas de ferro depois de percursos diversos. As flechas dos traços correspondentes foram medidas experimentalmente.

Os resultados estão representados pelas duas curvas da figura 6.6, na qual o percurso é dado em abcissa, em centímetros de ferro, e a flecha

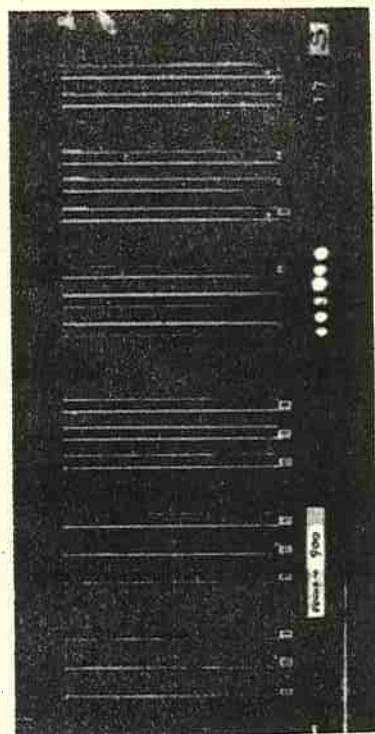
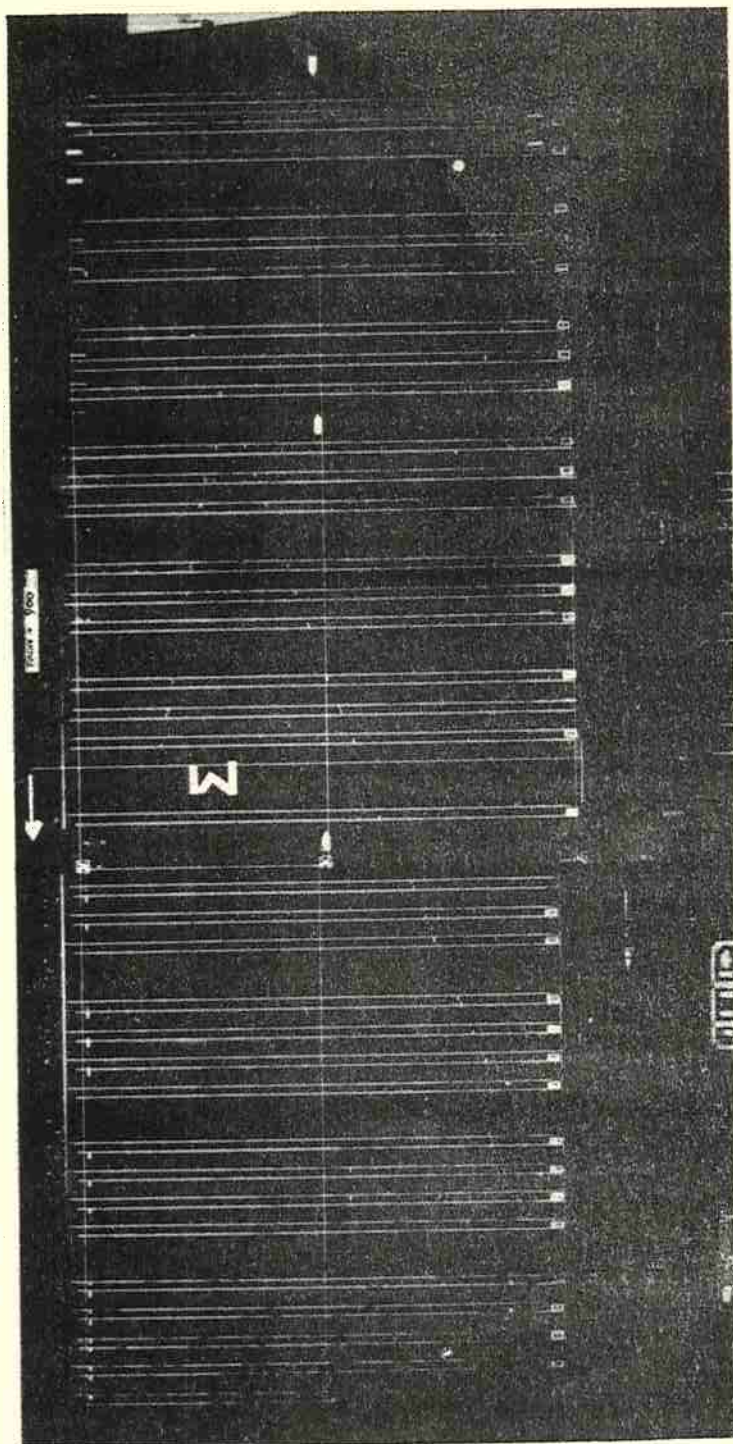


FIG. 6.6 - Fotografia de um evento ocorrido no imã de ferro.

em ordenada , em milímetros.

As curvas A e B representam os limites da flecha do traço de um muon com um dado percurso, com 95% de confiança.

Resultado para os 52 eventos selecionados - Entre êsses 52 eventos há 60 partículas que param no ferro. As flechas dos 60 traços estão representadas na figura 6.7, onde foram separadas as flechas relativas a partículas positivas, as relativas a partículas negativas e as menores ou iguais a 4mm. Como o nível de confiança para a determinação da flecha de um muon que para é de 95%, concluímos que se as 60 partículas que param fossem todas muons, deveríamos encontrar somente 2 flechas abaixo da curva A da figura 6.7. Em vez de 2 encontramos 19, o que mostra que as partículas correspondentes não são tôdas muons. Essas 19 partículas são, na quase totalidade, protons.

Os 19 eventos correspondentes foram eliminadas da coleção dos 52, restando somente 33.

6.5.1 - Distribuição dos percursos das partículas dos 33 pares

Os percursos das duas partículas correspondentes a cada par foram representadas num diagrama a duas dimensões: em abcissa representamos o percurso visível, em centímetros de ferro, da partícula negativa, e em ordenada o percurso visível, em centímetro de ferro, da partícula positiva do mesmo par. O diagrama está representado na figura 6.8. Cada par é então representado por um ponto do diagrama. Em cada um dos 33 pares o sinal de pelo menos uma partícula era conhecido. Quando o segundo traço tinha flecha nula, supunhamos que a partícula tinha sinal oposto ao da outra, cujo sinal era conhecido.

Se cada par representasse um par de muons (μ^+ , μ^-) devido ao boson intermediário o percurso da partícula positiva deveria ser, em média, aproximadamente de 1,5 a 2 vezes maior que o percurso da partícula negativa. Esta relação entre os percursos é praticamente independente do espectro de neutrinos. A figura 6.8 mostra que a maioria das partículas negativas têm percurso maior do que as positivas, contrariamente ao que se deveria esperar se os pares representassem muons provenientes da produção e desintegração do W^+ .

Conclusão - A distribuição dos percursos das partículas dos 33 pares selecionados mostra que a maioria dêsses pares não pode ser (μ^+ , μ^-) devido à produção e desintegração do boson W^+ .

