

*feder by*

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO  
FACULDADE DE FILOSOFIA, CIÊNCIAS E LETRAS

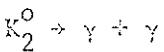
ESTUDO EXPERIMENTAL  
DA DESINTEGRAÇÃO  
DO MÉSON  $K^{\circ}$  EM  
DOIS FÓTONS

GIORGIO MOSCATI

Março de 1967

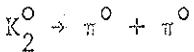
## PREFÁCIO

Descrevemos neste trabalho uma experiência de caráter exploratório que foi planejada com o fim de investigar um modo de desintegração do méson  $K_2^0$  que era previsto pela teoria e que não fôra ainda observado. Trata-se da seguinte desintegração:



Foram observados  $16 \pm 6$  eventos que foram interpretados como devidos ao processo acima. Este dado permite avaliar a probabilidade relativa deste modo de desintegração como sendo  $(1,2 \pm 0,6) \times 10^{-4}$ .

Enquanto realizávamos a experiência, foram publicados trabalhos contendo evidências indiretas da existência de desintegrações do tipo:



Foi possível analisar os dados obtidos nesta experiência de forma a obter um limite superior para a probabilidade relativa deste processo. O valor obtido foi:  $(1,1 \begin{smallmatrix} +1,2 \\ -1,1 \end{smallmatrix}) \times 10^{-3}$ .

Colaboraram nesta experiência 6 físicos, 10 estudantes graduados e mais 30 pessoas entre técnicos e estudantes, sem contar as equipes dos aceleradores, computadores e serviços auxiliares.

A experiência foi planejada e o equipamento construído na Universidade de Illinois. O Acelerador usado foi o AGS do laboratório de Brookhaven. Foram utilizadas cerca de 1.000 horas de feixe do acelerador e 50 horas de computador. Foram usados o computador IBM 7094 do laboratório de Brookhaven e os computadores IBM 7094 e Illiac II da Universidade de Illinois. A experiência teve a duração de 34 meses sendo 24 gastos na preparação, 6 na tomada de dados e 4 na análise final.

Desejo aqui expressar os meus agradecimentos a todos aqueles que colaboraram das mais variadas formas, na realização deste trabalho.

Em particular, desejo agradecer às seguintes instituições:

Universidade de Illinois, Urbana, Illinois, E.U.A.

Atomic Energy Commission - E.U.A.

National Science Foundation - E.U.A.

Brookhaven National Laboratory - E.U.A.

Comissão Fulbright - Rio de Janeiro, Guanabara, Brasil

Universidade de São Paulo, São Paulo, Brasil.

Desejo ainda agradecer:

Ao Prof. A. O. Hanson, da Universidade de Illinois, por ter proporcionado as condições para a realização deste trabalho.

Ao Prof. José Goldemberg, da Universidade de São Paulo, pela orientação científica que nos proporcionou desde o início da nossa carreira e, ainda, pela leitura do manuscrito e discussões relativas ao mesmo.

Agradeço ainda ao Prof. A. H. Zimerman, do Instituto de Física Teórica de São Paulo, por uma útil discussão relativa a aspectos teóricos deste trabalho..

## ÍNDICE

### I INTRODUÇÃO

I.1 Produção e desintegração do méson $K_2^0$	1
I.2 Interesse do estudo da desintegração do méson $K_2^0$ em dois fótons	5
I.3 Interesse do estudo da desintegração do méson $K_2^0$ em dois mésons $\pi$	8
I.4 Finalidade e descrição geral da experiência	9

### II ESCOLHA DO MÉTODO DE MEDIDA

II.1 Parâmetros a serem medidos	11
II.2 Fundo a ser discriminado	12
II.3 Fixação dos parâmetros principais do sistema	13

### III DESCRIÇÃO DO EQUIPAMENTO

III.1 O feixe de mésons $K_2^0$ e o acelerador	21
III.2 As câmaras de centelhas	25
III.3 Os detectores de fótons J e D	28
III.4 Os detectores para coincidências	30
III.5 Os detectores para anticoincidências	32
III.6 O sistema eletrônico de contagem e de controle	35

### IV OBTENÇÃO DOS DADOS

IV.1 Generalidades	43
IV.2 Dados obtidos durante cada unidade da experiência	43
IV.3 Testes e verificações de rotina	44
IV.4 Testes especiais	45

### V ANÁLISE DOS DADOS

V.1 Generalidades	46
V.2 Seleção dos eventos a serem medidos	47
V.3 Medida e reconstrução espacial dos eventos	48
V.4 Simulação dos eventos	49
V.5 Reconstrução da cinemática dos eventos reais e simulados	50
V.6 Comparação entre os eventos reais e os simulados	51

V.7 Análise de eventos usados para normalização e estudos do fundo	57
V.8 Resumo da análise dos dados	58
 VI RESULTADOS	
 VII CONCLUSÕES	60
 APÊNDICE I - Cinemática da desintegração $K_2^0 \rightarrow \gamma + \gamma$	62
APÊNDICE II - Calibração dos contadores de fótons J e D	68
APÊNDICE III - Programa para a simulação das desintegrações carregadas	72
APÊNDICE IV - Programa para a simulação das desintegrações neutras	75
 BIBLIOGRAFIA	81

## I - INTRODUÇÃO

### I-1 PRODUÇÃO E DESINTEGRAÇÃO DO MÉSON $K_2^0$

Os mésons K são partículas estranhas<sup>(\*)</sup> de spin zero e massa igual a aproximadamente 500 MeV e se apresentam em estados de carga positiva, negativa e nula.

Nos processos de produção, através de interações fortes, a partir de partículas não estranhas, um méson K é sempre produzido em associação a uma ou mais partículas estranhas, de forma a conservar a estranheza.

Os mésons K positivos e negativos têm estranheza oposta e os mésons K neutros podem ser produzidos num estado de estranheza igual ao do méson K positivo ou ao do méson K negativo.

Temos pois, na produção, quatro estados distintos que caracterizam um sistema de estranheza  $\pm 1$  e spin isotópico<sup>(\*\*)</sup>  $1/2$ . (Ver Tabela I.1) (Ro 66), (St 64).

Os mésons  $K^0$  e  $\bar{K}^0$  são considerados partícula e anti-partícula, assim como os mésons  $K^+$  e  $K^-$ .

Num processo típico de produção, um méson  $K^0$  é criado, em associação a um híperon  $\Lambda^0$ , numa colisão entre dois prótons energé-

---

(\*) No estudo das interações fortes, observa-se que é conveniente atribuir, a todas as partículas elementares que têm este tipo de interação, um número quântico, inteiro, positivo negativo ou nulo, chamado estranheza ( $S$ ). As partículas às quais se atribue estranheza diferente de zero, são chamadas partículas estranhas. Nas interações fortes a estranheza de um sistema é conservada. Se atribuirmos ao méson  $K^+$  estranheza +1, as estranhezas de todas as outras partículas que têm interações fortes ficam determinadas.

(\*\*) Quando uma partícula elementar com interações fortes se apresenta em "n" estados de carga, dizemos que o "spin isotópico" ( $I$ ) da partícula é tal que  $n = 2I + 1$ .

ticos.

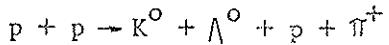


TABELA I.1 - Carga e Massa dos Mésons K

Partícula	Carga (em unidades da carga do positron)	Massa (em MeV)	Estranheza (S)
$K^+$	+1	$493,8 \pm 0,2$	+1
$K^- = \bar{K}^+$	-1	$493,8 \pm 0,2$	-1
$K^0$	0	$497,8 \pm 0,3$	+1
$\bar{K}^0$	0	$497,8 \pm 0,3$	-1

Os mésons K são partículas estáveis com relação às interações fortes e eletromagnéticas. Este fato é atribuído à conservação da estranheza nessas interações e à inexistência de partículas estranhas mais leves do que os mésons K.

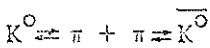
As interações fracas, entretanto, não conservam a estranheza e um sistema que é criado como um méson K, de estranheza determinada, pode se transformar, devido às interações fracas, em um sistema cuja estranheza difere da original por uma unidade (as interações fracas não permitem transições diretas entre sistemas que diferem por mais de uma unidade em estranheza:  $\Delta S = 0, \pm 1$ ). Estas interações são responsáveis pelas desintegrações dos mésons K, positivos e negativos, em mésons e leptons, indicados na Tabela I.2 (Ro 66). Note-se que nesta tabela os dados para os  $K^+$  e  $K^-$  são os mesmos, o que é esperado a partir de princípios muito gerais da teoria dos campos que, por meio de um teorema conhecido como "CPT", requer que a massa, a vida média e os modos de desintegração de uma partícula devam ser iguais aos de sua anti-partícula (Sa 64). Este fato é verificado experimentalmente. Por exemplo: as meias vi-

das dos mésons  $K^+$  e  $K^-$  são iguais, dentro dos erros experimentais, que são da ordem de 2 partes em  $10^{-3}$  (lo 66).

TABELA I.2 - Meia vida e modos de desintegração dos mésons  $K^+$  e  $K^-$

Partícula	Meia Vida (segundos)	modo de Desintegração	Probabilidade Relativa
$K^\pm$	$(1,235 \pm 0,003) \times 10^{-8}$	$\mu^\pm + \nu$	$(63,4 \pm 0,5)\%$
		$\pi^\pm + \pi^0$	$(20,8 \pm 0,4)\%$
		$\pi^\pm + \pi^+ + \pi^-$	$(5,7 \pm 0,1)\%$
		$\pi^\pm + \pi^0 + \pi^0$	$(1,7 \pm 0,1)\%$
		$\pi^0 + \mu^\pm + \nu$	$(3,4 \pm 0,2)\%$
		$\pi^0 + e^\pm + \nu$	$(4,8 \pm 0,2)\%$
		$\pi^\pm + \pi^\pm + e^\pm + \nu$	$(3,8 \pm 0,9) \times 10^{-5}$

Um comportamento muito peculiar dos mésons K neutros resulta da possibilidade de transições com  $\Delta S = \pm 1$  e do fato de o méson  $K^0$  diferir de sua anti-partícula (o méson  $\bar{K}^0$ ) apenas em estranheza. Esta última propriedade não foi encontrada em nenhuma outra partícula e torna os mésons K neutros, um sistema único, na natureza, para o estudo de certos aspectos das interações fracas. Nestas condições, a transição  $K^0 \rightleftharpoons \bar{K}^0$  torna-se possível através de estados virtuais intermediários, tais como o composto por dois mésons  $\pi$ .



A possibilidade desta transição implica no aparecimento

de interações (fortes) características de ambas as estranhezas em um feixe neutro de mésons K, criados num estado de estranheza definido.

Do ponto de vista da desintegração (interação fraca) (Sa 64) convém descrever um feixe de mésons K neutros como dois estados (um simétrico e outro anti-simétrico) que são superposições de estados  $K^0$  e  $\bar{K}^0$ . Estes estados são geralmente chamados  $K_1^0$  e  $K_2^0$ <sup>(\*)</sup> e são definidos da seguinte maneira:

$$K_1^0 = \frac{1}{\sqrt{2}} (K^0 + \bar{K}^0)$$

$$K_2^0 = \frac{1}{\sqrt{2}} (K^0 - \bar{K}^0)$$

Os estados  $K_1^0$  e  $K_2^0$  não têm estranheza definida e são auto-estados do operador  $CP$ <sup>(\*\*)</sup>, onde C é o operador conjugação de carga e P é o operador paridade (Sa 64).

Gell-Mann e Pais (Ge 55) previram que os estados acima citados, se comportam como duas partículas diferentes, com massas diferentes, vidas médias diferentes e modos diferentes de desintegração, o que foi amplamente verificado pela experiência.

Os modos conhecidos de desintegração das partículas  $K_1^0$  e  $K_2^0$  estão indicados na Tabela I.3 com as respectivas probabilidades (Tr 65). Deve-se notar que, em geral, estas duas partículas têm modos de desintegração diferentes. As massas dessas partículas são, dentro dos erros experimentais, iguais à massa do méson  $K^0$  ( $\bar{K}^0$ ), ou seja  $497,8 \pm 0,3$  MeV. Entretanto, a massa do méson  $K_1^0$  difere da massa do méson  $K_2^0$  por aproximadamente  $10^{-11}$  MeV (Cam 66).

(\*) Desde a descoberta da desintegração do méson  $K_2^0$  em dois mésons  $\pi$ , alguns autores preferem a designação  $K_s$  e  $K_l$  respectivamente, (s) para o de vida curta e (l) para o de vida longa. No que segue não estamos considerando este tipo de desintegração que é muito improvável.

(\*\*)  $CP(K^0) = \bar{K}^0$ ,  $CP(K_1^0) = K_1^0$ ,  $CP(K_2^0) = - (K_2^0)$

TABELA I.3 - Modos de desintegração dos mésons  $K_1^0$  e  $K_2^0$

Partícula	Meia Vida (segundos)	Modo de Desintegração	Probabilidade Relativa
$K_1^0$	$(0,866 \pm 0,014) \times 10^{-10}$	$\pi^0 + \pi^0$	$(30,9 \pm 2,2)\%$
		$\pi^+ + \pi^-$	$(69,1 \pm 2,2)\%$
$K_2^0$	$(5,6 \pm 0,6) \times 10^{-8}$	$\pi^\pm + e^\pm + v$	$(38,4 \pm 1,4)\%$
		$\pi^\pm \mu^\pm + v$	$(26,6 \pm 1,3)\%$
		$\pi^+ + \pi^- + \pi^0$	$(11,8 \pm 0,5)\%$
		$\pi^0 + \pi^0 + \pi^0$	$(23,2 \pm 2,0)\%$
		$\pi^+ + \pi^- + \gamma$	$< 0,3\%$
		$\pi^+ \pi^-$	$(1,58 \pm 0,12) \times 10^{-3}$
		$\pi^0 + \pi^0$ (*)	$(1,1 \pm 1,2) \times 10^{-3}$
		$\gamma + \gamma$ (*)	$(1,2 \pm 0,6) \times 10^{-4}$
		$\mu^+ \mu^-$	
		$e^+ e^-$	
		$e^\pm \mu^\pm$	$< 10^{-4}$

(\*) Este trabalho

## I.2 - INTERÉSSE DO ESTUDO DA DESINTEGRAÇÃO DO MÉSON $K_2^0$ EM DOIS FÓTONS

A desintegração do méson  $K_2^0$  em dois fótons não pode proceder diretamente, por interação eletromagnética, devido à conservação da estranheza por estas interações. Pode, entretanto, proceder por intermédio de duas interações sucessivas, uma fraca seguida de outra eletromagnética.

Em fins de 1962 os dados experimentais referentes às desintegrações ( $\Delta 1.62$ )

$$K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0 + \pi^0$$

$$e \quad K_2^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0$$

mostraram-se em desacordo com o que era esperado em se supondo que nas desintegrações não leptônicas, com mudança de estranheza, o spin isotópico muda de meia unidade ( $\Delta I = 1/2$ ). Esta regra parecia ser bem verificada em outros casos de desintegrações não leptônicas e os dados experimentais de Alexander, Almeida e Crawford (Al 62) sugeriam uma possível violação da regra  $\Delta I = 1/2$ . Chamemos  $R$  a razão entre as probabilidades de desintegração dos processos:

$$R = K_2^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0 / K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0 + \pi^0$$

Segundo Crawford, que descreve detalhadamente os cálculos para a obtenção de  $R_{\text{teórico}}$ , a situação em 1962, era a seguinte (Crf 62):

$$R_{\text{teórico}} = 2,06 \quad R_{\text{experimental}} = 1,03 \pm 0,33$$

Aplicando a teoria dos erros usual, Crawford faz notar que a probabilidade de  $R_{\text{teórico}}$  e  $R_{\text{experimental}}$  serem compatíveis, é de 1/100 !

Baseados nos resultados acima, Bouchiat, Nuits e Prentki (Bo 63) sugeriram que uma possível interpretação dos resultados, envolveria como estado intermediário na desintegração do  $K_2^0$ , um mésion não estranho de spin isotópico nulo e de massa próxima à do  $K_2^0$ . Este méson é conhecido por  $\eta^0$  e se desintegra por interação eletromagnética. Suas características estão indicadas na Tabela I.4.

TABELA I.4 - Características do méson  $\eta^0$  (Ro 66)

Partícula	Massa (MeV)	Meia Vida	Modo de Desintegração	Probabilidade Relativa
$\eta^0$	$548,6 \pm 0,4$	$> 6 \times 10^{-23} \text{ s}$	$\gamma + \gamma$	$(33,5 \pm 2,4)\%$
		$\Gamma < 10 \text{ MeV}$	$\pi^0 + \gamma + \gamma$	$(14,9 \pm 1,8)\%$
			$\pi^0 + \pi^0 + \pi^0$	$(21,1 \pm 1,9)\%$
			$\pi^+ + \pi^- + \pi^0$	$(25,3 \pm 1,4)\%$
			$\pi^+ + \pi^- + \gamma$	$(5,1 \pm 0,7)\%$

Uma das consequências da hipótese anterior, proposta por Bouchiat, foi a previsão de que o  $K_2^0$  deveria se desintegrar em dois fótons com uma probabilidade tão alta que poderia constituir uma fração igual a 20% de todos os modos de desintegração desta partícula. Este valor não podia ser excluído pelos dados experimentais existentes na época!

As considerações acima descritas, constituíram o incentivo para o presente trabalho e são, em parte, responsáveis pelas dificuldades posteriormente encontradas quando a fração dos mésons  $K_2^0$  que se desintegram em dois fótons, resultou ser da ordem de 1000 vezes menor! Durante a realização das medidas, entretanto, a discrepância original entre  $R_{\text{teórico}}$  e  $R_{\text{experimental}}$  desapareceu devi do a novos valores de  $R_{\text{experimental}}$  (Tr 65).

O interesse em se obter um valor experimental para a fração de mésons  $K_2^0$  que se desintegram em dois fótons continuou, devi do aos trabalhos de Oneda e seus colaboradores (On 63), (On 64), (On 65). Chamaremos esta fração de  $R_{2\gamma}$ .

$$R_{2\gamma} = \frac{K_2^0 \rightarrow +\gamma + \gamma}{K_2^0 \rightarrow \text{todos os modos}}$$

Oneda e colaboradores fizeram cálculos, cada vez mais detalhados, levando em conta não apenas o méson  $\eta^0$ , como estado intermediário, mas, também, o  $\pi^0$  e a interferência entre estes dois processos. As previsões teóricas do valor de  $R_{2\gamma}$  não são, entretanto, unívocas e dependem de várias hipóteses, que por ora são um tanto arbitrárias. Os valores previstos para  $R_{2\gamma}$  variam entre  $10^{-2}$  e  $10^{-5}$ .

Como os mésons  $K$ , os mésons  $\pi$  e o méson  $\eta$ , pertencem todos ao mesmo octeto na representação de simetrias de SU(3) e como na desintegração  $K_2^0 \rightarrow \gamma + \gamma$ , intervêm os acoplamentos entre  $K$  e  $\pi$  e entre  $K$  e  $\eta$ , o valor de  $R_{2\gamma}$  pode servir para impor limites a esses parâmetros.

### I.3 - INTERÉSSE DO ESTUDO DA DESINTEGRAÇÃO DO MÉSON $K_2^0$ EM DOIS MÉSONS $\pi^0$ .

Durante a parte final da construção do nosso equipamento, para o estudo da desintegração do mésón  $K_2^0$  em dois fótons, Chris - tenson, Cronin, Fitch e Turlay (Ch 64) descobriram evidências de que este mésón se desintegra em dois mésons  $\pi$  carregados com uma probabilidade relativa de  $(2,04 \pm 0,14) \times 10^{-3}$  (Cro 65).

Este processo é muito interessante, pois revela que na desintegração do mésón  $K_2^0$ , há violação da invariância em relação a CP. Os dados experimentais obtidos a seguir, mostraram que a partícula que se desintegra em dois mesons  $\pi$  carregados, é de fato o mésón  $K_2^0$ , isto é, o mesmo mésón que se desintegra em três mésons  $\pi$  (Cro 65)(Fi 65).

Foi este o primeiro caso em que se observou a não conservação de CP. Esta violação sugere que existem, na natureza, processos que não são invariantes em relação ao operador T.

Várias hipóteses foram propostas atribuindo a violação às várias interações conhecidas, ou combinações destas, ou ainda propondo novos tipos de interações (Wo 66). Algumas destas hipóteses prevêm resultados de certas experiências como: anomalias na correlação angular entre dois fótons emitidos em certas desintegrações nucleares, (Fr 65) assimetrias na polarização dos mésons  $\mu$  na desintegração leptônica do mésón  $K_2^0$  (Wa 65), assimetrias entre a energia das partículas positivas e negativas emitidas na desintegração de certas partículas neutras (Ve 66), (Be 66). Estas várias hipóteses estão sendo investigadas experimentalmente por vários grupos. Uma outra classe de previsões se relaciona com a desintegração do mésón  $K_2^0$  em dois mésons  $\pi^0$ . Esta desintegração também viola CP e não fôra ainda observada antes da realização do presente trabalho, havendo limites superiores para este processo, que não eram significativos.

A presente experiência não foi planejada, tendo em vista a observação do processo  $K_2^0 \rightarrow \pi^0 + \pi^0$ . Entretanto, foi possível determinar que se a desintegração  $K_2^0 \rightarrow \pi^0 + \pi^0$  existe, sua probabilidade relativa não é maior do que, aproximadamente,  $4 \times 10^{-3}$ . Esta experiência não exclui a possibilidade da inexistência do processo  $K_2^0 \rightarrow \pi^0 + \pi^0$ , sugere entretanto o valor  $(1,1^{+1,2}_{-1,1}) \times 10^{-3}$ , pa-

ra a sua probabilidade relativa. A precisão do resultado acima, é uma ordem de grandeza inferior ao necessário para diferenciar algumas das teorias propostas, mas serve para excluir algumas teorias mais radicais (Wo 65). Alguns resultados recentes serão apresentados em VI.

A situação em relação à violação de CP, está ainda muito obscura e, é mesmo possível, que esta violação não se apresente na natureza em forma mensurável em nenhum outro processo, que não seja a desintegração dos mésons  $K^0$  (Wo 65).

#### I.4 - FINALIDADE E DESCRIÇÃO GERAL DA EXPERIÊNCIA

A experiência foi planejada, tendo por fim determinar a probabilidade relativa da desintegração  $K_2^0 \rightarrow \gamma + \gamma$ . Esta probabilidade era esperada como sendo menor do que 10%. Como fonte de mésons  $K_2^0$ , utilizamos um feixe neutro proveniente de um alvo interno de Berílio do Acelerador AGS (Brookhaven), bombardeado com prótons de 30 GeV aproximadamente.

O feixe de  $K_2^0$  após ter sido expurgado de outras partículas, se desintegrhou espontâneamente em uma região "fiducial" (\*) que continha Hélio, à pressão atmosférica.

Dentre as desintegrações, foram selecionadas aquelas que continham apenas dois fótons e não vinham acompanhadas de partículas carregadas. Isto foi obtido, usando-se contadores em anti-coincidência, câmaras de centelhas e contadores em coincidência, precedidos por conversores de fótons.

Dos eventos selecionados, conhecia-se a direção e energia de cada fóton, bem como a direção do  $K_2^0$  incidente. Com estes dados, é possível determinar se o evento é cinemáticamente compatível com uma desintegração  $K_2^0 \rightarrow \gamma + \gamma$ . Para se determinar a probabilidade desta desintegração, é necessário que se conheçam, quantos mésons  $K_2^0$  passaram pela região fiducial durante o tempo de tomada dos dados. Isto foi obtido, contando-se quantas desintegra-

(\*) Chamamos região "fiducial de desintegração" à região interna a um saco de Hélio, limitada por uma superfície imaginária, dentro da qual as desintegrações são levadas em consideração.

ções de mésons  $K_2^0$  se processaram por modos carregados. É necessário ainda se conhecer, qual a eficiência do sistema para a detecção dos vários modos de desintegração e qual a probabilidade que tem um evento de fundo (por exemplo  $K_2^0 + \pi^0 + \pi^0 + \pi^0 \rightarrow 6\gamma$ ) de simular uma desintegração  $K_2^0 \rightarrow 2\gamma$ . Estes dados foram obtidos por uma simulação completa da experiência em um computador (IBM 7094).

Uma comparação dos dados obtidos experimentalmente com os obtidos pela simulação, permitiu obter a probabilidade relativa das desintegrações  $K_2^0 \rightarrow \gamma + \gamma$  e  $K_2^0 \rightarrow \pi^0 + \pi^0$ .

Nos capítulos que se seguem, serão descritos os critérios usados para a escolha do método empregado, as características dos componentes do equipamento, os cuidados e problemas da obtenção dos dados, método usado para a análise dos dados, assim como os programas usados para a simulação da experiência.

## II - ESCOLHA DO MÉTODO DE MEDIDA

### II.1 - PARÂMETROS A SEREM MEDIDOS

Quando uma partícula de massa de repouso  $m_0$  e energia total  $E$ , se desintegra em dois fótons de energias  $E_1$  e  $E_2$  que formam ângulos  $\theta_1$  e  $\theta_2$  com a direção da partícula incidente (fig. II.1), as leis de conservação de momento e energia implicam que as direções dos dois fótons são coplanares com a direção da partícula incidente e que, dos seis parâmetros:  $m_0$ ,  $E$ ,  $E_1$ ,  $E_2$ ,  $\theta_1$ ,  $\theta_2$  (energias e ângulos no sistema de referência do laboratório), apenas três são independentes (vê Apêndice I).

Dispondo-se de um feixe de méson  $K_2^0$  basta, em princípio, observar pares de fótons com origem em um ponto do feixe, coplanares com este, para demonstrar a existência da desintegração

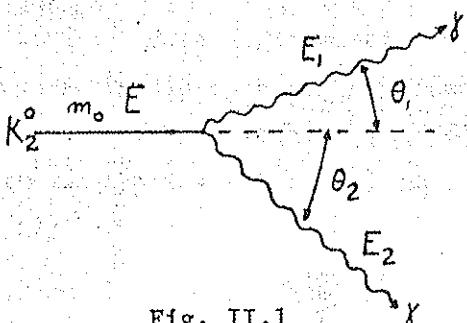
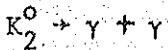


Fig. III.1

Devido à baixa probabilidade desta desintegração e, à possibilidade do aparecimento de pares de fóton devidos à desintegração  $K_2^0 \rightarrow \pi^0 + \pi^0 + \pi^0 \rightarrow 6\gamma$  (além da possibilidade de existir outra partícula com massa diferente da do  $K_2^0$ , que seja contida no feixe e que se desintegre em dois fótons), torna-se necessário medir, não só os ângulos

$\theta_1$  e  $\theta_2$ , mas, também, pelo menos, a energia de um dos fótons. É entretanto interessante, para aumentar a redundância da medida, a determinação da energia de ambos os fótons. É desnecessário dizer que se fosse possível conhecer a energia do méson  $K_2^0$  incidente (por exemplo por tempo de vôo ou conhecendo a cinemática de produção) a precisão das medidas seria maior. A medida independente da energia do méson  $K_2^0$  foi considerada impraticável nas condições da nossa experiência.

Das considerações acima conclui-se que, para caracterizar a desintegração de um méson  $K_2^0$  em dois fótons, devemos observar dois, e apenas dois, fótons provenientes de um ponto do feixe, verificar que são coplanares com a direção do feixe, verificar a consistência interna entre os parâmetros  $\theta_1$ ,  $\theta_2$ ,  $E_1$  e  $E_2$  (esta consistência nada mais é do que a imposição da conservação do momento transversal), cal

cular  $m_0$  e obter a massa do mésón  $K_2^0$ .

As energias  $E_1$  e  $E_2$  dos fótons foram determinadas usando contadores de absorção total que chamaremos de "detectores de fótons" (II.3.4 e III.3).

As direções dos fótons foram determinadas usando "câmaras de centelhas" (spark chambers) (II.3.1, II.3.2, II.3.5 e III.2).

## II.2 - FUNDO A SER DISCRIMINADO

O sistema de detecção deve ser tão insensível quanto possível aos outros modos de desintegração do mésón  $K_2^0$ , às outras partículas porventura existentes no feixe e a partículas não pertencentes ao feixe.

Observando a tabela I.3 notamos que as desintegrações do mésón  $K_2^0$  podem ser divididas em dois grupos: o primeiro, contém pelo menos duas partículas carregadas e o segundo, não contém partículas carregadas.

Para discriminar contra partículas carregadas exige-se que uma partícula para ser considerada como fóton, deve atravessar dois contadores sem produzir ionização e deve ser convertida em partículas carregadas (elétrons) em uma placa de chumbo.

Nota-se pela Tabela I.3, que os modos neutros de desintegração do mésón  $K_2^0$  são:  $K_2^0 \rightarrow \pi^0 + \pi^0$ ,  $K_2^0 \rightarrow \pi^0 + \pi^0$  e  $K_2^0 \rightarrow \gamma + \gamma$  que dão lugar a seis, quatro e dois fótons respectivamente pois, o mésón  $\pi^0$  se desintegra em dois fótons com uma meia vida de  $(0,89 \pm 0,18) \times 10^{-16}$  s (Ro 66). Cada um dos fótons de desintegração do mésón  $\pi^0$  tem uma energia de  $(77,50 \pm 0,01)$  MeV (Ro 66) (no sistema de referência ligado ao mésón  $\pi^0$ ).

Para discriminar contra os modos de desintegração que contém mais do que dois fótons coloca-se, em torno dos detectores espaciais de fótons (câmara de centelhas), contadores antecedidos por placas de chumbo (III.5) que acusam a presença de fótons, indicando, pois, que o par de fótons eventualmente detectado, veio acompanhado por outros fótons.

O sistema de discriminação contra os modos que contém mais do que dois fótons diminui a sensibilidade do sistema para a detec-

ção da desintegração  $K_2^0 \rightarrow \pi^0 + \pi^0$ . Entretanto, como será visto mais adiante, um certo número de eventos provenientes deste modo pode ser identificado.

Para discriminar contra o fundo proveniente de outras partículas, porventura existentes no feixe, devemos notar que o feixe só contém partículas estáveis ou de vida muito longa e os cuidados tomados foram o de colimar bem o feixe e substituir o ar, da região fiducial de desintegração, por Hélio, à pressão atmosférica, reduzindo desta forma a secção de choque de interação para as partículas do feixe. Não julgamos necessário fazer uma câmara com vácuo em lugar do saco plástico contendo Hélio.

O efeito de partículas não pertencentes ao feixe foi reduzido por meio de colimação e blindagem e não foram observadas evidências de que partículas fora do feixe perturbassem as medidas (ver V.7).

### II.3 - FIXAÇÃO DOS PARÂMETROS PRINCIPAIS DO SISTEMA

A escolha do método usado foi uma consequência, quase univoca, dos parâmetros a serem medidos, do pequeno número de eventos genuínos esperados em relação ao grande número de eventos de fundo e do equipamento existente no laboratório. Estes fatos limitaram o sistema a uma associação de cintiladores e câmaras de centelhas. Emulsões e câmaras de bolhas foram excluídos devido à falta de resolução temporal, apesar da melhor resolução espacial, comparados com as câmaras de centelhas. Além disso, convém que na região de desintegração haja o mínimo possível de matéria para evitar a regeneração de mésons  $K_1^0$  (\*) e a interação dos outros componentes do feixe.

Os cintiladores plásticos são usados, em associação a válvulas fotomultiplicadoras, aproveitando-se sua elevada resolução temporal (da ordem de 5 ns) e a proporcionalidade entre a energia perdida por uma partícula no cintilador (por ionização) e a corrente que aparece na placa da fotomultiplicadora. - Foram usados para disparar

---

(\*) Um feixe de mésons  $K_2^0$  ao atravessar matéria (que contém nucleons) regenera mesons  $K_1^0$  devido à diferente interação forte dos seus componentes  $K^0$  e  $\bar{K}^0$ .

as câmaras de centelhas, indicar anticoincidências e medir a energia dos fótons.

As câmaras de centelhas são usadas em associação a um sistema fotográfico tendo em vista a razoável resolução espacial (da ordem de 2mm), associada à possibilidade de ser disparada, acusando apenas a presença das partículas que as atravessaram num intervalo de tempo, da ordem de 1  $\mu$ s, que antecedeu o sinal de disparo (memória curta). - Foram usadas para determinar a direção dos fótons.

A disposição e dimensões das câmaras de centelhas e dos cintiladores foram escolhidos após longas ponderações que envolveram compromissos de vários tipos. (Fig. II.2 e II.3)

De uma maneira geral a fixação dos parâmetros da experiência foi feita na seguinte ordem:

#### II.3.1 - Módulos das Câmaras de Centelhas

Consideramos inicialmente a possibilidade de usar câmaras de centelhas modulares, de  $30 \times 30\text{cm}^2$  (desenvolvidas na Universidade de Illinois por Hanson e colaboradores) e um feixe de mésons  $K_2^0$  (do acelerador AGS de Brookhaven). Verificamos que, usando o espectro da energia dos mésons  $K_2^0$  (fig. II.4) (Ca 66), era possível colocar duas câmaras de centelhas modulares (a uma distância de 20 metros de um alvo de Berílio bombardeado por prótons de 30 GeV) e posições tais a oferecer uma eficiência razoável na detecção dos dois fótons provenientes da desintegração  $K_2^0 \rightarrow \gamma + \gamma$ . A construção de câmaras maiores, além de envolver tempo e capital, envolveria dimensões maiores dos outros componentes, necessidade de usar uma ótica mais perfeita e o uso de filme de maiores dimensões, além de exigir mais área de chão, na área experimental do acelerador, o que parecia duvidoso de ser obtida. Basicamente, a escolha das dimensões dos módulos das câmaras de centelhas, fixou a escala do equipamento. As outras dimensões foram aceitáveis de acordo.