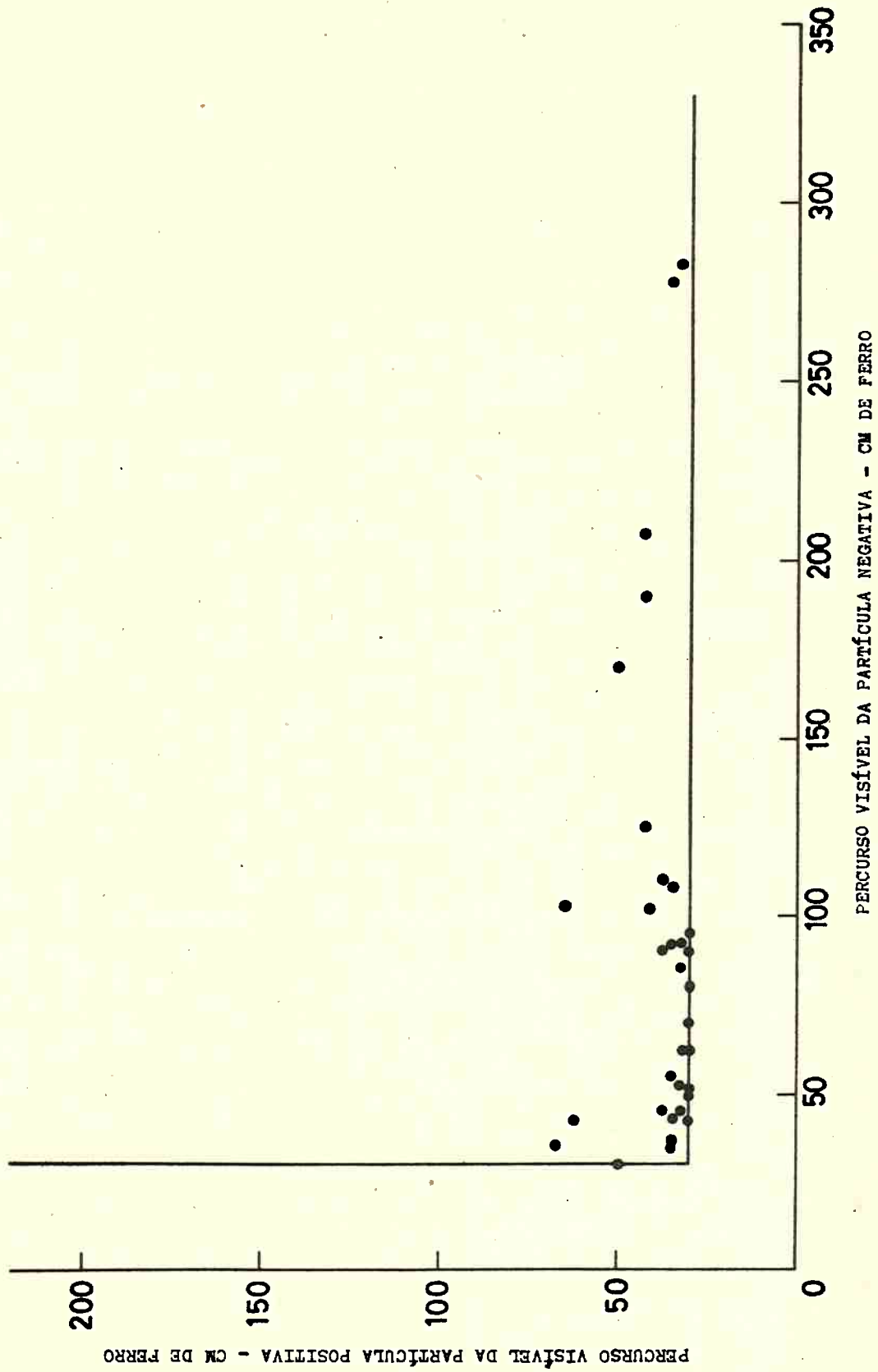


FIG. 6.8 - Percurso visível da partícula positiva, em função do percurso visível da partícula negativa, para os 33 pares selecionados.

6.5.2 - Espectro integral dos percursos das partículas positivas

Foi feito o espectro integral dos percursos das partículas positivas dos 52 pares selecionados. O resultado experimental é dado na figura 6.9, onde em abcissa se coloca o percurso p , em centímetros de ferro, e em ordenada o número de traços com percurso maior que P .

No mesmo diagrama estão representadas três curvas teóricas relativas a massas M_W do boson iguais a 1,7, 1,9 e 2,1 GeV/c^2 respectivamente. Essas curvas foram obtidas a partir do espectro do μ^+ obtido teoricamente por Bell e Veltman⁵⁸⁾, integrado em relação ao espectro de neutrinos dado na figura 3.8, levando-se em conta a probabilidade para que o muon não escape do equipamento, e tomando o fator $B = 0,5$.

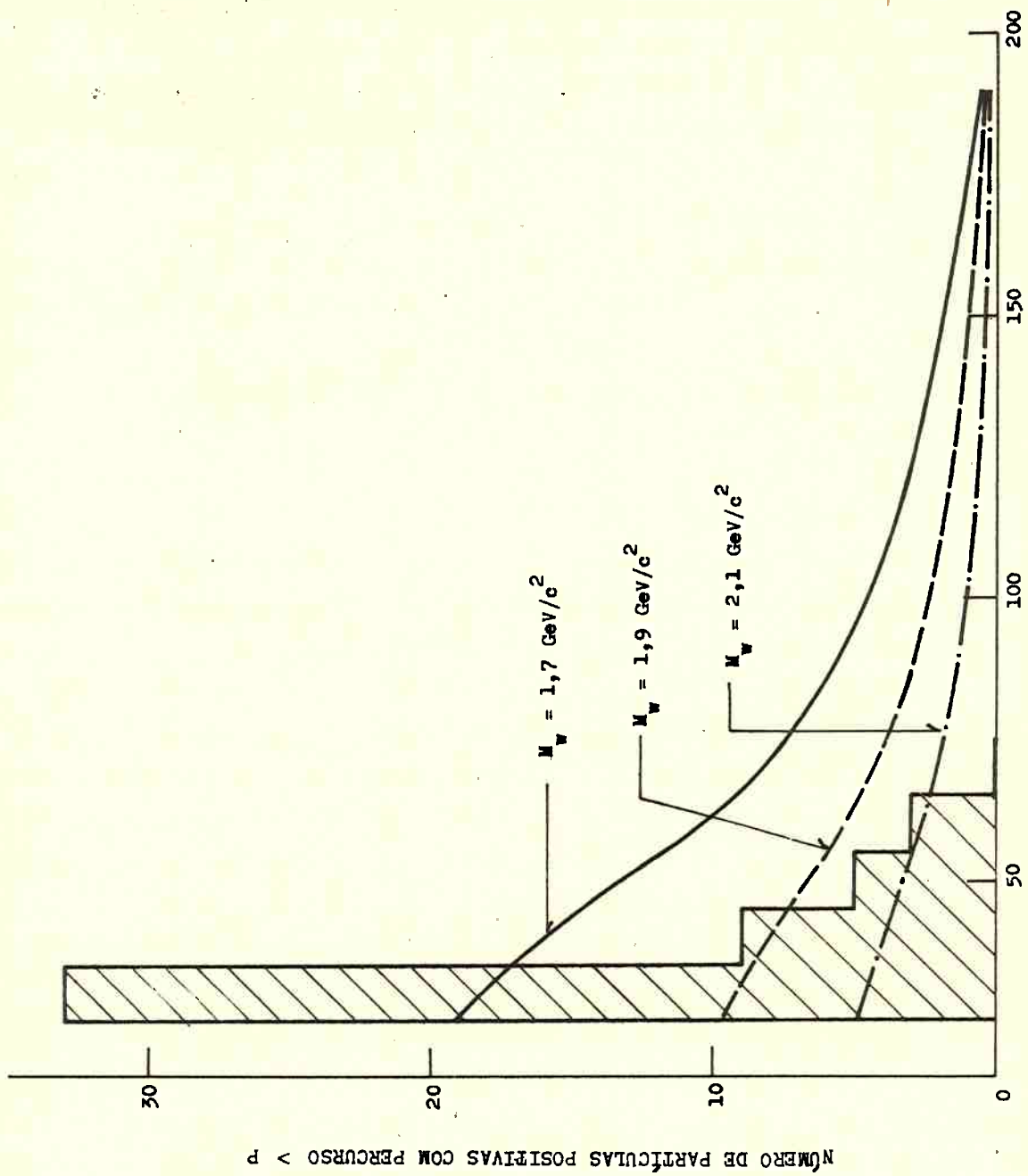
Conclusão - A comparação entre o histograma experimental e as curvas teóricas da figura 6.9 mostra claramente que a maioria dos 52 pares não é devida à produção e desintegração do W^+ .