#### II.3.2 - Número de Módulos das Câmaras de Centelhas

Cada módulo de câmara de centelhas possui dois capazes inter-eletrodícos, "gaps" cada um com 3mm de espessura. Para coover-

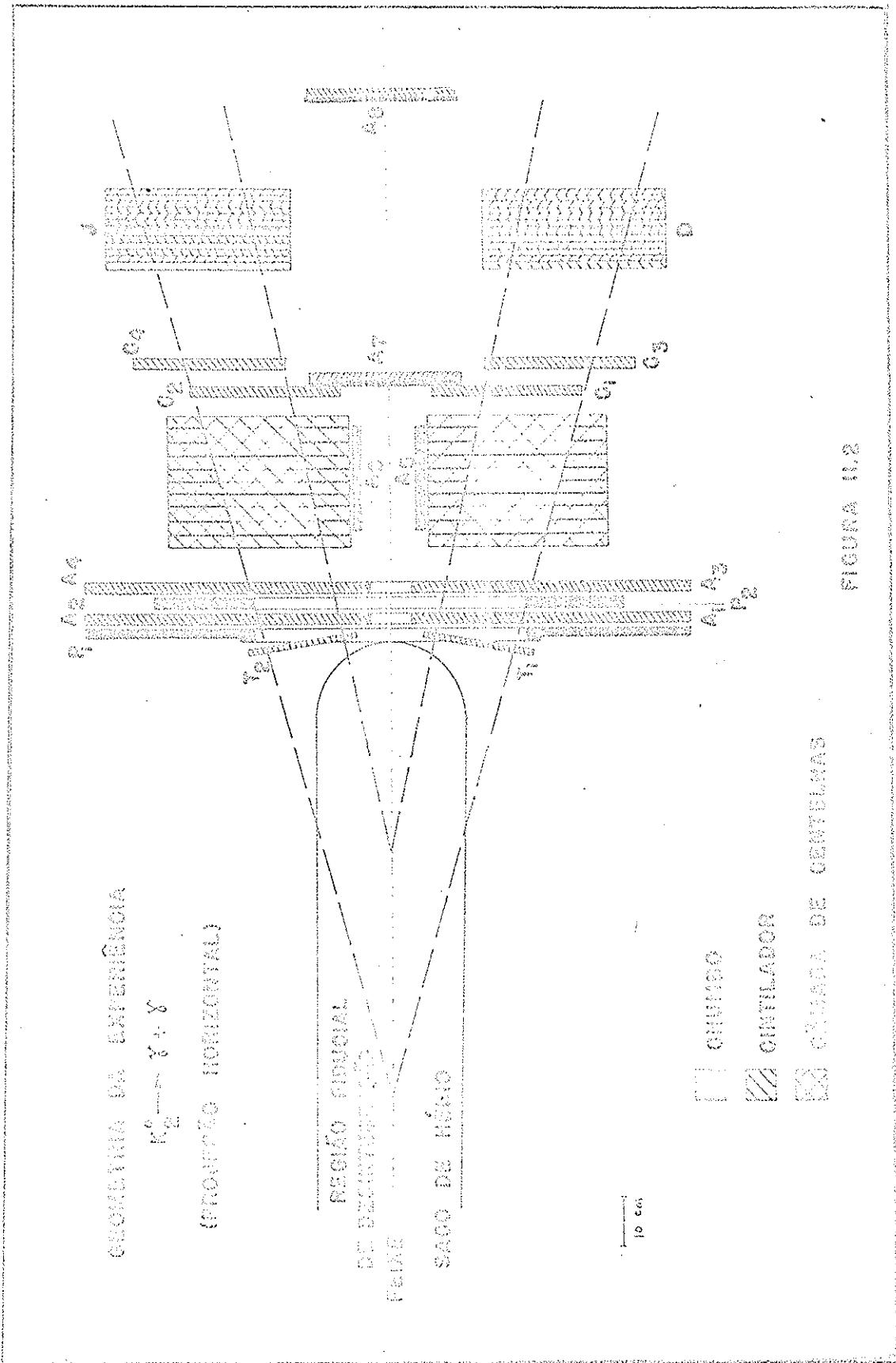
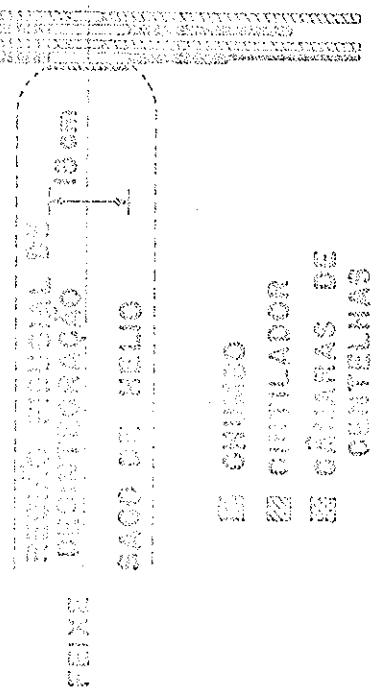


FIGURA III, 2

FIGURA II.3

**EXCEÇÃO DA IMPENALICIA**

**INSCRIÇÃO DE VÍSADA**



**(ANÚLIO DE ESTERGOGOCARIA 19)**

**(ANÚLIO DE**

**DIRÉCIA DE VÍSADA**

**ESTERGOGOCARIA**



FIGURA II.3

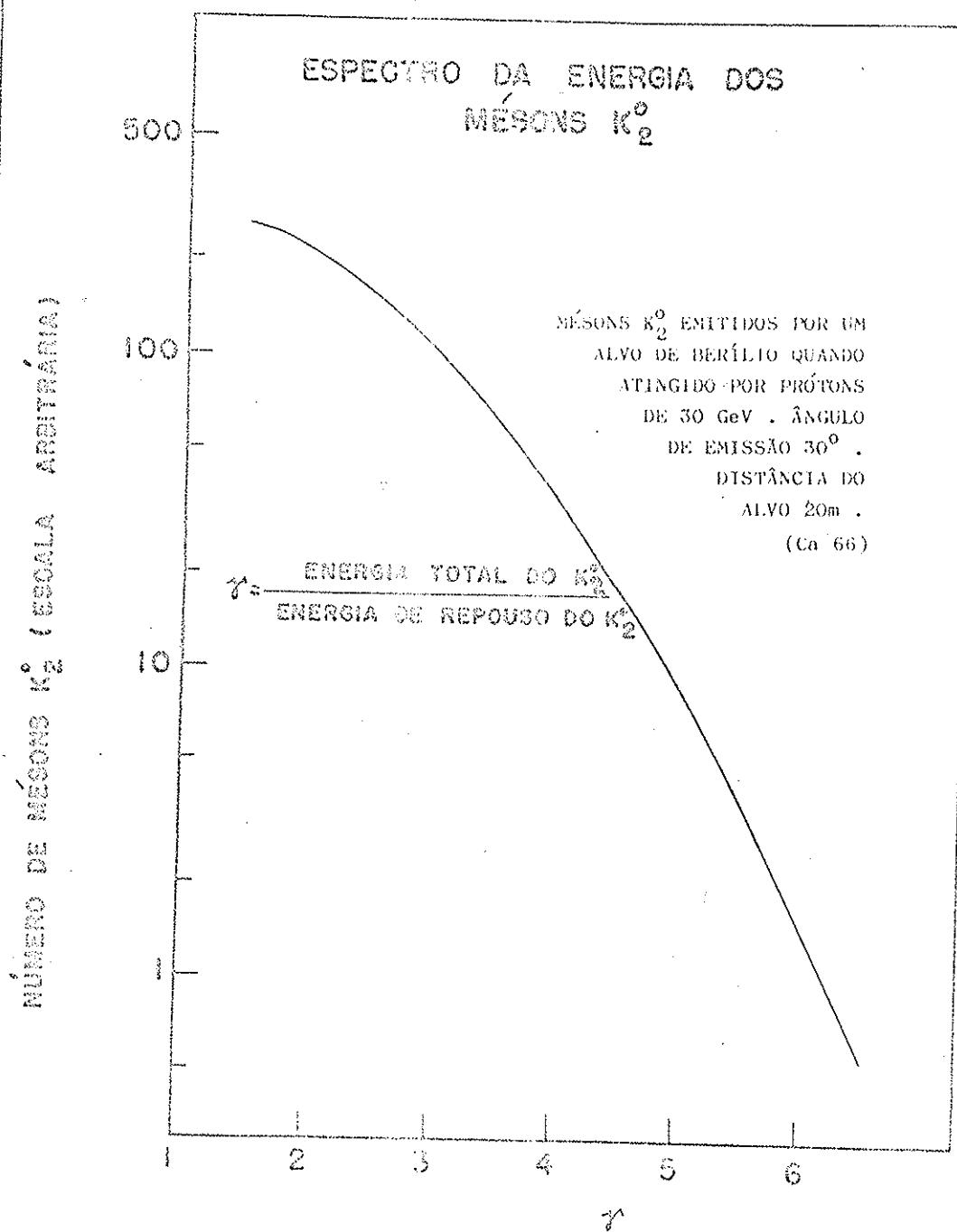


FIGURA II.4

FIGURA II.4

ter os fótons em elétrons foram colocadas placas de chumbo entre os módulos. Para aumentar a probabilidade de conversão dos fótons convém ter muito chumbo. Por outro lado, muito chumbo absorve a energia do "chuveiro de elétrons" e torna a medida da energia do fóton incerta. O compromisso resultou no uso de dois comprimentos de radiação de chumbo distribuídos em três placas (de 3mm cada) seguidas, cada uma delas, por três módulos de câmara de centelhas. Foi incluído mais um módulo antes da primeira placa de chumbo para garantir que a partícula detectada era não carregada. Isto nos leva a 10 módulos de câmara de centelhas para cada câmara (20 gaps). Na escolha acima foram levados em conta o espectro de fótons esperado, proveniente das desintegrações  $K_2^0 \rightarrow 3\pi^0$  e  $K_2^0 \rightarrow 2\gamma$ , o espalhamento múltiplo de elétrons, a resolução de energia a ser esperada dos detectores de fótons e a resolução espacial a ser esperada das câmaras de centelhas. Para aumentar a probabilidade de observar fótons dos eventos de fundo, nas câmaras de centelhas, foi colocado entre cada par de módulos, uma placa de chumbo com um orifício convenientemente disposto. Os orifícios são alinhados e formam uma "região fiducial de detecção" dentro das câmaras de centelhas (Fig. II.2 e II.3).

#### II.3.3 - Contadores de anticoincidência A<sub>1</sub> A<sub>2</sub> A<sub>3</sub> A<sub>4</sub>

Como já foi dito antes, é necessário colocar contadores diante das câmaras de centelhas para discriminar partículas carregadas. É necessário ainda envolver o volume fiducial de desintegração com contadores que acusem a eventual presença de outros fótons além dos visíveis nas câmaras de centelhas. Cálculos de simulação, (V.4) efetuados num computador, mostraram que a maioria destes fótons (provenientes da desintegração  $K_2^0 \rightarrow 3\pi^0$ ) se concentra num quadrado de 1,2 x 1,2m<sup>2</sup> no plano das janelas de entrada das câmaras de centelhas. O cálculo mostrou ainda que os poucos fótons que incidem fora desta zona têm energia tão baixa que é muito difícil convertê-los e detectá-los com eficiência. Optamos pois, por dois cintiladores de 1,2m x 1,2m x 19mm com chumbo em frente e entre eles. Cada um deles é fisicamente dividido em duas metades. A região central contém uma passagem para o feixe e a região em frente às câmaras de centelhas não é recoberta por chumbo.

### II.3.4 - Detectores de fótons

Como foi explicado em II.1, é conveniente determinar a energia dos dois fótons provenientes da desintegração  $K_2^0 \rightarrow \gamma\gamma$ . Para isto foram construídos dois detectores de fótons J e D. Estes contadores consistem em 12 lâminas de cintilador de 30cm x 30cm x 8mm separadas por lâminas de chumbo de 5mm de espessura (um comprimento de radiação), e vistas por duas fotomultiplicadoras de 12.5cm de diâmetro. A quantidade de chumbo garante um comportamento linear para fótons até 1,5 GeV. A espessura do cintilador foi escolhida como um compromisso entre uma boa transmissão de luz e um volume razoável para o detector. As dimensões das placas correspondem a um compromisso entre um ângulo sólido suficiente e problemas construtivos.

### II.3.5 - Sistema ótico

O sistema ótico foi desenhado levando em conta os seguintes critérios:

- a) procurou-se concentrar todas as informações, referentes a cada evento, em uma única fotografia, em filme perfurado de 35 mm.
- b) o percurso ótico foi mantido em uma caixa rígida, fechada de volume mínimo.

c) o sistema ótico não devia envolver outras lentes a não ser a objetiva fotográfica. Esta devia ter distância focal suficiente para permitir "ver" todo o volume das câmaras de centelhas sem necessidade de quebrar o paralelismo entre elas. Além disso era importante que, mesmo com a máxima abertura do diafragma, ( $f 5,6$ ) todo o volume das câmaras de centelhas estivesse em foco, ao mesmo tempo.

As duas últimas exigências (b e c) implicaram num sistema ótico que envolveu um número grande de espelhos planos (espelhados em frente).

Estes foram os parâmetros básicos escolhidos. Os outros parâmetros foram escolhidos em função destes e muitos deles foram fixados, apenas, durante a realização da experiência, após uma análise "in loco", dos resultados preliminares. Entre estes podemos citar a dimensão do colimador que só foi fixada após se verificar, durante as medidas preliminares no feixe de mésons  $K_2^0$ , que a probabilidade

da desintegração em dois fótons era muito menor do que se havia antecipado. A dimensão ótima do colimador é um exemplo típico de um parâmetro cujo valor ótimo depende do valor da grandeza que se desconhece e se deseja determinar.

### III - DESCRIÇÃO DO EQUIPAMENTO

#### III.1 - O FEIXE DE MÉSONS $K_2^0$ E O ACELERADOR

A experiência foi projetada, considerando a possibilidade de usar um feixe neutro, externo, produzido no alvo G 10 do acelerador AGS (Alternating Gradient Synchrotron) de Brookhaven. O feixe neutro forma um ângulo de  $30^\circ$  com a direção do feixe de prótons e tem a designação G 10-30.

##### III.1.1 - O acelerador

O AGS é um acelerador de prótons do tipo "síncrotron de gradiente alternado" e acelera prótons até uma energia de 33 GeV (Fig. III.1).

O ciclo de aceleração consiste na injeção de prótons com 50 MeV; Aceleração com campo magnético crescendo linearmente com o tempo e a radio-freqüência ligada (freqüência variável), seguida do bombardeio dos alvos com campo constante e rádio-freqüência desligada. Dependendo dos usuários do feixe, vários salvos podem ser bombardeados simultaneamente ou em sucessão. Neste último caso, o campo magnético, em função do tempo, pode ter um ou mais patamares.

Quando a máquina opera em boas condições, o feixe total acelerado, por ciclo, contém  $10^{12}$  prótons. A parcela do feixe que incide em determinado alvo depende de acordo prévio entre os vários usuários. Só usamos o feixe quando o número de prótons incidente em G 10 era superior a  $10^{11}$  por pulso. Em certas ocasiões, o feixe total, de  $10^{12}$  prótons, incidia em G 10.

Em experiências com contadores, convém receber as partículas espalhadas em um intervalo de tempo longo, para limitar o número de coincidências casuais. No AGS, os patamares de campo têm a duração de 0,5 s e a duração dos feixes é da ordem de 400 ms. A distribuição temporal do feixe era constantemente observada e, toda vez que, por qualquer razão, havia uma concentração anômala de partícula em determinado intervalo de tempo, a tomada de dados era suspensa.

A freqüência de repetição dos pulsos da máquina variou de

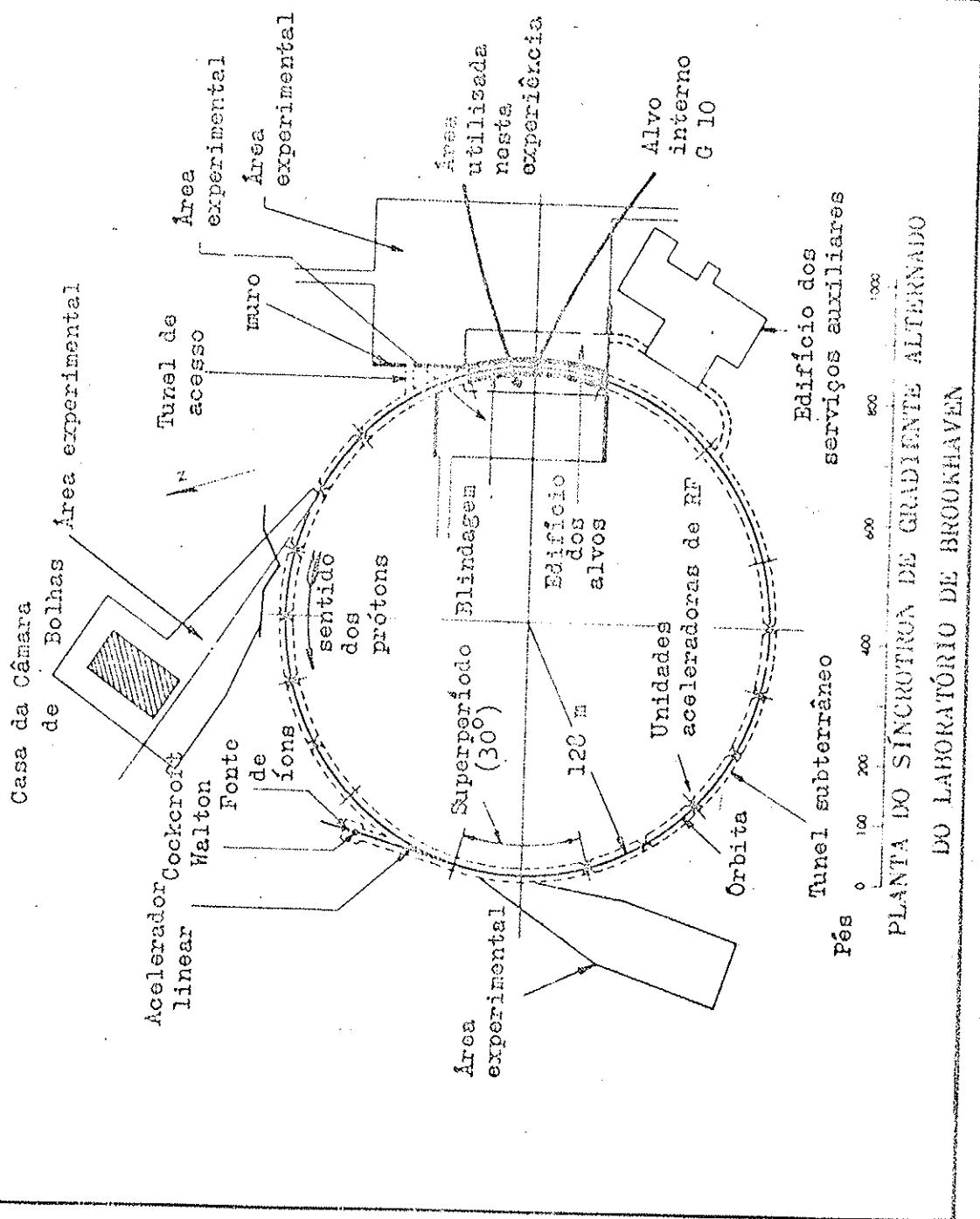


FIGURA III.1

FIGURA III.1

rante a experiência entre 1 pulso cada 2,4s e 1 pulso cada 3,2s e dependia de vários fatores, tais como número, duração e energia dos patamares, temperatura ambiente, etc.

A sincronização com a máquina é obtida por meio de um trem de 2.000 pulsos (pente) separados por 1  $\mu$ s que começam no início de cada ciclo de aceleração. Por meio de um demultiplicador de impulsos especial, é possível iniciar um processo qualquer em qualquer instante do ciclo de aceleração.

### III.1.2 - O alvo

O alvo interno usado foi um fio de Berílio, com aproximadamente 5cm de comprimento e 2mm de diâmetro inclinado a  $40^\circ$  com a direção do feixe neutro e  $30^\circ$  com o feixe de prótons (colocado no plano definido pelo feixe interno e o feixe neutro) (exigência do grupo do Caltech que usava o mesmo alvo). O alvo era sempre colocado nessa posição dentro da câmara de aceleração e sua posição foi determinada por meio de teodolitos. A posição efetiva do alvo, em relação aos colimadores, foi verificada por meio de contadores.