6.5.3 - Número de casos esperado e observado

Os percursos das partículas positivas dos 52 pares foram utilizados também para um outro tipo de análise, a saber: foi comparado o número de eventos, obtido experimentalmente com partículas positivas de percurso maior que certo valor R_+ e partículas negativas de percurso maior que certo valor R_- , com o número de tais eventos esperado teoricamente em função da massa do boson W^+ .

Os números previstos teoricamente foram calculados com expressões como (6.3), para massas do boson variando desde 1,5 a 2,5 GeV/c^2 , em intervalos de 0,2 GeV/c^2 , com $B = 0,5$.

Escolha de R_+ e R_- - A fim de escolhermos os limites R_+ e R_- dos percursos para o corte, utilizamos dados da experiência paralela realizada com câmaras de bolhas. Devido à maior precisão de medidas que se pode obter em cada caso individual, nas fotografias da câmara de bolhas, foi possível identificar-se grande número de pions positivos e negativos e de prótons. Admitimos que o espectro de energia e a distribuição angular dessas partículas fosse o mesmo nas câmaras de centelhas (o que é plausível), e calculamos seus percursos em centímetros de ferro equivalentes às energias medidas nas câmaras de bolha. A conclusão foi de que a maioria das partículas positivas (π^+ e p) teriam nas placas de ferro um percurso menor do que 80cm, e a maioria das negativas um percurso menor do que 30cm.



P = PERCURSO VISÍVEL DA PARTÍCULA POSITIVA - CM DE FERRO

FIG. 6.9 - Espectro integral dos percursos das partículas positivas dos 52 pares selecionados.

A tabela 6.4 dá os números de casos esperados para percursos maiores do que um dado R_+ , que variamos de 30cm a 90cm de ferro, tomando-se como referência os dados da câmara de bolhas, e o número observado experimentalmente.

T A B E L A 6 . 4

R_+ é o corte feito no traço da partícula positiva. Em todos os casos o corte R_- feito no traço da partícula negativa foi de 30cm de ferro.

R_+ (cm de ferro)	Número de casos esperados, a partir de dados da câmara de bolhas	Número de casos observados
30	36 ± 10	33
40	12 ± 4	9
50	$4,7 \pm 1,6$	5
60	$2,3 \pm 1,0$	3
70	$1,1 \pm 0,6$	0
80	$0,4 \pm 0,3$	0
90	$0,1 \pm 0,1$	0

Foram então procurados, entre os eventos produzidos nas primeiras 15 toneladas do imã de ferro, aqueles pares cujas partículas positivas tivessem percurso maior que 80 cm e ao mesmo tempo as partículas negativas tivessem percurso maior que 30 cm. O resultado foi: nenhum caso que satisfizesse a êsses critérios foi encontrado.

Os números de casos previstos teoricamente, em função de vários valores da massa M_W , para os quais a partícula positiva tem percurso maior que $R_+ = 80$ cm e a partícula negativa tem percurso maior que $R_- = 30$ cm de ferro, simultâneamente, estão indicados na segunda coluna da tabela 6.5.

TABELA 6.5

R_+ e R_- são os cortes escolhidos para as partículas positivas e negativas, respectivamente.

Massa do boson (GeV/c ²)	Imã		Região de percurso	
	R_+	80 cm	R_+	60 cm
	R_-	30 cm	R_-	60 cm
	Número de eventos previsto	Número de eventos observado	Número de eventos previsto	Número de eventos observado
1,5	12	0	9	0
1,7	7,2	0	5,7	0
1,9	3,6	0	2,7	0
2,1	1,8	0	1,5	0
2,3	1,0	0	0,8	0
2,5	0,5	0	0,4	0

6.5.4 - Eventos produzidos na região de percurso da experiência II

A última análise descrita foi repetida para os eventos produzidos na região de percurso. Isto é, calculamos quantos eventos deveríamos obter com muon positivo de percurso maior que certo R_+ fixado e ao mesmo tempo o muon negativo com percurso R_- fixado. Para os cálculos foram tomados como base os resultados de Bell e Veltman⁵⁸⁾. Como na região de percurso as placas são mais espessas do que no imã tomaram-se como cortes R_+ e R_- os valores iguais a 60 cm.

Os valores previstos teoricamente estão representados na quarta coluna da tabela 6.5 para valores da massa M_W de 1,5 a 2,5 GeV/c².

Experimentalmente não foi encontrado nenhum evento produzido na região de percurso com partícula positiva de percurso maior que 60 cm de ferro e ao mesmo tempo uma partícula negativa de percurso também maior que 60 cm de ferro.

Conclusão - O fato de não se encontrar no imã de ferro nenhum evento que tenha ao mesmo tempo uma partícula positiva de percurso maior que 80 cm de ferro e uma partícula negativa com percurso maior que 30 cm de ferro, e também o fato de não se encontrar, entre os eventos produzidos na re-

gião de percurso, nenhum que tenha ao mesmo tempo uma partícula positiva e uma negativa com percursos maiores que 60 cm, mostra que os 52 pares selecionados não são devidos, na sua maioria, à produção e desintegração do boson W^+ .

6.6 - PROCURA DE DESINTEGRAÇÃO NÃO LEPTÔNICA DO W^+

Além da procura do W^+ através de suas possíveis desintegrações múonônica e eletrônica, investigamos a possibilidade de nossa coleção de eventos conter casos de desintegração do W^+ em pions, kaons ou ftons.

Vimos já que na região do espectro de neutrinos onde o fluxo é mais intenso, o processo incoerente de produção do W predomina sobre o processo coerente, para valores das massas M_W maiores que a massa do proton. Este fato é ilustrado, por exemplo, nas tabelas 2.2, 2.3 e 5.1. A procura do W^+ através de sua possível desintegração leptônica tendo-nos mostrado que M_W deve ser maior que $1,5 \text{ GeV}/c^2$, investigamos a possibilidade de termos uma coleção de W^+ produzidos segundo o processo incoerente:



com desintegração subsequente do W^+ em pions, kaons ou ftons.

Tais eventos devem ter uma das configurações seguintes:

- a) 4 traços (p , μ^- e 2 relativos a pions ou kaons);
- b) 3 traços e 1 V^0 (p , μ^- , um pion ou kaon carregado e um kaon neutro);
- c) 3 traços mais cascata(s) eletrônica(s) (p , μ^- , pion ou kaon e cascata(s) iniciada(s) por fton (ou pion neutro)).

Além de ter uma dessas configurações o evento deve ter uma partícula negativa compatível com um μ^- . O μ^- foi definido como uma partícula de carga elétrica negativa, o sinal da carga sendo dado pelo desvio da trajetória no campo magnético, e que não produza estrêla nem sofra espalhamento com ângulo maior que 10° quando visto em qualquer das fotografias estereoscópicas.

Para $M_W > 1,5 \text{ GeV}/c^2$, a energia total visível da interação deve ser maior que cerca de 3 GeV.

Eventos com essas características somente podiam ser detectados quando produzidos na região de placas delgadas. Procuramos então, entre os

eventos produzidos na região de placas delgadas da experiência II, num volume fiducial correspondente a 2,3 toneladas de câmaras de alumínio, aqueles que tinham uma das configurações a) , b) ou c) , energia visível maior que 3 GeV e uma partícula compatível com um μ^- . Para poder escolher uma partícula como sendo o μ^- , foi imposta a condição de que o evento tivesse uma partícula negativa passando pelo imã.

Foram selecionados 51 eventos que satisfaziam a êsses critérios , de um total de 500 ocorridos nas 2,3 toneladas de alumínio.

As quantidades de movimento das partículas selecionadas como μ^- nos 51 eventos estão dadas pelo histograma da figura 6.10. Na mesma figura estão desenhadas as curvas relativas aos números de eventos esperados teoricamente para massas do boson iguais a 1,5 , 1,7 e 1,9 GeV/c². Essas curvas foram obtidas a partir das curvas da figura 5.5, para massa de detector igual a 2,3 toneladas e $2,9 \times 10^{17}$ protons extraídos, com a hipótese de que nenhum boson tenha desintegração leptônica.

A comparação entre o histograma experimental e as curvas teóricas mostra claramente que a maioria dos eventos selecionados não é devida à produção de W^+ com subsequente desintegração em pions, kaons ou ftons.

Como as curvas teóricas mostram que o μ^- tem maior probabilidade de ser produzido com quantidade de movimento menor que 1 GeV/c, poderíamos considerar que os μ^- com quantidades de movimento nessa região do histograma sejam μ^- produzidos associados ao boson. Mas o número de μ^- com quantidades de movimento menor que 1 GeV/c pode ser menor do que o indicado no histograma da figura 6.10 , porque a identificação de tais μ^- é difícil, devido ao percurso pequeno. Concluimos que se os eventos relativos a μ^- com quantidade de movimento menor que 1 GeV/c forem devidos à produção e desintegração não leptônica do W^+ , então a massa do W deve ser maior que 1,7 GeV/c².

Esta análise dos eventos candidatos à desintegração não leptônica do W^+ é mais fraca do que as análises dos candidatos a pares de muons ou par muon-eletron, mas dá resultado consistente com os resultados destas outras duas.

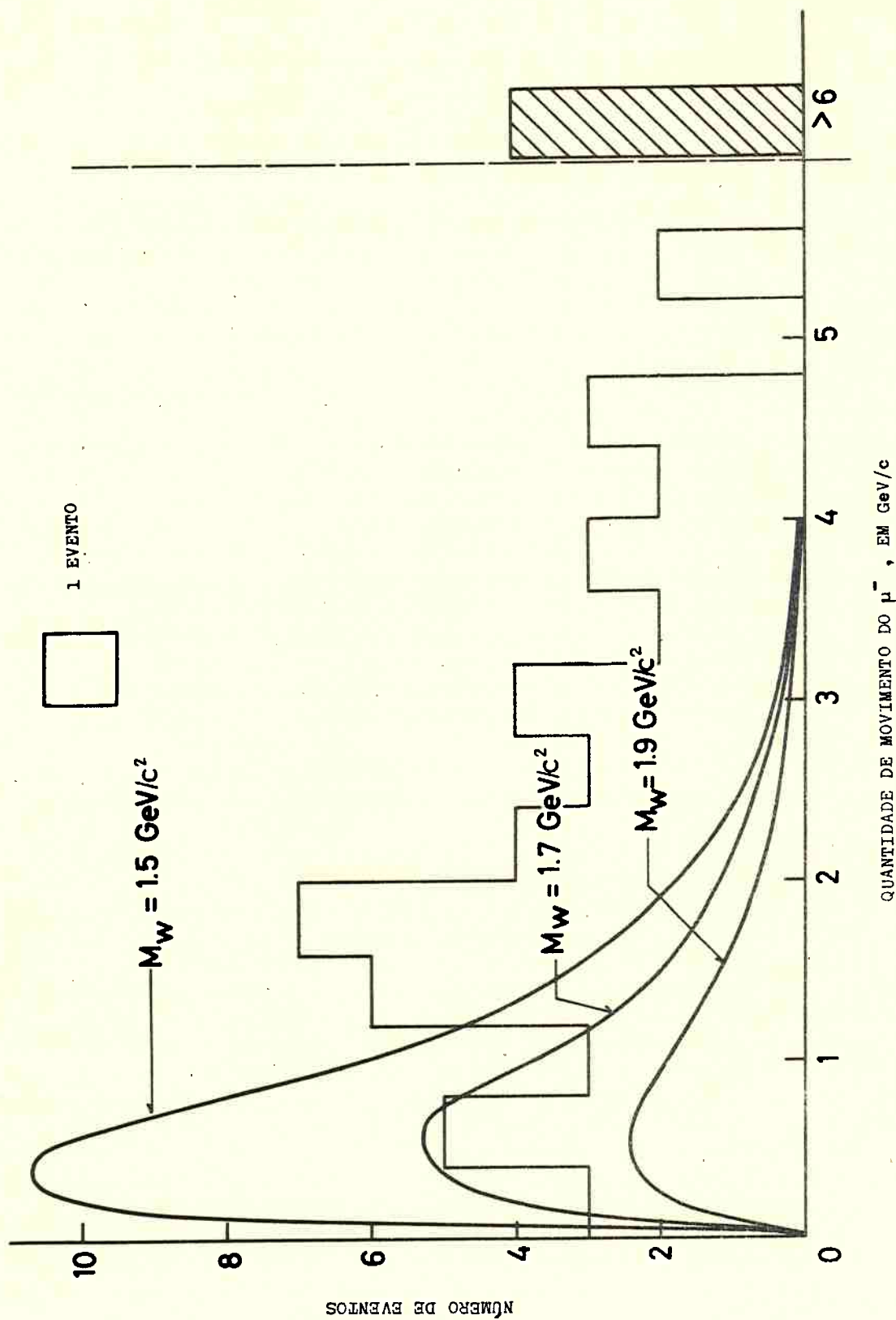


FIG. 6.10 - Histograma experimental das quantidades de movimento da partícula considerada como μ^- nos 51 eventos selecionados para pesquisa da desintegração não leptônica do W^+ , e curvas que dão as distribuições da quantidade de movimento esperadas teoricamente para valores de M_W iguais a 1,5, 1,7 e 1,9 GeV/c^2 .

capítulo VII**resultados obtidos II**

**A PROCURA DE PARES
MUON — ELETRON**

7.1 - INTRODUÇÃO

A produção de pares muon-eletron somente pode ser feita na região de placas delgadas, pois no imã ou na região de percurso uma cascata eletrônica seria em grande parte absorvida nas placas espessas.