### III.1.3 - O feixe

Quando um feixe de prótons com uma energia de 30 GeV incide num alvo de Berílio, resultarão um grande número de partículas, dentre as quais podemos notar: prótons ( $p$ ), antiprotons ( $\bar{p}$ ), neutrinos ( $n$ ), antineutrinos ( $\bar{n}$ ), mésons  $\pi^+$ ,  $\pi^-$ ,  $\pi^0$ , mésons  $K^+$ ,  $K^-$ ,  $K_1^0$ ,  $K_2^0$ , hiperons  $\Lambda^0$ ,  $\Lambda^+$ ,  $\Sigma^0$ ,  $\Sigma^+$ ,  $\Xi^0$ ,  $\Xi^+$ ,  $\Xi^-$ , deuterons, trítions, partículas  $\gamma$ , etc. Destas, podemos eliminar as carregadas por meio de um campo magnético e as instáveis, de vida curta, desintegrar-se. Restarão apenas os  $n$ ,  $\bar{n}$ ,  $K_2^0$  e os produtos neutros de desintegração das partículas que se desintegraram e que consistem, principalmente, em neutrinos e fótons.

Uma fração razoável destes é eliminada, colocando-se 4cm de chumbo antes do primeiro colimador. A disposição geral dos colimadores e ímãs (para eliminar as partículas carregadas do feixe) está indicada na Fig. III.2. O feixe, usado na configuração final, tinha 10cm de largura e 15cm de altura na posição das câmaras de centelhas. Estas estavam colocadas a cerca de 20m do alvo de Berílio.

As medidas tomaram cerca de 500 horas de feixe. Durante

SITUAÇÃO GERAL DOS FEIXES USADOS NA  
EXPERIÊNCIA

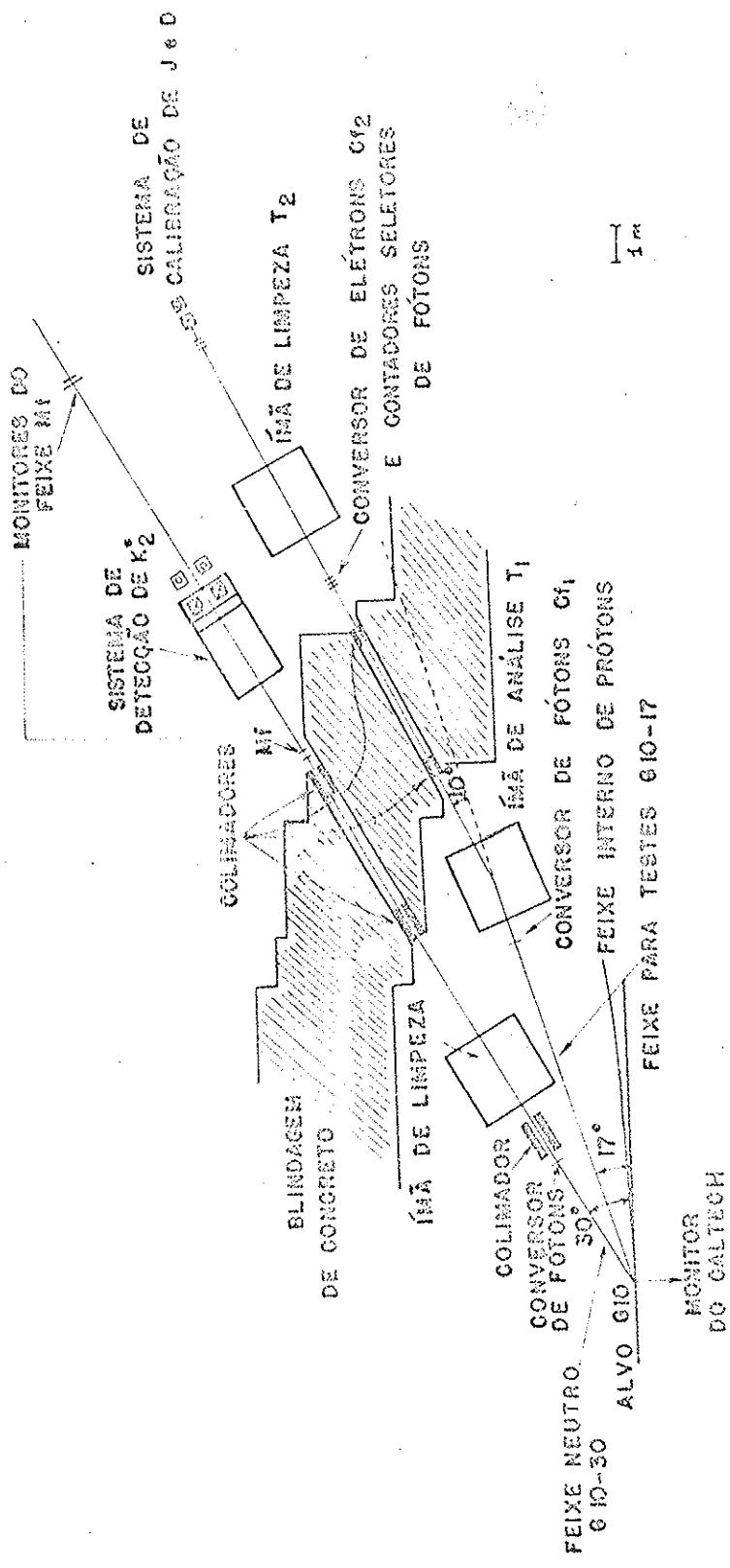


FIGURA III.2

este tempo, houve  $0,5 \times 10^6$  pulsos da máquina. Cerca de  $5 \times 10^{10} K_2^0$  atravessaram a região fiducial e cerca de  $5 \times 10^8 K_2^0$  se desintegraram nessa região, dos quais cerca de  $5 \times 10^4$  se desintegraram em dois fótons. Aproximadamente,  $1/2$  ug de prótons ( $2,5 \times 10^{17}$  prótons) atingiu o alvo de Berílio durante esse tempo, com uma energia total de, aproximadamente,  $10^9$  joules!

### III.2 - AS CÂMARAS DE CENTELHAS

#### III.2.1 - Construção

As câmaras de centelhas foram construídas de acordo com os desenhos elaborados por Hanson et al. (Fo 64) e são do tipo modular. Cada módulo é formado por três placas de Alumínio de 1,5mm de espessura. A separação entre os eletrôdos (distância inter-eletródica ou "gap") é de 5mm. As placas são separadas por uma moldura de "Lucite". As duas placas externas estão ligadas à terra e a alta tensão negativa é aplicada à placa central. Os módulos, após colados, são verificados quanto à vedação com Hélio e, a seguir, são testados quanto à eficiência de disparo. Aproximadamente, 50% dos módulos são rejeitados. Para a utilização, os módulos são evacuados durante várias horas e, a seguir, uma mistura de 90% Ne 10% He (Ne "Spark Chamber Grade") é feita circular por eles. Durante o uso, cada módulo é alimentado pela mistura de Neon, através de um borbulhador com válvula independente. A velocidade de circulação foi mantida em, aproximadamente,  $20\text{cm}^3$  por hora. A pressão interna das câmaras de centelhas foi mantida em cerca de 2cm de água acima da pressão atmosférica local.

#### III.2.2 - Eletrônica

O circuito eletrônico simplificado, de disparo das câmaras de centelhas, está indicado na Fig. III.3. O circuito efetivamente usado é de construção modular e os 10 módulos das câmaras de centelhas encaixam no módulo eletrônico. O módulo eletrônico contém: condensadores, um disparador de faísca ("spark gap") e um circuito com duas válvulas (715 B e EFP 60) para disparar o "spark gap". O "spark gap" foi construído especialmente e era limpo e ajustado com uma freqüência que dependia das condições atmosféricas (o gás no "gap"

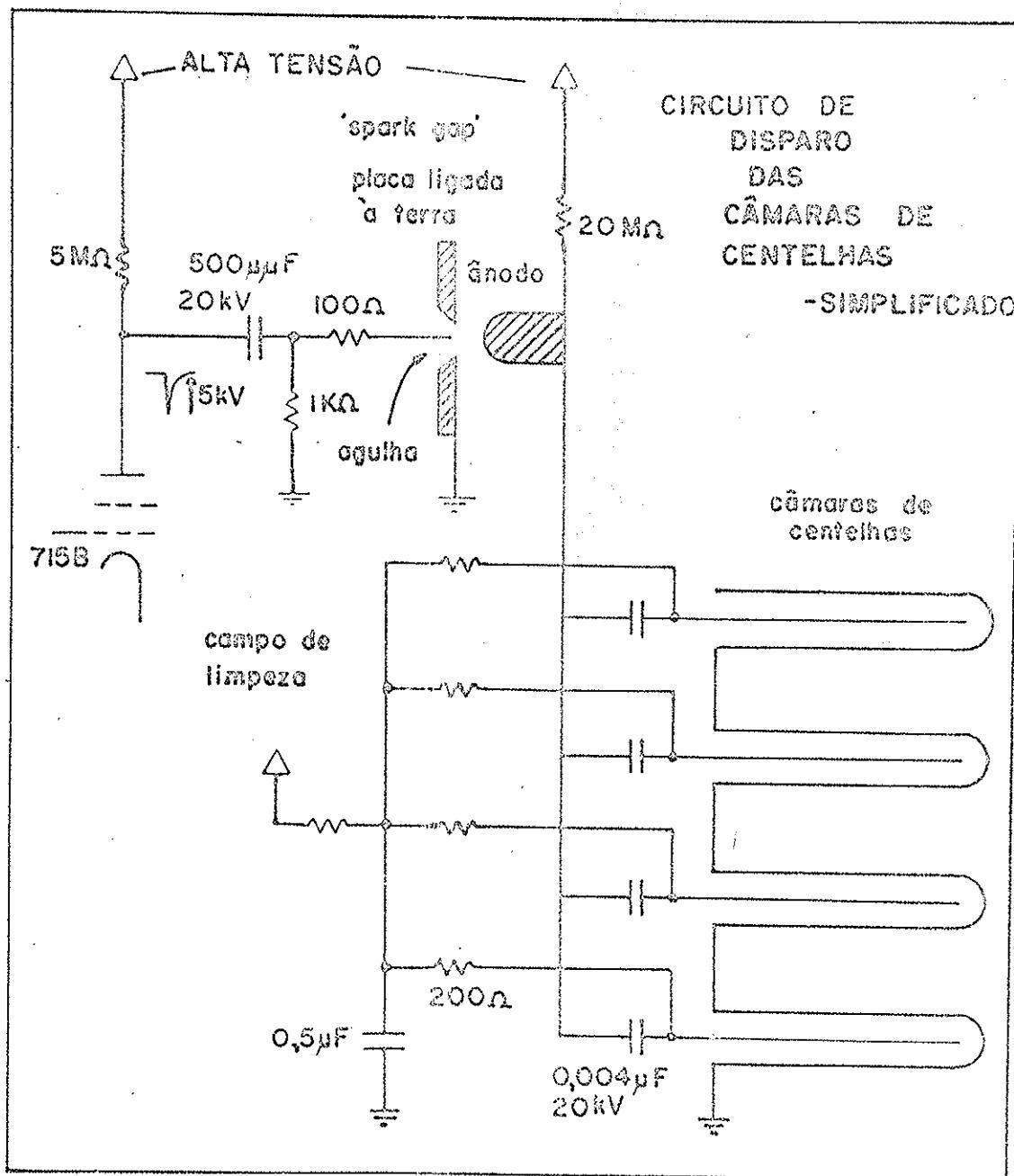


FIG. III.3

FIGURA III.3

era o ar atmosférico). Em geral, cada 24 horas, o "spark gap" era substituído por um limpo.

### III.2.3 - Testes

A eficiência das câmaras de centelhas era mantida superior a 95% por "gap", para uma partícula individual e era, em média, bem acima deste valor (~98%). A eficiência de cada "gap" se cresce com o número de partículas, caindo a menos de 50 por cento quando estão presentes mais do que seis partículas.

O bom funcionamento das câmaras de centelhas era construído lado de duas formas:

a) de 6 em 6 horas era obtido um filme com, pelo menos, 100 eventos de partículas carregadas atravessando todos os "gaps". Este filme era imediatamente revelado e a eficiência de cada "gap" controlada.

b) de hora em hora, era obtida uma série de fotografias "Polaroid", do traço de um oscilógrafo, que mostram o atraso entre o instante em que as faíscas saltam nas câmaras de centelhas. Este atraso foi sempre mantido inferior a 300 ns.

### III.2.4 - Sistema ótico

Para registrar fotográficamente os eventos das câmaras de centelhas, foi usada uma câmara fotográfica automática, sem obturador. Esta máquina usa filme perfurado de 35mm e possui uma lente de 216mm de distância focal e f5,6 de abertura ótica. O filme usado foi pancromático (Plus X) com sensibilidade da ordem de 100ASA. O diafragma era, em geral, mantido entre f6 e f11. A distância entre a lente e a câmara de centelhas era, aproximadamente, 8m e o trajeto ótico sofria 5 reflexões em espelhos planos, espelhados na superfície anterior. A estereoscopia foi obtida por meio de espelhos. Em cada câmara de centelhas, os eixos ópticos das duas imagens estereoscópicas formavam um ângulo de aproximadamente 15°. Em cada rôlo de filme de 30m, eram tiradas cerca de 800 fotografias. Para cada evento, ficavam impressos no filme as quatro imagens das câmaras de centelhas, o número da fotografia (6 algarismos) e mais dois números de três algarismos decimais, codificados em aritmética binária (BCD), que representavam as energias dos dois fotons que

atingiram os contadores J e D (III.3).

Em cada fotografia aparece, também, a imagem de marcas de referência, cuja posição é bem conhecida (com precisão de 0,2mm) e que permitem a reconstrução espacial dos eventos.

Durante os ensaios do sistema ótico, foram eliminadas as distorções provenientes das tensões criadas nos espelhos pelos suportes.

A posição absoluta das marcas de referência, em relação ao feixe, era verificada frequentemente, assim como as propriedades gerais do sistema ótico.

### III.2.5 - Blindagem das Câmaras de Centelhas

As câmaras de centelhas foram completamente envolvidas em caixas metálicas, para evitar interferências no nosso próprio equipamento e no das experiências vizinhas. O lado das câmaras de centelhas que devia ser transparente, para ser fotografado, foi fechado com tela de cobre.

### III.3 - OS DETECTORES DE FÓTONS J e D

#### III.3.1 - Construção

Como foi explicado em I.4 e II.3.4, foi necessário construir contadores capazes de medir a energia de fótons energéticos. Fótons são neutros e, para serem detectados, é necessário converter - tê-los em partículas carregadas. Uma vez convertidos, podemos medir a energia dos elétrons por meio de campos magnéticos (espectrômetros de pares) ou, fazendo-se com que o par de elétrons se desenvolva em um "chuveiro de elétrons", determinando-se o número de partículas no "chuveiro". Isto pode ser feito diretamente (contando-se o número de partículas, por meio de uma emulsão nuclear, de uma câmara de bôlhas, de uma câmara de centelhas, de uma câmara de Wilson ou de um oscópio de contracargas), ou produzindo-se um sinal luminoso proporcional ao número de partículas (usando-se um multiplicador ou o efeito Cerenkov) ou, ainda, detectando-se a ionização produzida. Em se medindo a energia, através do desenvolvimento em "chuveiro", é importante que haja barreira matéria para desenvolver

e reabsorver o "chuveiro".

Em nosso caso, concluimos que o método mais conveniente consiste em usar uma associação de chumbo e cintilador. O primeiro serve para desenvolver rapidamente o "chuveiro" e, o segundo, para "amostrar" o número de elétrons nos vários estágios de desenvolvimento do "chuveiro".

Construímos dois contadores, J e D. Cada um deles, composto por 12 placas de cintilador, separadas por placas de chumbo (Fig. II.2). As placas do cintilador têm as dimensões de 30 cm x 30 cm, com a espessura de 8mm. As placas de chumbo têm 5mm de espessura cada uma, o que corresponde a um comprimento de radiação. O número de placas é suficiente para garantir uma escala linear para fótons, com energias até 1,5 GeV.

### III.3.2 - Ajuste e teste

As placas do cintilador são "vistas", através de guias de luz, por duas fotomultiplicadoras RCA 7046, com cátodos de 12,5cm de diâmetro. As fotomultiplicadoras são alimentadas por uma tensão de, aproximadamente, 1800 V. As tensões foram escolhidas de forma a que as fotomultiplicadoras dessem sinais de mesma amplitude, quando o contador fosse atravessado por uma partícula de mínimo de ionização (neutrino proveniente da máquina ou de raios cósmicos). Especial cuidado foi tomado para garantir que, nas condições de funcionamento, as fotomultiplicadoras não apresentassem fenômenos de saturação. Cada fotomultiplicadora fornece dois sinais: um negativo, proveniente do ânodo, usado nos circuitos lógicos com o fim de alimentar os circuitos de coincidência; e um positivo, proveniente do pentálumânio ânodo, e usado nos circuitos analógicos, com o fim de fornecer informações quanto à energia do fóton detectado.

Durante a realização da experiência, o ganho das fotomultiplicadoras permaneceu constante, como pode ser verificado pela constância da amplitude do impulso correspondente à passagem de uma partícula com mínimo de ionização.

### III.3.3 - Calibração

A calibração dos contadores de fótons J e D foi feita usando-se feixes de elétrons e fótons monocromáticos dos aceleradores Cosmotron e ACS do laboratório de Brookhaven (ver Apêndice II).

Durante o projeto e construção do equipamento, foi necessário avaliar a calibração aproximada de J e D. Isto foi feito, usando-se os resultados da simulação do desenvolvimento de "chuveiros" (showers) de fótons e elétrons obtidos por Messel e colaboradores (Bu 60), (Ne 62), (Crd 62), (Crd 65). Esta simulação foi feita, aplicando-se o método Monte Carlo e usando computadores digitais. Os dados publicados por Messel permitem, fazendo-se algumas extrapolações, avaliar a relação existente entre a luz emitida no cintilador por um méson  $\pi$  relativístico, e a luz emitida quando um fóton de determinada energia atinge o contador (após ter sido convertido em um conversor de chumbo). A avaliação mostrou que um fóton de 1 GeV emite tanta luz quanto 5 mésons  $\pi$  relativísticos.