Recordemos que na experiência I a região de placas delgadas tinha composição mista, sendo constituída de alumínio, cobre e ferro, o que torna a análise de cascatas muito difícil.

O caminho livre médio de radiação é de 1,5cm de latão, sendo portanto equivalente à espessura total do latão contido numa câmara de centelhas. Isso quer dizer que um raio gama atravessa somente dois espaçamentos para percorrer 1,5cm de latão, tendo 63% de probabilidade de iniciar uma cascata nas três primeiras placas. Essa cascata poderia facilmente ser confundida com uma cascata iniciada por um eletron. O caminho livre médio de radiação do ferro é de 1,9cm. Como as placas de ferro usadas na experiência I eram de 3cm de espessura, a probabilidade para que um raio gama inicie uma cascata dentro da placa era muito grande.

Em consequência, na experiência I o fundo de cascatas eletrônicas devidas a pions neutros e a raios gama era muito grande em relação ao número de cascatas iniciadas por eletrons.

Por outro lado o caminho livre médio de radiação do alumínio é de 8,9 cm, o que corresponde a 6 câmaras de centelhas de alumínio (~12 espaçamentos). Então é muito mais fácil distinguir-se nas câmaras de alumínio se uma cascata eletrônica foi iniciada por um eletron, ou um raio gama ou um pi on neutro.

Como consequência, na procura de cascatas iniciadas por eletrons, não consideramos os dados da experiência I, e utilizamos unicamente as fotografias da experiência II, analisando os eventos produzidos nas câmaras de alumínio.

7.2 - CRITÉRIOS DE SELEÇÃO

A seleção de candidatos a pares muon-eletron foi feita de acordo com os seguintes critérios:

a) devia haver, na fotografia, somente uma cascata eletrônica começando na origem da interação, isto é, não devia haver intervalos vazios entre a origem da cascata e a origem da interação (pois os intervalos vazios indicariam que a cascata fora iniciada por raio gama);

b) a energia da cascata devia ser maior do que 500 MeV;

c) a fotografia devia ter, além da cascata, um traço de comprimento correspondente a um percurso maior do que $0,8\lambda_0$, e dos outros traços nenhum devia corresponder a percurso maior do que $0,5\lambda_0$;

d) os ângulos, medidos sobre o filme, entre o traço mais longo e a direção do neutrino deviam ser menores do que 45° nas duas fotografias estereoscópicas.

De um total de 1500 eventos somente 6 satisfizeram aos critérios de seleção. Num desses 6 casos o traço longo mostrava uma interação, um espalhamento com ângulo $> 12^\circ$, e portanto não podia ser o traço de um muon. O evento foi excluído como candidato muon-eletron, e ficamos então com 5 casos. A figura 6.2 é a fotografia de um dos 5 casos.

7.3 - FUNDO

Eventos que satisfaçam aos critérios de seleção descritos acima podem ser simulados por interações inelásticas de neutrinos que produzem π^0

nos três casos seguintes:

1) um raio gama proveniente do π^0 se converte em par de Dalitz. Sabemos que a probabilidade para que isso aconteça é de 1,25%. Portanto, a probabilidade para que haja um par de Dalitz como fundo entre os 5 casos selecionados é de cerca de 6% somente.

2) Um raio gama proveniente de um π^0 se converte depois de ter atravessado um espaçamento de uma câmara de centelhas, a primeira centelha a parecendo no segundo espaçamento depois da placa de alumínio na qual se deu a interação do neutrino. Durante a análise da fotografia poderia não se ter percebido que o primeiro espaçamento estava vazio, especialmente se houvesse outro traço perto, e a cascata iniciada por um foton poderia ser considerada como tendo sido iniciada por um eletrôn.

O raio gama teria então atravessado em média 1,5 placas de alumínio, isto é, 0,75 cm (como cada câmara de centelhas tem três placas, o neutrino atravessa alternadamente duas placas e uma placa, quando as câmaras estão justapostas). A probabilidade para materialização desse raio gama antes de 0,75 cm é:

$$\frac{0,75 \text{ cm}}{\text{caminho livre médio de radiação}} = \frac{0,75}{8,9} \approx 0,08$$

Como as probabilidades para as duas origens de fundos descritas acima são independentes, a probabilidade para que ocorra um qualquer dos dois processos é de $6\% + 8\% = 14\%$. Logo, no total dos 5 eventos esses dois processos podem dar como fundo $5 \times 0,14 = 0,7$ eventos, ou seja um evento.

3) Um terceiro caso de fundo é aquele no qual um raio gama se converte a certa distância do vértice da interação do neutrino, mas uma partícula carregada produzida na mesma interação passa pela cascata, fazendo uma união entre a cascata e o vértice e dando a impressão de que a cascata foi iniciada por um eletrôn. Podemos fazer uma estimativa da probabilidade para que essa coincidência aconteça: imaginemos que a abertura angular total da cascata seja da ordem de 30° , o que é muito plausível. O critério d) de seleção descrito acima confina os eventos a uma região do plano (da fotografia) limitada por um ângulo total de 90° . Então a probabilidade para que a coincidência descrita aconteça é aproximadamente igual à razão da área da parte do plano determinada por um ângulo de 30° para a área da parte do plano determinada por um ângulo de 90° , isto é, $1/3$.

Portanto esta terceira fonte de fundo pode ter dado origem a aproximadamente $1/3$ dos 5 casos selecionados, isto é, a um ou dois casos.

Concluimos, que eliminando eventos produzidos pelas três origens de fundo descritas, os 5 casos selecionados se reduzem a 2 ou 3.

7.4 - RESULTADOS

Levando em consideração as incertezas devidas ao fundo, concluimos que podemos considerar três como o limite superior do número de candidatos a pares muon-eletron que obedecem aos critérios de seleção.

Esse número tem de ser comparado ao número esperado teoricamente, em função da massa do boson intermediário, que é calculado exatamente do mesmo modo como foram calculados os números esperados de pares de muon.

O número esperado de candidatos de pares muon-eletron foi então calculado. Supondo-se a massa $M_W = 1,8 \text{ GeV}/c^2$, o resultado obtido é 6.

CONCLUSÃO - Concluimos então que o número de eventos candidatos a pares muon-eletron devidos ao boson, esperado teoricamente e observado na experiência, é, respectivamente:

Número esperado teoricamente = 6, para $M_W = 1,8 \text{ GeV}/c^2$

Número observado ≤ 3

Concluimos que, se o boson intermediário W existir, sua massa deve ser maior do que $1,8 \text{ GeV}/c^2$, pois o número de eventos esperado teoricamente diminui quando a massa do boson aumenta.

capítulo VIII

**CONCLUSÕES
E
DISCUSSÃO**

Façamos um resumo das conclusões desta pesquisa de um boson mediador nas interações fracas e uma discussão das condições atuais deste assunto.

6.1 - CONCLUSÕES

A pesquisa do boson intermediário nas interações fracas foi feita com eventos produzidos na região de produção nas experiências I e II, no ímã de ferro da experiência II e na região de percurso das experiências I e II. Conhecendo-se as características do detector e o fluxo de neutrinos no detector, a análise dos eventos consistiu fundamentalmente em se comparar a medida experimental de certas quantidades com as previsões teóricas para as mesmas quantidades feitas em função de vários valores da massa do boson. Nessa comparação foram exploradas tôdas as possibilidades, isto é, foram utilizadas tôdas as quantidades suscetíveis de serem medidas com os arranjos das câmaras de centelhas: números de bosons que seriam produzidos, os espectros diferencial e integral da quantidade de movimento do μ^- que seria produzido associado ao boson de acôrdo com a reação (6.1), o espectro inte-

gral da quantidade de movimento do μ^+ que resultaria da desintegração do boson segundo o processo (6.2), número de bosons que seriam produzidos e depois teriam a possível desintegração em eletron segundo o processo (6.3) e o número de bosons que seriam produzidos e teriam a possível desintegração segundo o processo (6.4).

As conclusões foram as seguintes.

8.1.1 - Região de produção

A procura do W^+ através da procura de pares de muons, assim como através de sua desintegração mesônica, entre os eventos originados na região de produção, não revelou nenhuma evidência para a possível existência do boson intermediário, nem permitiu estabelecimento de um limite inferior para sua massa.

A procura de pares muon-eletron entre os eventos desta região nos levou a concluir que se um boson intermediário nas interações fracas existir, sua massa é maior que $1,8 \text{ GeV}/c^2$.

8.1.2 - Região de percurso

Nesta região a pesquisa do W^+ pôde ser feita somente através da procura de pares de muons.

1) Entre os eventos selecionados na região de percurso da experiência I não foi encontrado nenhum com uma partícula positiva de percurso maior que $7\Lambda_0$ e ao mesmo tempo uma partícula negativa de percurso maior que $2,5\Lambda_0$.

2) Entre os eventos selecionados na região de percurso na experiência II não foi encontrado nenhum que tivesse uma partícula positiva e uma negativa ambas com percurso maior que 60cm de ferro.

Esses fatos não provam que o boson intermediário não existe, mas são consistentes com a possível existência do boson com massa maior que $1,8 \text{ GeV}/c^2$.

8.1.3 - Imã de ferro da experiência II

Nesta região também a pesquisa do W^+ pôde ser feita somente através da procura de pares de muons.

1) Entre os eventos selecionados nesta região não foi encontrado

nenhum com uma partícula positiva de percurso maior que $7\Lambda_0$ e ao mesmo tempo uma partícula negativa de percurso maior que $2,5\Lambda_0$.

2) A distribuição dos percursos das partículas positivas e negativas de 33 pares de partículas selecionados mostra que a maioria desses pares não é constituída de (μ^+, μ^-) resultantes da produção e desintegração do W^+ .

3) O espectro integral dos percursos das partículas positivas de 52 pares selecionados mostra que a maioria desses pares não é constituída de (μ^+, μ^-) resultantes da produção e desintegração do W^+ .

4) Não foi encontrado nenhum evento no qual uma partícula positiva tenha percurso maior que 80 cm de ferro e ao mesmo tempo uma partícula negativa tenha percurso maior que 30 cm de ferro.

Esses resultados, comparados com previsões teóricas, não demonstram a existência de um boson vetorial mediador nas interações fracas, mas demonstram que, se esse boson existir, sua massa é superior a $1,8 \text{ GeV}/c^2$.

8.2 - DISCUSSÃO

Uma análise dos conteúdos dos capítulos III a VII nos mostra que a maior incerteza nos dados experimentais está no espectro de neutrinos. Devido às incertezas em nossos conhecimentos do espectro diferencial de produção de pions e de kaons em colisões de protons de $24,5 \text{ GeV}/c$, o espectro de neutrinos, especialmente na parte de energia maior do que cerca de 3 GeV , pode diferir por um fator em torno de 1,5 do espectro aqui adotado. No entanto, para o problema específico de pesquisa de um possível boson mediador nas interações fracas, as incertezas no espectro de neutrinos não afetam consideravelmente nossas conclusões. Um conhecimento mais preciso desse espectro nos levaria a variar o limite inferior para a massa do boson de cerca de $200 \text{ MeV}/c^2$, mas não muito mais do que esse valor, o que não mudaria as perspectivas para o futuro.

Do ponto de vista de técnica experimental a experiência explorou ao máximo os recursos conhecidos atualmente da técnica de câmaras de centelhas. Além da qualidade técnica dos recursos utilizados, esta tentativa de detecção de uma possível nova partícula representa o maior esforço já realizado na história da física das partículas elementares, em variedades de trabalho, volume de equipamento, tempo de preparação, modificações de um laboratório, e economicamente.

A pesquisa sobre a possível existência do boson mediador nas in-

terações fracas tem de continuar. Mas o esforço dispendido na experiência aqui analisada mostra que as futuras pesquisas devem ser orientadas para outros tipos de detectores. Com nossos conhecimentos atuais de tecnologia e de métodos de detecção de partículas, o único tipo de detector que poderá dar um novo progresso na pesquisa do boson intermediário é, na opinião do autor, uma câmara de bolhas de líquidos pesados de dimensões ainda não atingidas pelas câmaras de bolhas atuais: seria de um volume de 10 a 15 metros cúbicos, imersa num campo magnético de pelo menos 20 kilogauss. Tal câmara permitiria a análise detalhada de um grande número de interações individualmente, com grande probabilidade de identificação das partículas que emergem da interação e pesquisa do boson através da medida experimental de sua massa.

BIBLIOGRAFIA

- 1 - T. D. Lee, C. N. Yang, Phys. Rev. 104, 254 (1956).
- 2 - C. S. Wu, E. Ambler, R. W. Hayward, D. D. Hoppes, R. P. Hudson, Phys. Rev. 105, 1413 (1957).
- 3 - R. L. Garwin, L. M. Lederman, K. C. Rogers, Phys. Rev. 105, 1415 (1957).
- 4 - a) E. Fermi, Zeit. Physik 88, 161 (1934)
b) E. Fermi, "Tentativo d'una teoria dei raggi beta", Nuovo Cimento 11, 1 (1934).
- 5 - J. Schwinger, Ann. of Phys. 2, 407 (1957).
- 6 - B. Pontecorvo e R. Ryndin, "Proceedings of the Ninth International Conference on High-Energy Physics", Kiev, volume 2, pag. 233 (1959).