A calibração avaliada pelo método acima, concordou de modo surpreendente com a calibração experimental e permitiu ensaiar o equipamento usando-se raios cósmicos e pulsadores.

A calibração com fótons e elétrons permitiu determinar a resolução dos contadores, em função da energia do fóton incidente, e da placa de chumbo da câmara de centelhas em que o fóton se converteu. Estas informações serviram para formular os critérios usados na seleção dos eventos a serem medidos, assim como para introduzir os efeitos de resolução dos contadores na simulação dos eventos pelo computador (V.4).

### III.4 - OS DETECTORES PARA COINCIDÊNCIAS

Os detectores para coincidências são detectores que devem ser atravessados por partículas ionizantes para que o evento seja contado. Na experiência, para que um evento fosse considerado uma possível desintegração  $K^0 \rightarrow \gamma + \gamma$ , era necessário que os contadores  $C_1$ ,  $C_2$ ,  $C_3$ ,  $C_4$ , J e D produzissem pulsos, não acompanhados de pulsos em qualquer dos contadores A (Fig. III.2).

Os contadores C e os contadores T são os detectores para coincidências. Estes últimos são usados para contar as desintegrações carregadas dos mesons  $K_2^0$  e para verificar continuamente a eficiência dos contadores em anticoincidência  $A_1$ ,  $A_2$ ,  $A_3$  e  $A_4$ .

#### III.4.1 - Detectores C

Os detectores C foram construídos com cintilador plástico de 19mm de espessura e têm uma área de  $30 \times 30\text{cm}^2$ . Um guia de luz de "lucite" acopla o cintilador a uma fotomultiplicadora RCA 6655 cujo eixo é normal ao plano do cintilador. A tensão nas fotomultiplicadoras foi escolhida, em cada caso, de modo a obter-se uma eficiência próxima a 100%, com pouco ruído. Os detectores C foram testados, durante a construção, com raios cósmicos e, durante a experiência, com mésons  $\mu$ .

#### III.4.2 - Detectores T

Os detectores T, acoplados aos detectores C, formam dois telescópios que são sensíveis a partículas carregadas. Foram aproveitados contadores construídos para outras experiências e foram colocados, na posição indicada na Fig. II.3, para cobrir a parte a janela aberta no conversor de chumbo  $P_1$ .

#### III.4.3 - Detectores M

Os detectores  $M_1$ ,  $M_2$ ,  $M_3$  e  $M_4$  são detectores de cintilação que foram usados para monitorar a intensidade do feixe. Os detectores  $M_1$  e  $M_2$ , em coincidência, foram colocados na saída do colimador e formam o sistema  $M_p$  que é sensível apenas às partículas que saem do colimador. Os detectores  $M_3$  e  $M_4$  são colocados atrás do sistema de detecção e formam o sistema  $M_c$  que é sensível, não só às partículas do feixe, mas, também, às partículas que podem chegar ao sistema de detecção por caminhos outros que não o colimador (Fig. III.2). Esta característica foi útil pois serviu para indicar as ocasiões em que a radiação de fundo aumentou.

A razão entre o número de contagens dos sistemas  $M_p$  e  $M_c$  foi controlada durante toda a experiência e serviu para revelar não só problemas com alguns dos detectores do próprio sistema, como também foi um ótimo indicador do alinhamento do feixe.

### III.5 - OS DETECTORES PARA ANTICOINCIDÊNCIAS

Como já foi explicado anteriormente, um certo número de contadores está ligado em anticoincidência para garantir que um evento, que gera coincidências nos detectores C, não contenha partículas carregadas ou fótons não vistos nas câmaras de centelhas. Estes contadores, designados por A, devem ter alta eficiência e devem ser precedidos por placas de chumbo para converter os fótons em partículas ionizantes. Os contadores mais importantes nesta classe são os detectores  $A_1$ ,  $A_2$ ,  $A_3$  e  $A_4$  que estão colocados na frente das câmaras de centelhas.

Os contadores  $A_5$ ,  $A_6$ ,  $A_7$  e  $A_8$  são cintiladores plásticos precedidos por lâminas de chumbo; cada um deles é visto por uma fotomultiplicadora RCA 6655. Estes detectores têm uma eficiência próxima de 100% na detecção de partículas carregadas; entretanto, na detecção de fótons, sua eficiência cai, devido à baixa eficiência na conversão de fótons. A eficiência de  $A_7$  e  $A_8$  é, em conjunto, 0,82 para os fótons considerados.

Os problemas encontrados no projeto dos contadores  $A_1$ ,  $A_2$ ,  $A_3$  e  $A_4$  foram:

- a) Escolha da espessura do cíntilador
- b) Escolha do número, tipo e montagem das fotomultiplicadoras
- c) Escolha da espessura do conversor de chumbo

#### III.5.1 - Projeto dos contadores $A_1$ , $A_2$ , $A_3$ e $A_4$

A cinemática dos eventos de fundo que devem ser discriminados ( $K_2^0 \rightarrow \pi^0 + \pi^0 + \pi^0$ ), sugere que, em frente às câmaras de centelhas, seja colocado um contador em anticoincidência, com área de  $1,2 \times 1,2 \text{ m}^2$ , que acuse a passagem de qualquer fóton por ele, com excessão dos que passam por três pequenas janelas, uma para o feixe e duas em frente às câmaras de centelhas.

Para se obter alta eficiência na detecção de fótons, torna-se necessário colocar, em frente ao cintilador, um conversor de chumbo (parede de chumbo).

Uma análise preliminar do problema mostrou que seria im-

possível a obtenção da eficiência almejada com um único cintilador e uma camada de chumbo. Resolvemos pois construir o sistema com duas lâminas de cintilador e duas lâminas de chumbo, uma em frente ao primeiro cintilador e outra entre eles ( $P_1$  e  $P_2$  na Fig. II.2).

Após longas ponderações, concluimos que seria possível obter uma eficiência próxima de 100% (para partículas carregadas) com um cintilador com 19mm de espessura,  $1,2 \times 0,6\text{ m}^2$  de área, e visto por duas fotomultiplicadoras de 10 estágios de amplificação (RCA 6655), montadas em dois cantos adjacentes, com seus eixos nor mais ao plano do cintilador. Após a construção, os ensaios mostraram que a eficiência para a detecção de uma partícula, com mínimo de ionização, era superior a 99% em todos os contadores, em qualquer ponto de sua superfície e com um nível de ruído aceitável. Nas condições acima, os pulsos das fotomultiplicadoras que viam um cintilador, eram misturados e a discriminação era feita, em aproximadamente 200 mV, após uma amplificação  $\times 10$  (impedância no ânodo 25 Ohms).

### III.5.2 - Projeto da parede de chumbo

O projeto da parede de chumbo envolveu prolongados cálculos em um computador. Se a parede for muito espessa, a probabilidade de conversão aumenta; entretanto, a probabilidade de reabsorção também aumenta, particularmente para fótons de baixa energia.

Os cálculos foram feitos da seguinte maneira: partindo-se do espectro de energia dos mésons  $K_2^0$  incidentes (Fig. II.4), determinou-se o espectro de energia dos fótons incidentes em cada ponto da parede. A seguir, determinou-se a espessura da parede, em cada ponto, que fornece a probabilidade mais alta de conversão sem reabsorção. Finalmente, usando-se a espessura acima obtida, verificou-se que esta correspondia, de fato, à mais alta discriminação contra desintegrações de mésons  $K_2^0$  em 3 mésons  $\pi^0$ . O programa para o computador, utilizado na simulação das desintegrações dos mésons  $K_2^0$  que resultam em 6 fótons, está descrito no Apêndice IV. As probabilidades de conversão, sem reabsorção, para os fótons acima, estão indicadas na Fig. III.4. Pode-se notar que, na região próxima ao feixe, aquela probabilidade é de 0,92, ao passo que, junto às bordas, aquela probabilidade cai a 0,72. As duas regiões com

## PROBABILIDADE DE CONVERSÃO ( $\epsilon$ ) DA PAREDE DE CHUMBO

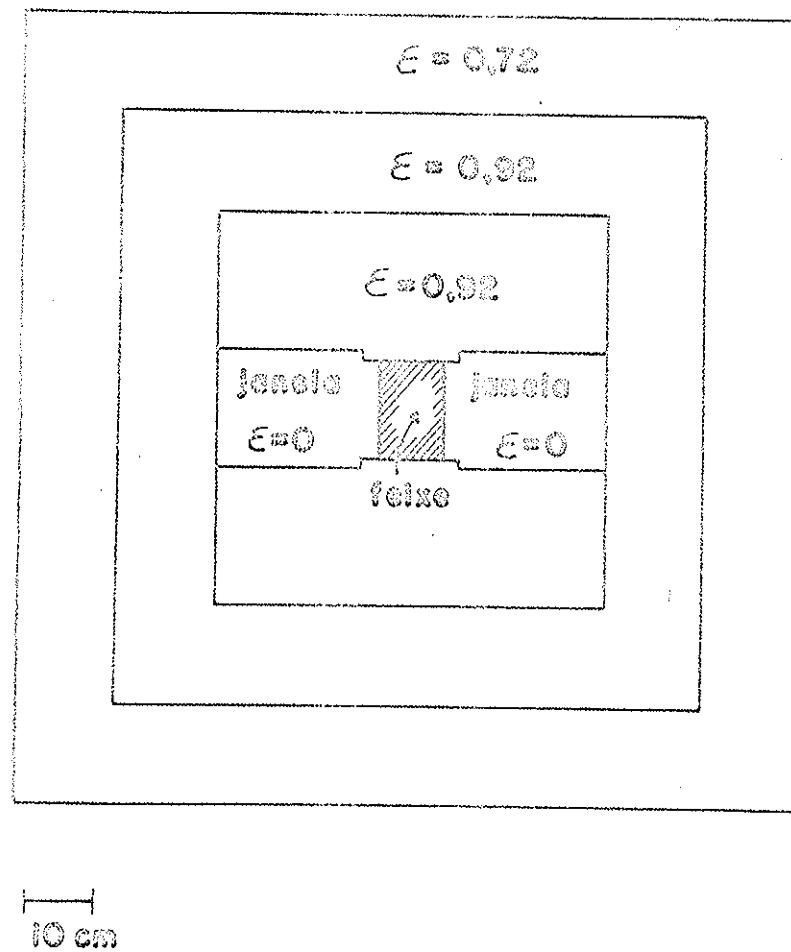


FIGURA III.4

FIGURA III.4

probabilidade 0,92 têm espessuras diferentes de chumbo. A espessura de chumbo é menor junto às bordas, pois os fótons que atingem aquela região são, em média, menos energéticos.

### III.6 - O SISTEMA ELETRÔNICO DE CONTAGEM E DE CONTROLE

#### III.6.1 - Considerações gerais

A filosofia geral que norteou o projeto do sistema eletrônico, considerou os seguintes fatores:

- a) pequeno número de eventos genuinos esperados e um grande número de eventos de fundo.
- b) grande indeterminação no valor esperado do parâmetro a ser medido.
- c) intenção de utilizar o equipamento apenas para esta experiência, de duração relativamente curta.
- d) uso de um sistema modular padronizado na Universidade de Illinois.

Os fatores acima implicam em um sistema que opere sem falhas e com verificação contínua do bom estado dos componentes. Deve ainda ser construído com circuitos modulares com flexibilidade para mudanças de configuração e deve conter um mínimo de circuitos especiais.

O sistema modular usado na Universidade de Illinois é semelhante ao fabricado pela firma EGG. Os impulsos lógicos têm uma amplitude de - 0,7 V, tempo de subida e de descida da ordem de 2ns e uma impedância de entrada e saída igual a 50 Ohm. Na época da experiência, o sistema era composto por cerca de 16 módulos diferentes.

O sistema eletrônico utilizado nesta experiência pode ser dividido em 5 blocos principais interligados:

- a) sistema lógico de seleção de eventos a serem fotografados.
- b) Sistema de disparo das câmeras de centelhas.
- c) sistema analógico para a determinação e registro da energia dos fótons incidentes nos contadores J e D.
- d) sistema de sincronização do equipamento com o ciclo do acelerador.

e) sistema de controle do equipamento fotográfico.

Cada um destes blocos será descrito a seguir.

### III.6.2 - Sistema lógico de seleção de eventos

O sistema lógico para a seleção de eventos deve gerar um sinal, sempre que os contadores C, J e D forem atingidos por partículas ionizantes sem que os contadores A o sejam. Este fato é simbolicamente representado por:

$$C_1 \cdot C_2 \cdot C_3 \cdot C_4 \cdot J \cdot D \cdot \overline{(A_1 v A_2 v A_3 v A_4 v A_5 v A_6 v A_7 v A_8)} \equiv C \cdot J \cdot D \cdot \overline{A}$$

onde os caracteres ./v devem ser interpretados como e/ou respectivamente e uma barra sobre a letra indica ausência de sinal no contador representado pela letra.

Este sinal será válido, apenas num intervalo de tempo determinado pelos sinais gerais de sincronização com o acelerador.

Cerca de 30 circuitos lógicos modulares permitem a seleção dos eventos do tipo indicado acima e permitem ainda monitorar continuamente as contagens de outros grupos de contadores, como indica a Fig. III.5. A razão entre as contagens dos vários grupos de contadores permite localizar, rapidamente, as possíveis falhas do equipamento.

As contagens do sistema C.T.J.D. medem o número de desintegrações em partículas carregadas dos mésons  $K_2^0$ . Este número é muito importante para normalização pois permite conhecer o número de mésons  $K_2^0$  que atravessou o volume fiducial da experiência.

O tempo de resolução das várias coincidências era da ordem de 10 ns.

### III.6.3 - Sistema de disparo das câmaras de centelhas

As câmaras de centelhas, que foram descritas em III.2, devem ser disparadas sempre que um evento se der.

Partindo-se de um impulso lógico com 0,7 V de amplitude, gera-se um impulso de 5.000 V que dispara um interruptor de faísca ("spark gap") que aplicará uma tensão de, aproximadamente, 13.000 V às placas das câmaras de centelhas (Fig. III.3).

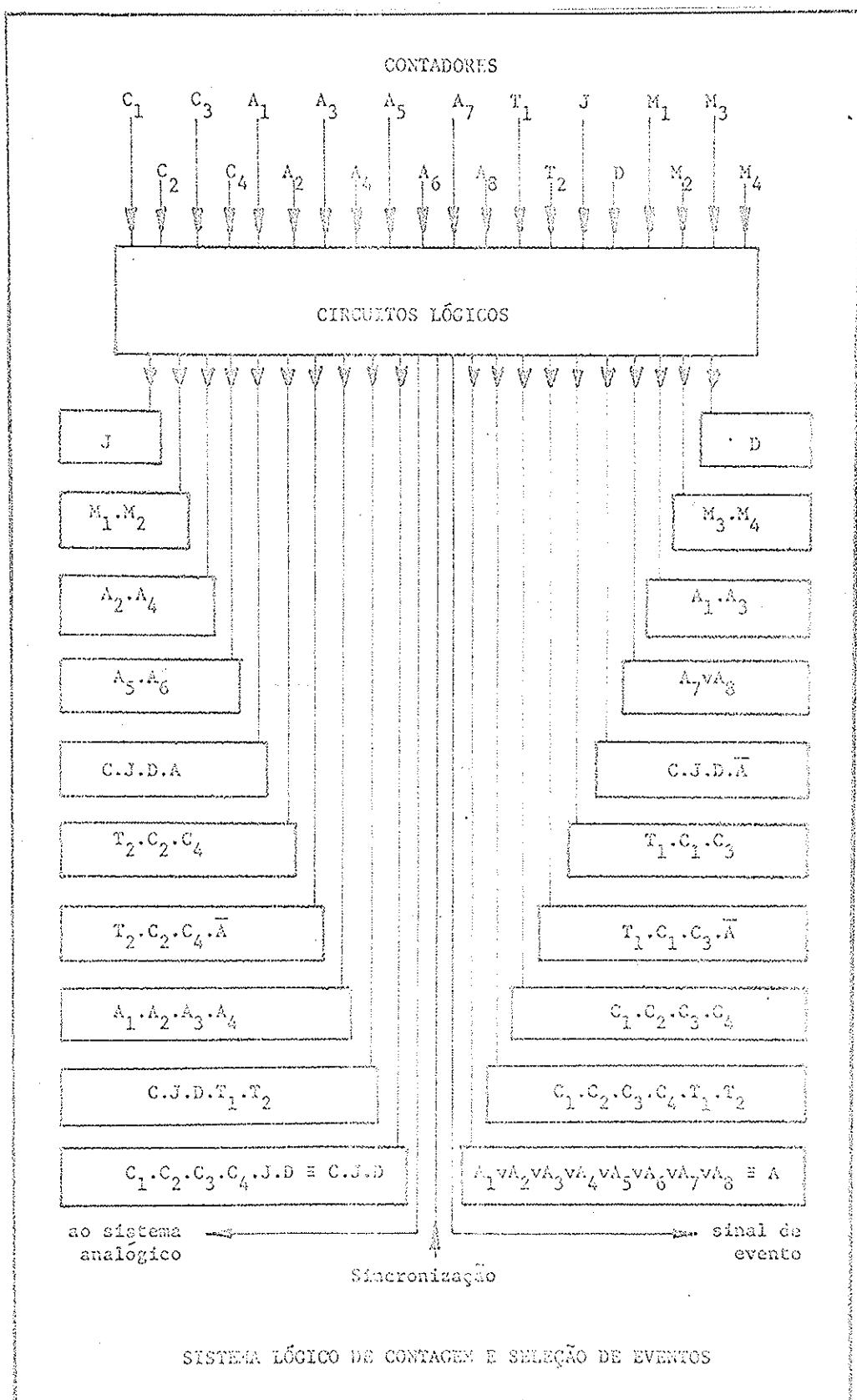


FIGURA III.5

FIGURA III.5

Após um disparo, a câmara está pronta para outro, após 2 s. O atraso entre a passagem de uma partícula e a formação da descarga na câmara de centelhas era da ordem de 300 ns. O tempo, durante o qual, a câmara "lembra" o lugar onde uma partícula passou, era da ordem de 1  $\mu$ s e podia ser variado, alterando-se o valor do "campo de limpeza".