- 7 - a) T. D. Lee e C. N. Yang, Phys. Rev. Letters 4, 307 (1960).
b) T. D. Lee e C. N. Yang, Phys. Rev., 108, 1611 (1957).
- 8 - S. M. Berman, A. Ghani e R. A. Salmeron, Nuovo Cimento 25, 685 (1962).
- 9 - R. G. P. Voss, Int. Conf. on Fundamental Aspects of Weak Interaction, Brookhaven (1963).
- 10 - H. H. Bingham, H. Burmeister, D. C. Cundy, P. G. Innocenti, A. Lecourtois, R. Mollerud, G. Myatt, A. Orsin-Lecourtois, M. Paty, D. Perkins, C. A. Ramm, K. Schultze, H. Sletten, K. Soop, R. G. P. Voss, H. Yoshiki, Int. Conference on Elementary Particles, Sienne (1963) pag.555.
- 11 - M. M. Block, H. Burmeister, D. C. Cundy, B. Eiben, C. Franzinetti, J. Keren, R. Mollerud, G. Myatt, A. Orsin-Lecourtois, M. Paty, D. Perkins, C. A. Ramm, K. Schultze, H. Sletten, K. Soop, R. Stump, W. Venus, H. Yoshiki, Int. Conference on High Energy Physics, Dubna (1964).
- 12 - M. M. Block, H. Burmeister, D. C. Cundy, B. Eiben, C. Franzinetti, J. Keren, R. Mollerud, G. Myatt, M. Nicolíé, A. Orsin-Lecourtois, M. Paty, D. H. Perkins, C. A. Ramm, K. Schultze, H. Sletten, K. Soop, R. Stump, W. Venus, H. Yoshiki, Phys. Letters 12, 281 (1964).
- 13 - J. Bartley, M. M. Block, H. Burmeister, D. C. Cundy, B. Eiben, C. Franzinetti, J. Keren, R. Mollerud, G. Myatt, M. Nicolíé, A. Orsin-Lecourtois, M. Paty, D. H. Perkins, C. A. Ramm, K. Schultze, H. Sletten, K. Soop, R. Stump, W. Venus, H. Yoshiki, Nuovo Cimento 38, 608 (1965), em colaboração com G. Bernardini et al.
- 14 - H. Faissner, F. Ferrero, S. Fukui, J. M. Gaillard, H. J. Gerber, B. Hahn, F. Krienen, G. Muratori, M. Reinharz, R. A. Salmeron, Int. Conf. on Elementary Particles, Sienne (1963), vol. I pag.546.
- 15 - G. Bernardini, G. Von Dardel, P. Egli, H. Faissner, F. Ferrero, C. Franzinetti, S. Fukui, J. M. Gaillard, H. J. Gerber, B. Hahn, R. R. Hillier, V. Kaftanov, F. Krienen, M. Reinharz, R. A. Salmeron, Proc. Int. Conference on Elementary Particles, Sienne (1963), vol. I, pag. 571.
- 16 - J. K. Bienlein, A. Bohm, G. Von Dardel, H. Faissner, F. Ferrero, J. M. Gaillard, H. J. Gerber, B. Hahn, V. Kaftanov, F. Krienen, M. Reinharz, R. A. Salmeron, P. G. Seiler, A. Staude, J. Stein, H. J. Steiner, Phys. Letters 13, 80 (1964).

- 17 - G. Bernardini, J. K. Bienlein, A. Bohm, G. Von Dardel, H. Faissner, F. Ferrero, J. M. Gaillard, H. J. Gerber, B. Hahn, V. Kaftanov, F. Krienen, C. Mangredotti, M. Reinharz, R. A. Salmeron, P. G. Seiler, A. Staude, J. Stein, H. J. Steiner, Int. Conference on High Energy Physics, Dubna (1964) (apresentado por G. Bernardini).
- 18 - G. Bernardini, J. K. Bienlein, G. Von Dardel, H. Faissner, F. Ferrero, J. M. Gaillard, H. J. Gerber, B. Hahn, V. Kaftanov, F. Krienen, C. Manfredotti, M. Reinharz, R. A. Salmeron, Phys. Letters 13, 86 (1964).
- 19 - G. Bernardini, H. Bienlein, A. Bohm, G. Von Dardel, H. Faissner, F. Ferrero, J. M. Gaillard, H. J. Gerber, B. Hahn, M. Holder, V. Kaftanov, F. Krienen, C. Manfredotti, M. Reinharz, R. A. Salmeron, A. Staude, H. J. Steiner, Nuovo Cimento 38, 608 (1965), em colaboração com J. Bartley et al.
- 20 - G. Danby, J. M. Gaillard, K. Goulianos, L. M. Lederman, N. Mistry, M. Schwartz e J. Steinberger, Phys. Rev. Letters 9, 36 (1962).
- 21 - M. Schwartz, em artigo apresentado em nome dos mesmos autores da referência anterior, (20), em "The 1962 International Conference on High Energy Physics at CERN", CERN, Genève, pag. 809 (1962).
- 22 - R. A. Salmeron, "Interações elásticas de neutrinos sem boson intermediário" - tese apresentada em concurso para Livre-Docência junto à Cátedra de Física Nuclear da Faculdade de Filosofia, Ciências e Letras da Universidade de São Paulo, São Paulo, março de 1966.
- 23 - G. Feinberg, F. Gursey, A. Pais, Phys. Rev. Letters 7, 208 (1961).
- 24 - F. Krienen, R. A. Salmeron, J. Steinberger, CERN Report PS/INT.EA 60-10 (1960).
- 25 - R. A. Salmeron, "Comments on spark chambers for the neutrino experiment" NP - Internal Report 61-12, CERN (1961).
- 26 - R. A. Salmeron, "Expected frequencies of events and evaluation of data in the spark chambers experiment", em "The 1963 NPA seminars, the neutrino experiment", CERN 63-37, pag. 163 (1963).
- 27 - M. Goldhaber, L. Grodzins, A. W. Sunyar, Phys. Rev. 109, 1015 (1958).
- 28 - H. Frauenfelder, R. Bobone, E. von Goeler, N. Levine, H. R. Lewis, R.

- N. Peacock, A. Rossi, G. de Pasquali, Phys. Rev. 106, 386 (1957).
- 29 - H. de Waard, O. J. Poppema, Physica 23, 597 (1957).
- 30 - H. Langevin-Joliot, N. Marty, P. Sergent, Compt. Rend. 244, 3142 (1957).
- 31 - P. E. Cavanagh, J. F. Turner, C. F. Coleman, G. A. Gard, B. W. Ridley, Phil. Mag. 2, 1105 (1957).
- 32 - A. I. Alikhanov, G. P. Yeliseyev, V. A. Liubimov, B. V. Ershler, Soviet Physics (JEPT), 34, 541 (1958).
- 33 - A. De-Shalit, S. Cuperman, H. J. Lipkin, T. Rothen, Phys. Rev. 107, 1459 (1957).
- 34 - H. Ullman, H. Frauenfelder, H. J. Lipkin, A. Rossi, Phys. Rev. 122, 536 (1961).
- 35 - O. C. Kistner, A. Schwarzschild, B. M. Rustad, Phys. Rev. 104, 154 (1956).
- 36 - J. M. Robson, Phys. Rev. 100, 933 (1955).
- 37 - C. S. Wu, A. Schwarzschild, Columbia University Report CU-173 (1958).
- 38 - J. B. Gerhart, Phys. Rev. 109, 897 (1958).
- 39 - C. Van der Leun, Tese de doutorado, Universidade de Utrecht, Holanda, (1958).
- 40 - M. T. Burgy, V. E. Krohn, T. B. Novey, G. R. Ringo, V. L. Telegdi, Phys. Rev. 110, 1214 (1958); Phys. Rev. Letters 1, 324 (1958); Phys. Rev. 120, 1829 (1960).
- 41 - M. A. Clark, J. M. Robson, R. Nathans, Phys. Rev. Letters 1, 100 (1958)
- 42 - E. J. Konopinski, "The Experimental Clarification of the Laws of Beta-Radio-activity", Ann. Rev. Nucl. Sci. 9, 99 (1959).
- 43 - T. D. Lee e C. S. Wu, "Weak Interactions" Ann. Rev. Nucl. Sci. 15, 381 (1965).
- 44 - Nevis cyclotron group - Columbia University - resultado apresentado na "13th Conference on High Energy Physics", Berkeley (setembro 1966).