### III.6.4 - Sistema analógico dos contadores J e D

A amplitude dos pulsos dos contadores J e D, quando um evento se dá, contém a informação da energia dos fótons que os atingiram.

Para registrar esta amplitude, os pulsos são alongados e, a seguir, aplicados a voltímetros digitais em cuja saída está ligado um registrador mecânico que imprime as tensões, assim como o número do evento. Os voltímetros digitais estão ainda ligados a um mostrador remoto codificado no sistema BCD (decimal codificado em binário) 1224.

Devido ao caráter pulsado do acelerador, o seu fator de utilização é da ordem de 20%. Existe um intervalo de 1s em cada ciclo de aceleração, em que não há feixes nem radiação de fundo. Este intervalo de tempo é ideal para armazenar pulsos gerados por J e D devidos à radiação cósmica. Os pulsos são armazenados num analisador de 400 canais, cujo espectro é continuamente observado e freqüentemente analisado. Este espectro permite determinar se parte do sistema analógico funciona bem. A estabilidade do sistema, a partir da entrada dos amplificadores, é testada continuamente, injetando-se pulsos, provenientes de um pulsador de precisão, e analisando-os em amplitude. Estes pulsos resultam em uma linha no espectro de amplitudes cuja largura é uma medida da estabilidade do sistema.

Um diagrama simplificado do sistema analógico está indicado na Fig. III.6.

### III.6.5 - Sistema de sincronização com o acelerador

A sala de controlo do acelerador fornece sinais eletrônicos e informações verbais aos experimentadores que permitem a sincronização da experiência com o ciclo do acelerador.

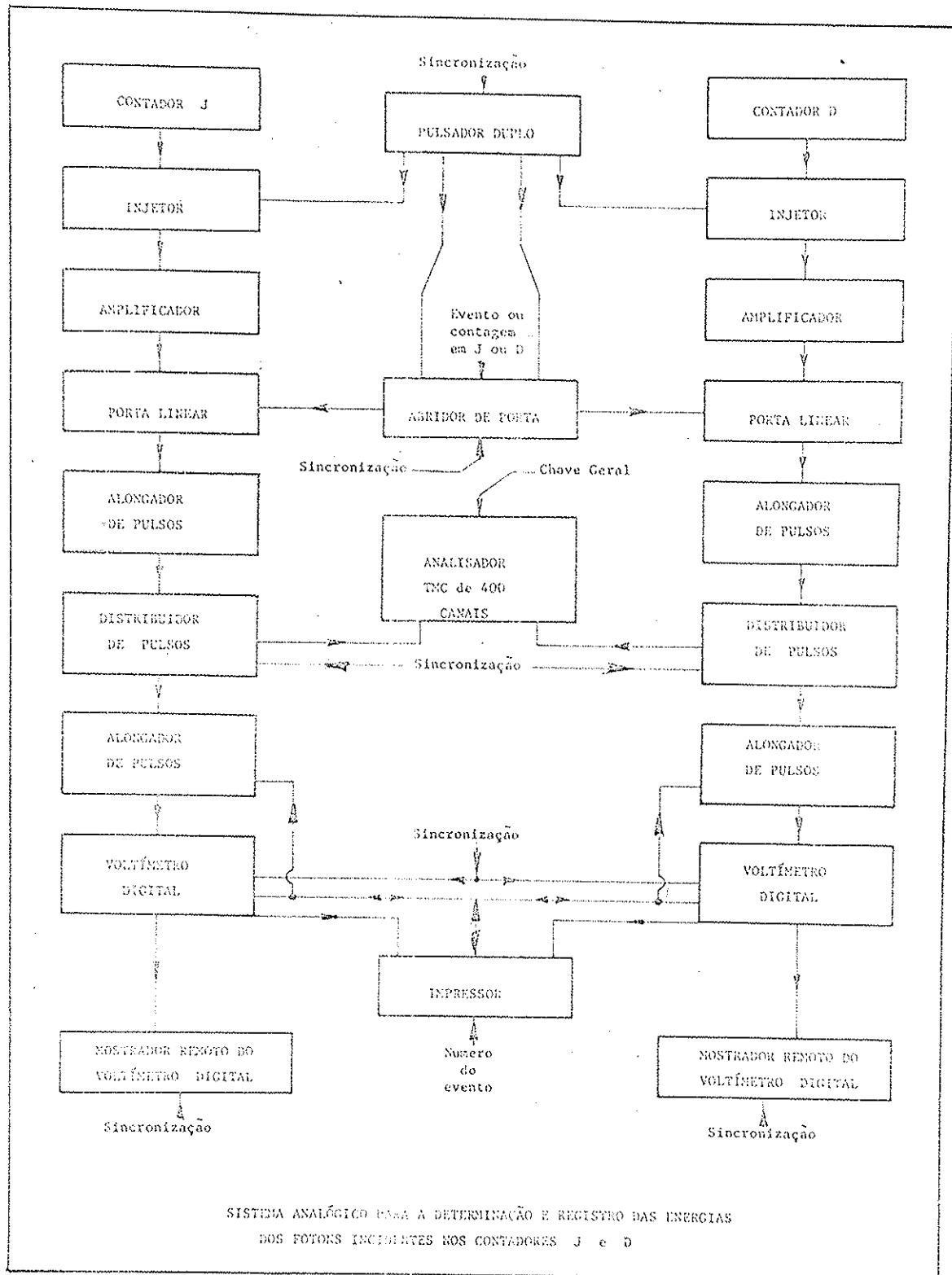


FIGURA III.6

FIGURA III.6

Os sinais eletrônicos são de dois tipos:

- a) um trem de 2.000 impulsos equidistantes e separados de 1  $\mu$ s (pente). Cada pente começa no instante em que o campo magnético nos ímãs do acelerador começa a crescer num ciclo de aceleração. Se o ciclo de repetição da máquina for superior a 0,5 ciclos/s, o comprimento do pente é reduzido convenientemente.
- b) sinais digitalizados que informam o número de prótons acelerados e o número de prótons que atinge os vários alvos internos da máquina.

As informações verbais se referem à relação entre a energia do feixe e o tempo; quais alvos estão em uso; quando e onde os alvos são inseridos para interceptar o feixe, e a ordem de prioridade na distribuição do feixe. Informações a respeito do número de prótons que atinge cada alvo, em função do tempo, podem ainda ser obtidas, a pedido.

Para sincronizar o nosso equipamento com o acelerador, várias "portas" ("gates") eram iniciadas e terminadas por pulsos determinados do pente. Além disso, o sistema era constituído por geradores de "portas" que tinham duração máxima definida e que podiam ser terminadas por sinais adequados.

O sistema de sincronização constituía um conjunto que fornecia sinais às várias partes do equipamento. Os principais sinais eram os seguintes:

- a) sinal que determina o intervalo de tempo em que os eventos são válidos (coincidente em geral com o intervalo em que o feixe atinge o D com energia conveniente). No caso de haver um evento a ser fotografado, este sinal é terminado para evitar a detecção de outro evento.
- b) sinais que determinam o intervalo de tempo em que J e D contam raios cósmicos (ou radiação de fundo).
- c) sinais que determinam o instante em que os voltmetros digitais iniciam a medição da amplitude dos pulsos de J e D.
- d) sinais que controlam o instante em que começa a iluminação dos vários medidores remotos e marcas de referência no campo "vistão" pela câmera fotográfica (Fig. III.7).
- e) sinais que controlam o movimento do filme na máquina fotográfica.

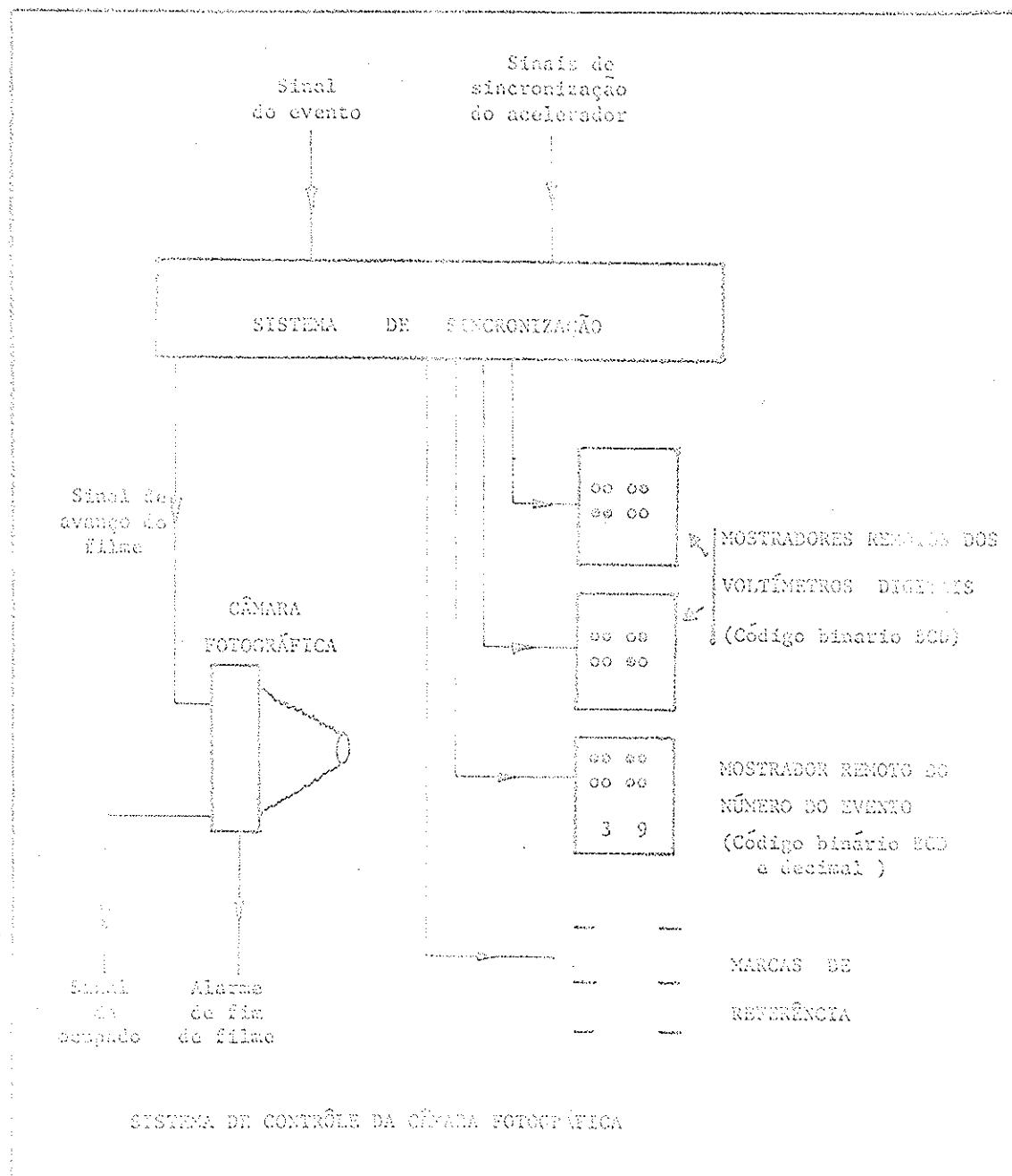


FIGURA III.7

FIGURA III.7

O sistema de sincronização foi desenhado com flexibilidade suficiente para se adaptar a vários tipos de ciclos do acelerador e inclui sistemas de segurança que impedem que o ruído elétrico das nossas câmaras de centelhas, assim como as dos nossos vizinhos, perturbem a seqüência de operação das várias partes do sistema de detecção.

Qualquer dos sinais de sincronização, individualmente ou em conjunto, podia ser observado num osciloscópio, ao mesmo tempo que o sinal (integrado parcialmente) proveniente do ânodo de uma fotomultiplicadora que "vê" um cintilador colocado no feixe neutro. O osciloscópio monitorava o bom funcionamento do sistema.

### III.6.6 - Sistema de controle da câmara fotográfica

A câmara fotográfica tem seu obturador sempre aberto. Quando um evento de tipo conveniente se dá, as câmaras de centelhas são disparadas e a geometria do evento fica registrada no filme. Após cerca de 0,6 segundo (tempo que os voltímetros digitais levam para efetuar a medida), os mostradores remotos dos voltímetros e do contador de eventos, bem como as marcas fiduciais (rigidamente ligadas às câmaras de centelhas), são iluminadas por um tempo conveniente. A seguir, o filme é movido na câmara fotográfica e o sistema está pronto para registrar outro evento (Fig. III.7).

Os vários sinais que determinam a sucessão dos acontecimentos provêm do sistema de sincronização.

A câmara fotográfica gera, ainda, um sinal de "ocupado" que impede que as câmaras de centelhas sejam disparadas antes que o filme tenha parado.

## IV - OBTENÇÃO DOS DADOS

### IV.1 - GENERALIDADES

Os dados tomados durante a experiência foram de três tipos:

a) informações registradas em filme, que contêm a geometria dos eventos, obtidas com uma configuração de disparo propícia à detecção das desintegrações  $K_2^0 \rightarrow \gamma + \gamma$ .

b) registro de leitura do número de contagens de algumas configurações de coincidências, que permitem conhecer o número de mésons  $K_2^0$  que atravessaram a região fiducial de desintegração.

c) fotografias de eventos nas Câmaras de Centelhas e contagens de contadores, tomadas em condições normais ou especiais, que garantem que todos os elementos do sistema estavam funcionando convenientemente e, que os fenômenos observados são razoavelmente bem compreendidos.

Além disso, uma série de outros parâmetros devem ser conhecidos para a análise dos dados, tais como: medidas precisas das dimensões exatas do sistema de detecção; eficiências dos vários detectores; parâmetros relativos à estrutura do feixe, etc. Todos esses dados foram obtidos durante a experiência e todos os parâmetros que podem variar com o tempo foram medidos no início, no fim e durante o período em que os dados foram tomados.

### IV.2 - DADOS OBTIDOS DURANTE CADA UNIDADE DA EXPERIÊNCIA

A experiência foi realizada em partes, que chamamos de unidades. Para efeito de análise, cada unidade, para ser considerada, não pode ter falhas.

A cada unidade foi atribuído um número característico. Uma unidade típica contém cerca de 800 fotografias que é o número de eventos que podem ser armazenados em um rôlo de filme de 30m de comprimento (~ 1000 pés).

Cada unidade da experiência teve uma duração que variou entre 100 minutos e cerca de 8 horas, dependendo do número de protons que atingia G 10 por ciclo de aceleração.

Neste trabalho, apresentamos os resultados da análise de

100 unidades da experiência. Cada unidade da experiência foi interrompida, pelo menos uma vez, a fim de se efetuarem leituras nos contadores. Entre duas unidades, uma série de testes e verificações foram realizados (ver IV.3).

Durante cada unidade da experiência, os principais dados tomados foram:

- a) fotografias dos eventos.
- b) registro das leituras de todos os contadores.
- c) registro dos parâmetros referentes ao acelerador, fornecidos pela sala de controle deste.
- d) registro da amplitude dos pulsos de J e D, para cada evento fotografado.
- e) registro dos espectros de amplitude dos pulsos de J e D, durante o intervalo de tempo em que raios cósmicos são contados.
- f) registro da intensidade do feixe neutro (G 10-30) em função do tempo.
- g) fotografias (Polaroid) das formas dos pulsos, em várias partes dos circuitos das Câmaras de Centelhas (tomadas num osciloscópio Tektronix 517).
- h) registro do número de contagens detectadas pelo monitor do grupo de Caltech, colocado no feixe G 10+90 (Fig. III.2).

#### IV.3 - TESTES E VERIFICAÇÕES DE ROTINA

Uma série de testes e verificações de rotina foram realizados para se verificar o bom funcionamento do sistema. Estes testes podem ser divididos nos seguintes grupos:

- a) análise imediata de alguns dados obtidos em cada unidade.
- b) observação visual de várias partes do equipamento, medida das tensões de todas as fotomultiplicadoras e de várias partes de circuitos críticos.
- c) verificação da correta seqüência temporal dos vários sinais ligados ao sistema de sincronização.
- d) calibração dos sistemas analógicos com pulsos do pulsador de precisão e com mésons  $\mu$  provenientes do acelerador.
- e) tomada de cerca de 100 fotografias com mésons  $\mu$  que

atravessam as Câmaras de Centelhas, reveladas e analisadas imediatamente, tendo em vista medir a eficiência das Câmaras de Centelhas e verificar o bom estado da parte ótica do sistema.

Todos esses dados foram registrados e, em geral, qualquer mau funcionamento, de qualquer parte do equipamento, foi detectado com um atraso máximo de algumas horas.

#### IV.4 - TESTES ESPECIAIS

Testes especiais foram efetuados para determinar as melhores condições em que a experiência devia ser realizada, para calibrar certas componentes do equipamento (Apêndice II) e, para elucidar questões referentes à composição do feixe e do fundo.

Todos os parâmetros, que poderiam ser críticos, foram variados, dentro das possibilidades, para averiguar o efeito que sua alteração poderia ter sobre os dados. Estudamos, por exemplo, o efeito de várias dimensões do colimador, várias configurações da eletrônica, várias posições do alvo de Berílio, e muitos outros.

O sistema eletrônico foi minuciosamente estudado, nas condições da experiência, para se verificar a estabilidade de suas várias partes, a sensibilidade a fontes de ruídos, a resolução dos vários circuitos de coincidência, o tempo morto, as perdas de contagens nas condições de feixe particularmente intenso, etc.

Enfim, com todos os testes feitos, podemos dizer, com um nível de confiança elevado, que as falhas do equipamento foram mantidas sob controle, e que pudemos compreender, satisfatoriamente, o comportamento do sistema.

## V - ANÁLISE DOS DADOS

### V.1 - GENERALIDADES

A análise dos dados visa determinar, a partir das fotografias obtidas e das contagens dos vários detectores, a fração dos mésons  $K_2^0$  que se desintegram em dois fótons e em dois mésons  $\pi^0$ .

Para se obter o valor desta fração é necessário determinar:

a) Quantos mésons  $K_2^0$  se desintegraram em cada um dos modos considerados.

b) Quantos mésons  $K_2^0$  se desintegraram, em todos os modos, no mesmo intervalo de tempo.