- 45 - J. Tiomno, Nuovo Cimento 6, 912 (1957).
- 46 - A. Buhler, N. Cabbibo, M. Fidecaro, T. Massam, T. Muller, M. Schneegans, A. Zichichi, Phys. Letters 7, 368 (1963).
- 47 - S. D. Bloom, L. A. Dick, L. Feuvrais, G. R. Henry, P. C. Macq , M. Spighel, Phys. Letters 8, 87 (1963).
- 48 - G. Backentoss, B. D. Hyams, G. Knop, P. C. Marin, U. Stierlin , Phys. Rev. Letters 6, 415 (1961).
- 49 - M. Bardon, P. Franzini, J. Lee, Phys. Rev. Letters 7, 23 (1961).
- 50 - A. Zichichi, comunicação particular, de uma média de várias medidas.
- 51 - R. P. Feynman, M. Gell-Mann, Phys. Rev. 109, 193 (1958).
- 52 - R. E. Marshak, E. C. G. Sudarshan, Phys. Rev. 109, 1860 (1958).
- 53 - T. D. Lee em "Particle Physics" CERN Report 61-30, pag. 65 (1961).
- 54 - T. D. Lee, P. Markstein, C. N. Yang, Phys. Rev. Letters 7, 4 (1961).
- 55 - M. Veltman, Physica 29, 161 (1963).
- 56 - M. Veltman, "The 1963 NPA Seminars - The Neutrino Experiment", CERN Report 63-37, pag. 21 (1963), e comunicação particular.
- 57 - M. Veltman, "The 1963 NPA Seminars - The Neutrino Experiment" , CERN Report 63-37; pag. 179 (1963).
- 58 - J. S. Bell, M. Veltman, Phys. Letters 5, 94 (1963).
- 59 - J. S. Bell e M. Veltman, Phys. Letters 5, 151 (1963).
- 60 - J. Nuyts, comunicação particular.
- 61 - A. C. T. Wu, C. P. Yang, K. Fuchel, S. Heller, Phys. Rev. Letters 12, 57 (1964).
- 62 - B. Kuiper, G. Plass - CERN Report 59-30 (1959).
- 63 - B. Kuiper, G. Plass - CERN Report 63-37 - "The 1963 NPA Seminars - The Neutrino Experiment", pag. 83 (1963).
- 64 - S. Van der Meer - "A directive device for charged particles and its use

- in an enhanced neutrino beam" - CERN Report 61-7 (1961).
- 65 - M. Giesch, B. Kuiper, B. Langeseth, S. Van der Meer, D. Neet, G. Plass, G. Pluym and B. de Raad - "Instrumentation for High Energy Physics", in Nuclear Instruments and Methods 20, 58 (1963).
- 66 - D. Dekkers, J. A. Geibel, N. M. King, R. Mermod, G. Weber, T. R. Willitts, E. J. N. Wilson, K. Winter, Int. Conf. on Elementary Particles, Sienna (1963) pag. 641.
- 67 - W. F. Baker et al. Phys. Rev. Letters 7, 101 (1961).
- 68 - G. von Dardel, CERN Report NP/Internal Report 62-17 (1962).
- 69 - M. Giesch, S. Van der Meer, G. Pluym, K. M. Vahlbruch, Int. Conf. on Elementary Particles, Sienna (1963), pag. 537.
- 70 - G. von Dardel, "The 1963 NPA Seminars - The Neutrino Experiment", CERN Report 63-37, pag. 131 (1963).
- 71 - H. Faissner, F. Ferrero, A. Ghani, E. Heer, F. Krienen, G. Muratori, T. B. Novey, B. Reinharz, R. A. Salmeron, Nuclear Instr. and Meth. 20, 213 (1963).

ÍNDICE

RESUMO

1

INTRODUÇÃO

1 - As interações conhecidas	4
2 - As estruturas das interações	6
3 - As interações se processando através da troca de partículas mediadoras	7
4 - O objetivo da experiência aqui analisada	9
5 - Vantagem de se fazer a experiência com feixe de neutrinos	10
6 - Alguns outros modos de tentar revelar a existência do W	11
7 - As experiências com neutrinos realizadas no CERN	12
8 - Resultados obtidos com as experiências de neutrinos	13
9 - Contribuições do autor	15

Capítulo I - AS INTERAÇÕES DE FERMI COM TRANSFERÊNCIA DE PEQUENAS QUANTIDADES DE MOVIMENTO

1.1 - Introdução	17
1.2 - Interação de Fermi	18
1.3 - Resumo de informações experimentais	19
1.4 - As interações fracas com grandes quantidades de movimento transferidas	23

Capítulo II - OS FUNDAMENTOS TEÓRICOS DA EXPERIÊNCIA

2.1 - Introdução	24
2.2 - Propriedades básicas do meson intermediário nas interações fracas	25
2.3 - Modos de desintegração do W	27
2.4 - Produção de W por neutrinos	28
2.5 - Seção de choque para produção de W^+ por neutrinos	31
2.6 - Valores numéricos da seção de choque para produção do W^+ por neutrinos	34

Capítulo III - O DISPOSITIVO EXPERIMENTAL I
O FEIXE DE NEUTRINOS E
A BLINDAGEM

3.1 - Introdução	36
3.2 - O feixe de neutrinos	38
3.3 - Cálculo do fluxo de neutrinos	43
3.4 - Blindagem	52

Capítulo IV - O DISPOSITIVO EXPERIMENTAL II
AS CÂMARAS DE CENTELHAS E SEUS ARRANJOS

4.1 - As três regiões do arranjo experimental	57
4.2 - Região de produção	58
4.3 - As bobinas de Helmholtz	62
4.4 - Região de percurso	65
4.5 - Região de produção	66
4.6 - O imã de ferro	68
4.7 - Região de percurso	72

	145
4.8 - As câmaras de centelhas	73
4.9 - Calibração do equipamento	83
Capítulo V - <u>PREVISÕES DE RESULTADOS</u>	
5.1 - Introdução	90
5.2 - Expressão geral da taxa de produção prevista para um dado processo	91
5.3 - Exemplo - Comparação de taxas de produção do W em alumínio e em cobre	92
5.4 - Taxas de produção e espectros de quantidades de movimento	93
Capítulo VI - <u>RESULTADOS OBTIDOS I</u> <u>A PROCURA DO BOSON W ATRAVÉS DE DESINTEGRAÇÕES</u> <u>MUÔNICA E MESÔNICA</u>	
6.1 - Introdução	104
6.2 - Distribuição dos eventos no espaço e no tempo	109
6.3 - Procura de pares de muons entre os eventos ocorridos na região de produção	109
6.4 - Procura de pares de muons entre os eventos ocorridos na região de percurso das experiências I e II e no ímã da experiência II	114
6.5 - Procura de pares de muons entre os eventos ocorridos no ímã de ferro da experiência II	116
6.6 - Procura de desintegração não leptônica do W^+	126
Capítulo VII - <u>RESULTADOS OBTIDOS II</u> <u>A PROCURA DE PARES MUON-ELETRON</u>	
7.1 - Introdução	129
7.2 - Critérios de seleção	130
7.3 - Fundo	130
7.4 - Resultados	132
Capítulo VIII - <u>CONCLUSÕES E DISCUSSÃO</u>	
8.1 - Conclusões	133
8.2 - Discussão	135
<u>BIBLIOGRAFIA</u>	137