Um evento não é identificável, sem ambigüidade, como proveniente de um dos modos de desintegração considerados, pois todos os modos de desintegração em partículas neutras têm aspecto semelhante.

O método escolhido para analisar os resultados foi o de comparar os eventos obtidos experimentalmente (que chamaremos "eventos reais") com os simulados em um computador.

A simulação dos eventos por meio de um computador é feita com o fim de prever as características dos eventos reais que se procura. O único parâmetro que não se conhece é a fração de mésons  $K_2^0$  que se desintegram em dois fótons e em dois mésons  $\pi^0$ . A cinemática de cada um destes modos de desintegração é bem conhecida, assim como a do modo  $K_2^0 \rightarrow 3\pi^0$ . Desta forma, é possível simular, com boa aproximação, o aspecto geral dos dados obtidos experimentalmente, desde que se conheçam as características do equipamento de detecção e se façam hipóteses com relação à probabilidade de cada um dos modos de desintegração do méson  $K_2^0$ .

A simulação dos eventos é uma parte essencial da experiência, não só para o projeto do equipamento, como também, para a análise dos resultados (1.4, Apêndice IV).

Entre os eventos obtidos foram selecionados aqueles que sugerem a presença de apenas dois fótons, com energias aceitáveis. Alguns dos parâmetros de desintegração destes eventos são calcula-

dos e são comparados com os obtidos a partir dos eventos simulados.

Como parâmetros de desintegração, escolhemos a massa da partícula que deu lugar aos dois fótons (na hipótese de uma desintegração em dois corpos) e a posição em que se deu a desintegração.

A análise foi realizada da seguinte forma:

a) Inicialmente, os eventos que apresentavam amplitudes promissoras nos contadores J e D foram escolhidos.

b) As fotografias correspondentes foram examinadas e os eventos que apresentavam dois fótons apenas, de configuração conveniente, foram selecionados.

c) Estes eventos foram medidos e os parâmetros geométricos da desintegração foram reconstruídos em um computador.

d) Simulou-se, em um computador, o processo de desintegração e detecção para um grande número de mésons  $K_2^0$ , em seus vários modos (neutros e carregados). O resultado da simulação de cada evento neutro foi perfurado em cartões em formato idêntico ao da reconstrução espacial dos eventos verdadeiros.

e) Os parâmetros cinemáticos de cada evento, verdadeiro ou simulado, foram obtidos a partir da reconstrução espacial destes.

f) A comparação, entre os espectros verdadeiros e simulados dos vários parâmetros, permitiu a avaliação das razões desejadas.

Cada um dos processos será considerado nos ítems seguintes deste capítulo.

A preocupação fundamental na seleção dos eventos, segundo os vários critérios, foi a de saber quantos eventos verdadeiros foram perdidos neste processo.

## V.2 - SELEÇÃO DOS EVENTOS A SEREM MEDIDOS

A análise do registro da fita onde estão impressas as amplitudes dos pares de pulsos de J e D, correspondentes a cada evento, permitiu selecionar aqueles em que a amplitude em J e D é superior a um certo limite, abaixo do qual um evento não pode satisfazer as relações cinemáticas dos eventos procurados (Apêndice I).

As fotografias dos eventos que satisfazem o critério acima foram examinadas e tudo o que se viu nelas foi anotado. As fotografias que mostram a presença de um, e um só, fóton que se converteu em cada Câmara de Centelhas, foram escolhidas para medida, desde que cada "chuveiro" de eletrons satisfizesse as seguintes condições:

- a) O "chuveiro" deve definir a direção de incidência do fóton.
- b) A conversão deve ter-se dado em uma das placas de chumbo.
- c) Nenhuma parte importante do "chuveiro" deve atingir qualquer das molduras de chumbo (fora da região fiducial das Câmeras de Centelhas).
- d) A trajetória do fóton incidente deve provir de uma região conveniente do saco de Hélio.
- e) A trajetória do fóton deve atingir os detectores J e D.

As fotografias escolhidas para serem medidas foram reproduzidas e os pontos, cujas coordenadas deviam ser medidas, foram assinalados.

#### V.3 - MEDIDA E RECONSTRUÇÃO ESPACIAL DOS EVENTOS

As fotografias selecionadas para serem medidas foram coladas em uma máquina de medidas do tipo "Hydel". Esta máquina possui uma placa onde o filme é colocado. Esta placa é móvel e suas coordenadas podem ser perfuradas em um cartão, pelo simples açãoamento de um pedal. Um projetor fixo projeta, sobre sua tela, uma cruz de referência superposta à imagem do ponto de filme furado pelo eixo ótico do sistema.

As medidas são realizadas, fazendo com que a imagem da cruz de referência coincida com a imagem dos pontos do filme cujas coordenadas relativas se desejam medir. Dois pontos da imagem de cada "chuveiro", em cada uma das viutas estereoscópicas, têm suas coordenadas medidas e perfuradas em cartões. As coordenadas das imagens das marcas fiduciais das câmeras de centelhas são igualmente medidas.

Os cartões são então levados a um computador que, por in-

termômetro de um programa conveniente, detecta erros grosseiros, avalia a precisão das medidas e determina as coordenadas espaciais absolutas dos dois pontos em que a direção de cada fóton perfura a janela de entrada e saída das câmaras de centelhas. Os resultados desta reconstrução são novamente perfurados em cartões para processamentos posteriores.

#### V.4 - SIMULAÇÃO DOS EVENTOS

Para simular os eventos, foram escritos dois programas para o computador IBM 7094 da Universidade de Illinois.

Um dos programas simula as desintegrações carregadas :  $K_2^0 \rightarrow \pi + e + v$ ,  $K_2^0 \rightarrow \pi + \mu + v$ ,  $K_2^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0$  (Apêndice III).

O outro programa simula as desintegrações neutras :  $K_2^0 \rightarrow \gamma + \gamma$ ,  $K_2^0 \rightarrow \pi^0 + \pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma + \gamma + \gamma$ ,  $K_2^0 \rightarrow \pi^0 + \pi^0 + \pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma + \gamma + \gamma + \gamma + \gamma$ . (Apêndice IV).

Estes programas simularam eventos cujos parâmetros, sobreditamos, diferem muito pouco dos correspondentes aos eventos reais.

A simulação das desintegrações carregadas mostra que para cada  $10^6$  desintegrações (em todos os modos) de mesons  $K_2^0$  na região fiducial, haverá  $(26 \pm 1) \times 10^2$  contagens no monitor de desintegrações carregadas. Esta simulação prevê, ainda, o espectro das amplitudes nos contadores J e D, assim como o número de desintegrações detectadas em função do local da desintegração. Estas previsões foram comparadas com medidas especialmente efetuadas e os resultados da comparação foram satisfatórios (ver V.7).

A simulação das desintegrações neutras mostrou que :

- Em cada  $10^6$  desintegrações  $K_2^0 \rightarrow 2\gamma$ ,  $(6,3 \pm 0,4) \times 10^2$  dispararão o sistema e serão fotografadas.
- Em cada  $10^6$  desintegrações  $K^0 \rightarrow 2\pi^0 \rightarrow 4\gamma$ ,  $(2,2 \pm 0,4) \times 10^2$  dispararão o sistema e simularão cinemáticamente a desintegração de uma partícula em dois fótons.
- Para cada  $10^6$  desintegrações  $K_2^0 \rightarrow 3\pi^0 \rightarrow 6\gamma$ ,  $(2,6 \pm 1,5)$  dispararão o sistema e serão fotografadas.

A simulação das desintegrações neutras forneceu, ainda, um conjunto de cartões, cada um contendo informações sobre os pa-

râmetros de um evento simulado que satisfaz os critérios de seleção. As informações no cartão estão codificadas no mesmo formato que as informações provenientes da reconstrução espacial dos eventos reais (V.3).

Deste ponto em diante, os eventos reais e simulados comem tratamento idêntico.

Os eventos simulados incorporam a resolução energética dos detectores de fotons, a resolução espacial das câmaras de centelhas, o espalhamento do "chuveiro" de eletrons produzido nas câmaras de centelhas, a secção transversal finita do feixe de mésons  $K_2^0$  e a probabilidade de conversão dos fótons nos vários conversores.

#### V.5 - RECONSTRUÇÃO DA CINEMÁTICA DOS EVENTOS REAIS E SIMULADOS

Os cartões provenientes da reconstrução espacial dos eventos reais e simulados contêm as seguintes informações:

- a) O número do evento
- b) A amplitude dos pulsos em J e D
- c) As coordenadas dos pontos em que a direção dos fótons furaram os planos das janelas de entrada e saída das câmaras de centelhas.
- d) Em que placa coavversora de Chumbo se deu a conversão em cada câmara de centelhas.
- e) A classificação do tipo de "chuveiro" visto em cada câmara de centelha, que permite atribuir erros às direções dos fótons.

O programa de reconstrução cinemática ajusta, pelo método dos mínimos quadrados, os parâmetros geométricos da desintegração e as energias nos contadores, de forma a tornar esses parâmetros compatíveis com os esperados em uma desintegração em dois fótons.

A probabilidade de compatibilidade entre os parâmetros fornecidos e os ajustados é calculada pelo computador.

A partir dos parâmetros ajustados, são selecionados os eventos que satisfazem às seguintes condições:



- a) São compatíveis com os parâmetros iniciais.
- b) Têm um ponto de desintegração que é interno ao volume fiducial de desintegração.
- c) As direções dos fótons atravessam a região fiducial das câmaras de centelhas e atingem J e D numa região afastada de suas bordas.

O computador calcula ainda vários outros parâmetros da cinemática do evento. Entre estes, notamos a massa que a partícula deveria ter para se desintegrar em dois fótons com as energias e ângulos ajustados (supondo desintegração em dois fótons).

Os resultados da reconstrução espacial dos eventos reais e simulados são apresentados em forma gráfica nas Figuras V.1, 2, 3 e 4. Nas figuras, cada ponto representa um evento real ou simulado, compatível com a desintegração em dois fótons de uma partícula de massa  $m$ , num ponto do volume fiducial de coordenada  $Z$ .

#### V.6 - COMPARAÇÃO ENTRE OS EVENTOS REAIS E OS SIMULADOS

Para determinarmos quantos dos eventos representados na Figura V.1 provêm do modo  $K_2^0 \rightarrow \gamma + \gamma$  e, quantos, do modo  $K_2^0 \rightarrow \pi^0 + \pi^0$ , devemos subtrair os eventos de fundo provenientes do modo  $K_2^0 \rightarrow \pi^0 + \pi^0 + \pi^0$ . A seguir, comparando-se o espectro resultante com os espectros simulados, tentámos separar aqueles dois modos de desintegração.

Na Tabela V.1, estão representados dados tirados das figuras V.1, 2, 3 e 4. Queremos saber quantos eventos, dos 105 observados com massa compreendida entre 300 e 350 MeV, devem ser atribuídos a cada um dos modos de desintegração. Queremos obter a mesma informação, relativamente aos eventos com massa entre 350 e 500 MeV e aos com massa maior do que 500 MeV.

Considerando os números obtidos na simulação dos eventos, podemos escrever o sistema de três equações lineares a três incógnitas:

$$\begin{aligned} X + 60Y + 71Z &= 105 \\ 16X + 46Y + 5Z &= 20 \\ 17X + CY &= 9 \end{aligned}$$

cuja solução é:  $X = 0,49$        $Y = 0,12$        $Z = 1,4$

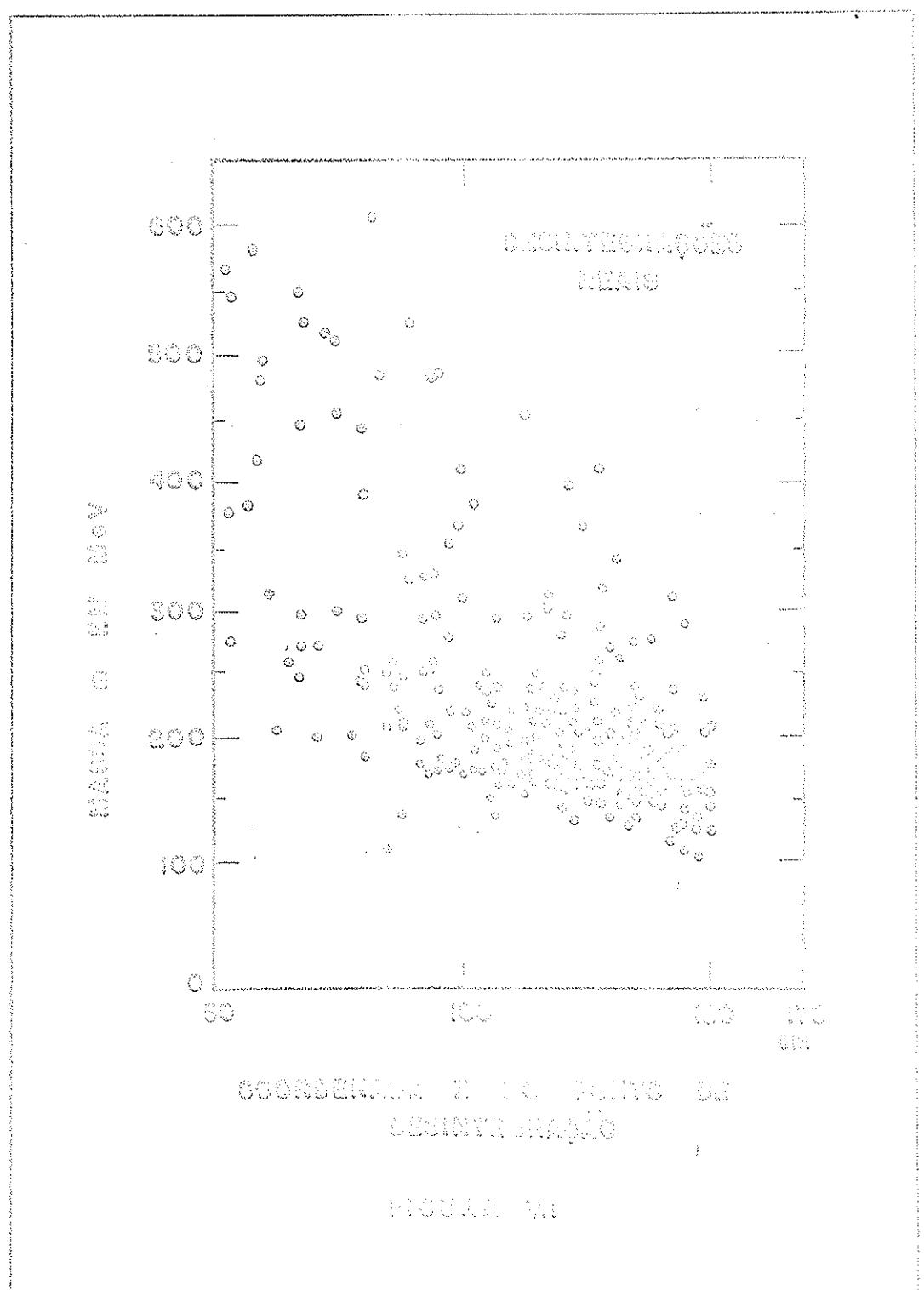


FIGURE 4.2

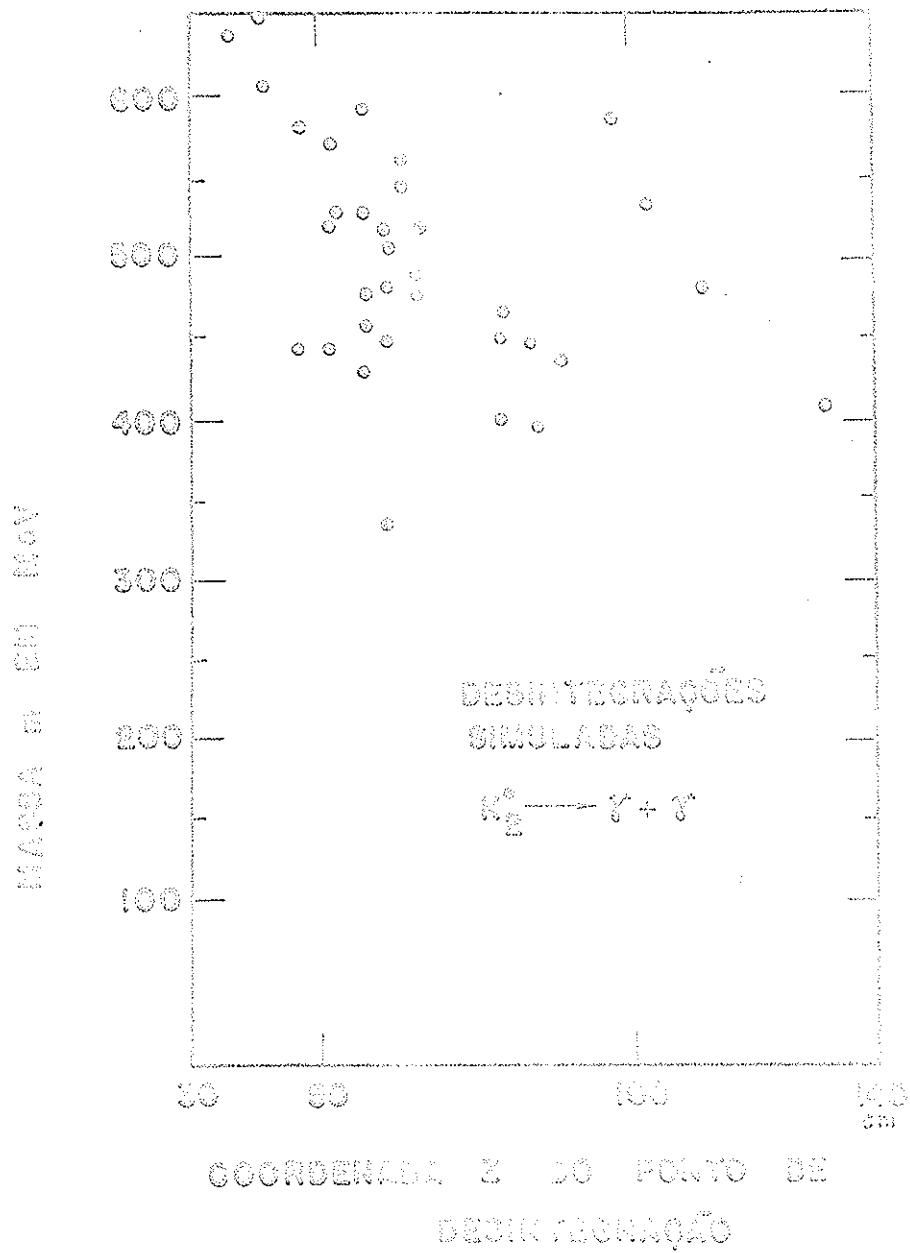


FIGURA V.2

FIGURA V.2

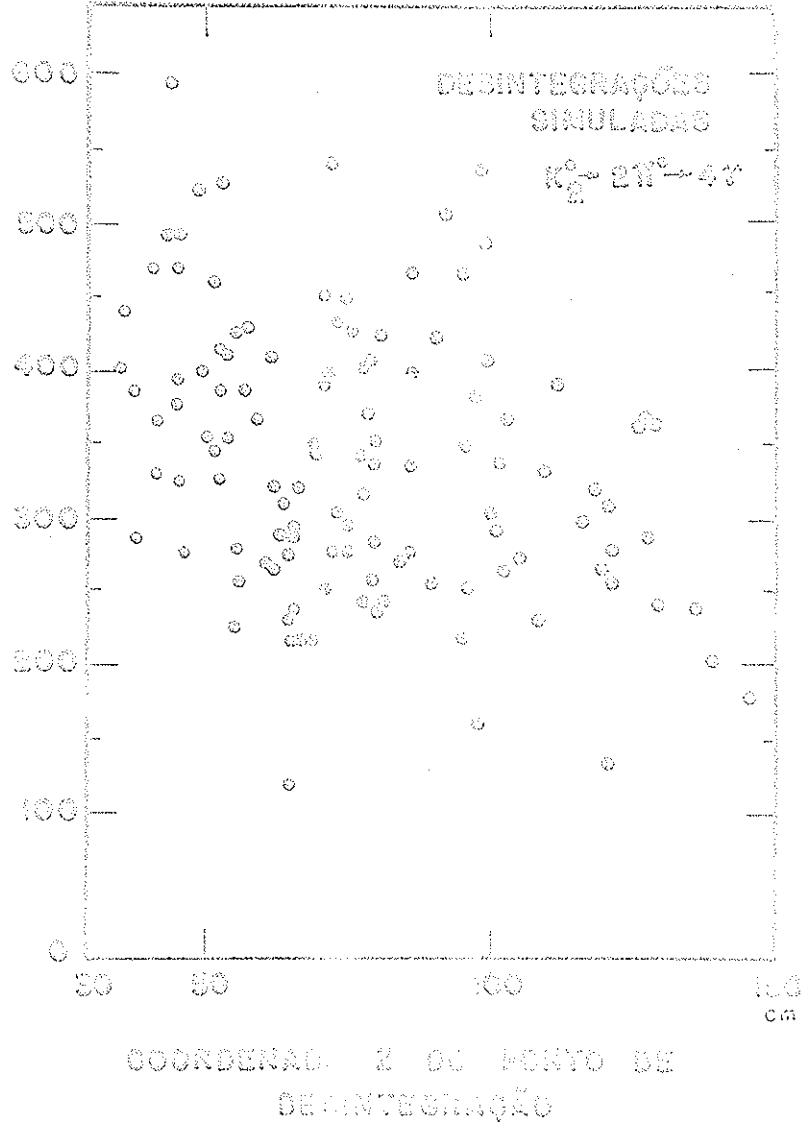


FIGURA 1.3

FIGURA 1.3

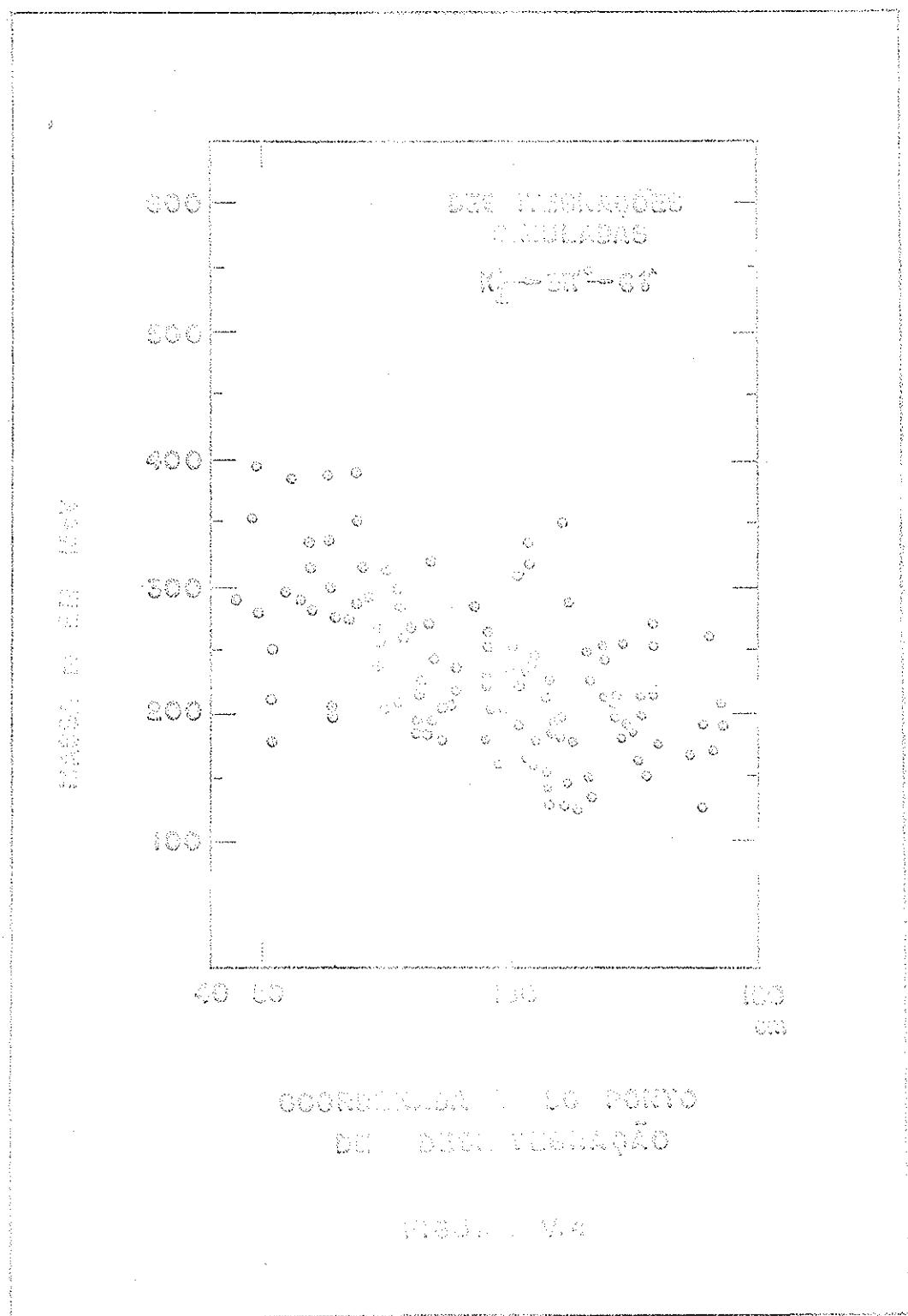


FIGURA V.4

TABELA V.1

## COMPARAÇÃO ENTRE EVENTOS REAIS E SIMULADOS

Região de massa (MeV)	Eventos reais medidos	Eventos simulados			Eventos reais ajustados		
		2γ	2π <sup>0</sup>	3π <sup>0</sup>	2γ	2π <sup>0</sup>	3π <sup>0</sup>
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)
200 a 350	105	1	60	71	0,5	7,2	99
350 a 500	20	16	46	5	7,8	5,5	7
> 500	9	17	6	0	8,3	0,7	0
> 350	29	33	52	5	16,3	6,2	7

Podemos, assim, ajustar o número de eventos que provêm de cada modo de desintegração, em cada intervalo de massa.

Os resultados do ajuste estão indicados nas colunas 6,7 e 8 da Tabela V.1.

Este cálculo não considera os erros, cuja avaliação não é trivial e envolve um número muito grande de fatores, alguns dos quais um tanto subjetivos.

Uma avaliação dos erros indicou que o número de eventos reais em nossa amostra, proveniente do modo  $K_2^0 \rightarrow 2\gamma$ , vale  $16 \pm 6$ . Esta avaliação mostrou ainda que  $6 \pm 6$  eventos são provenientes do modo  $K_2^0 \rightarrow 2\pi^0$ .

O número dos eventos reais, devidos ao modo  $K_2^0 \rightarrow 3\pi^0$ , resultou, por este cálculo, igual a 106 (com massa maior do que 200 MeV). Este número é compatível com o obtido, conhecendo-se o número de mésons  $K_2^0$  que se desintegraram no nosso sistema em 3 mésons  $\pi^0$  e a probabilidade que tem uma destas desintegrações, de simular a desintegração, em dois fótons, de uma partícula (de massa maior do que 200 MeV).

## V.7 - ANÁLISE DE EVENTOS USADOS PARA NORMALIZAÇÃO E ESTUDOS DO FUNDO

Como foi dito em IV.4, alguns filmes foram tomados em condições especiais, para estudar a composição do fundo, e para determinar os parâmetros a serem usados na normalização dos resultados. Alguns dos filmes normais foram também estudados pormenorizadamente, a fim de avaliar a eficiência no reconhecimento dos eventos e os vícios de análise dos indivíduos que o efetuaram.

Dentre as medidas efetuadas com este intuito, podemos citar:

a) Estudo e medida de eventos tomados com desintegrações carregadas de mésons  $K_2^0$ . Nesses eventos mostraram que cada fotografia tomada mostra, de fato, duas partículas carregadas provenientes de um ponto do feixe e permitiu determinar a distribuição espacial dos pontos de desintegração, a fração do modo de desintegração em elétron, a distribuição das energias dos elétrons de desintegração e a precisão da reconstrução espacial. O estudo dos "chuveiros" de elétrons, obtidos no exame das desintegrações  $K_2^0 \rightarrow \pi + e + \nu_{\text{e}}$ , permitiu avaliar que fração dos eventos reais dá lugar a eventos classificados como não mensuráveis.

b) Estudo de eventos tomados com o colimador fechado para avaliação do fundo.

c) Estudo de fotografias tomadas com um feixe de intensidade instantânea elevada, com disparos sincronizados e ao acaso, para o estudo do fundo proveniente do feixe e não correlacionado com o evento que produziu o disparo (mas que aparece na mesma fotografia).

d) Estudo e medida de eventos tomados com feixe de poucas dimensões para determinar a resolução da reconstrução espacial.

e) Estudo e medida de fotografias tomadas com os vários contadores em anticoincidência desligados, para comparação dos resultados com a simulação das desintegrações  $K_2^0 \rightarrow 3\pi^0$ .

As medidas acima permitem avaliar várias das correções feitas e interpretar as fotografias tomadas.

### V.3 - RESUMO DA ANÁLISE DOS DADOS

Neste ítem, resumiremos alguns dos números mais significativos que resultaram da análise:

a) Energia dos prótons	30 GeV
b) Número de ciclos de aceleração da máquina	$0,5 \times 10^6$
c) Número de prótons que atingiu C 10	$2,5 \times 10^{17}$
d) Duração da tomada de dados	500 horas
e) Número de mésons $K_2^0$ que atravessaram o sistema	$5 \times 10^{10}$
f) Número de mésons $K_2^0$ que se desintegraram na região fiducial	$(4,6 \pm 0,5) \times 10^8$
g) Número de fotografias tiradas	$8 \times 10^4$
h) Número de fotografias analisadas	$4 \times 10^4$
i) Número de fotografias medidas	$4 \times 10^3$
j) Eventos que satisfazem o critério de seleção	29
k) Eventos atribuídos à desintegração $2\gamma$	$16 \pm 6$
l) Eventos atribuídos à desintegração $2\pi^0$	$6 \pm 6$
m) Probabilidade que tem uma desintegração, em dois fótons, de ser fotografada e satisfazer aos critérios de seleção	$(2,9 \pm 0,8) \times 10^{-4}$
n) Probabilidade que tem uma desintegração, em dois mésons $\pi^0$ , de ser fotografada e satisfazer aos critérios de seleção	$(1,2 \pm 0,4) \times 10^{-5}$

## VII. - RESULTADOS

Considerando os dados resumidos em V.8, podemos verificar que os  $16 \pm 6$  eventos atribuídos à desintegração  $K_2^0 \rightarrow 2\gamma$  mostram que, durante a experiência  $(5,5 \pm 2,6) \times 10^4$  mesons  $K_2^0$  se desintegraram em dois fótons, na região fiducial do sistema. Como no mesmo intervalo de tempo  $(4,6 \pm 0,5) \times 10^8$  mésons  $K_2^0$  se desintegraram, em todos os modos, na mesma região, podemos concluir que a probabilidade que tem um mésion  $K_2^0$  de se desintegrar em dois fótons é igual a  $(1,2 \pm 0,6) \times 10^{-4}$ .

Considerações análogas mostram que  $(5 \pm 5) \times 10^5$  mésons  $K_2^0$  se desintegraram em dois mésons  $\pi^0$ , o que permite concluir que a probabilidade que tem um mésion  $K_2^0$  de se desintegrar nesse modo é igual a  $(1,1 \pm 1,2) \times 10^{-3}$ .

Os resultados acima podem ser comparados com resultados recentemente publicados (Ga 67) (Cro 67) (Tabela VI.1).

TABELA VI.1

Razão Referência	este trabalho (Cri 66)	(Ga 67)	(Cro 67)
$K_2^0 \rightarrow \gamma + \gamma$	$(1,2 \pm 0,6)$	-	$(7,4 \pm 1,6)$
$K_2^0 \rightarrow$ todos os modos	$\times 10^{-4}$	-	$\times 10^{-4}$
$K_2^0 \rightarrow \pi^0 + \pi^0$	$(1,1 \pm 1,2)$	$(3,3 \pm 1,8)$	$(5,7 \pm 1,1)$
$K_2^0 \rightarrow$ todos os modos	$\times 10^{-3}$	$\times 10^{-3}$	$\times 10^{-3}$

A concordância entre os vários resultados não é muito satisfatória e novas medidas deverão ser realizadas para esclarecer a situação.

## VII - CONCLUSÕES

Dos dois resultados obtidos nesta experiência, o relativo à desintegração  $K_2^0 \rightarrow \pi^0 + \pi^0$  não tem precisão suficiente para esclarecer a violação de CP observada na desintegração  $K_2^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$ . Nossa resultado não prova a existência do processo. Impõe entretanto um limite superior para o mesmo. Como já foi dito na introdução, são necessários dados mais precisos para poder diferenciar entre as várias hipóteses que atribuem a violação a várias causas. O limite superior obtido foi, entretanto, durante algum tempo, a única medida do processo e mostrou que a desintegração  $K_2^0 \rightarrow \pi^0 + \pi^0$  não é muito mais provável do que a desintegração  $K_2^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$ .

O resultado relativo à desintegração  $K_2^0 \rightarrow \gamma + \gamma$  permite, apesar da sua baixa precisão, tirar as seguintes conclusões:

a) O estado intermediário  $\eta^0$  não é o estado predominante na desintegração do méson  $K_2^0$  como foi sugerido por Bouchiat, Nuits e Prentki (Bo 63) (I.2).

b) Os dados experimentais são compatíveis com o modelo de Oneda (On 64), (On 65) que considera a existência de dois estados intermediários possíveis  $\eta^0$  e  $\pi^0$  respectivamente, que interferem destrutivamente (I.2).

c) Dentro do modelo de Oneda, o resultado experimental sugere, claramente, uma quebra de simetria nas constantes de acoplamento em SU (3) pois, no limite da SU (3) exato (\*), a interferência destrutiva entre  $\eta^0$  e  $\pi^0$  é total (On 65) (Zi 67).

d) Cálculos feitos por um colaborador de Wolfenstein mostram que o estudo da desintegração  $K_2^0 \rightarrow \mu^+ + \mu^-$  pode testar a existência ou não de correntes fracas neutras (Se 66). O baixo valor encontrado para a probabilidade da desintegração  $K_2^0 \rightarrow 2\gamma$  torna válido esse método.

Há, por enquanto, um número pequeno de cálculos teóricos que prevêm a probabilidade relativa da desintegração  $K_2^0 \rightarrow \gamma + \gamma$ .

(\*) SU(3) exato significa, aqui, que há quebra de simetria apenas nas massas e não nas constantes de acoplamento.

Presentemente, A.H.Zimmerman e C.A.Savoy (Zi 67) estão tentando calcular a probabilidade do processo  $K_2^0 \rightarrow \gamma + \gamma$ , utilizando o método da "álgebra de correntes", usando como Hamiltoniana efetiva aquela responsável por desintegrações não leptônicas. Segundo estes autores (supondo correto o resultado experimental), uma boa concordância com os resultados corroborará aquele método, pois uma das suas características é a de não conter parâmetros arbitrários (como é o caso do método usado por Oneda).

## APÊNDICE I

### CINEMÁTICA DA DESINTEGRAÇÃO $K_2^0 \rightarrow \gamma + \gamma$

Na desintegração de uma partícula em duas outras, a conservação de momento nos garante que a direção inicial da partícula e as direções dos produtos de desintegração devem ser coplanares.

A relação entre os vários parâmetros cinemáticos da desintegração de uma partícula de massa  $m_0$  em dois fótons são determinados usando a teoria da relatividade (Str 63), (De 62).

Algumas das relações que foram utilizadas no presente trabalho são dadas abaixo, assim como o significado dos vários símbolos usados: (Fig. AI-1)

$m_0 c^2$  massa de repouso da partícula que se desintegra, em unidades de energia (498 MeV para o meson  $K_2^0$ )

$c$  velocidade da luz no vácuo

$v$  velocidade da partícula que se desintegra (no sistema de referência ligado ao laboratório SL)

$E$  e  $P$  energia total e momento da partícula que se desintegra (SL)

$E_1, E_2, P_1$  e  $P_2$  energias e momentos dos fótons que resultam da desintegração (SL).

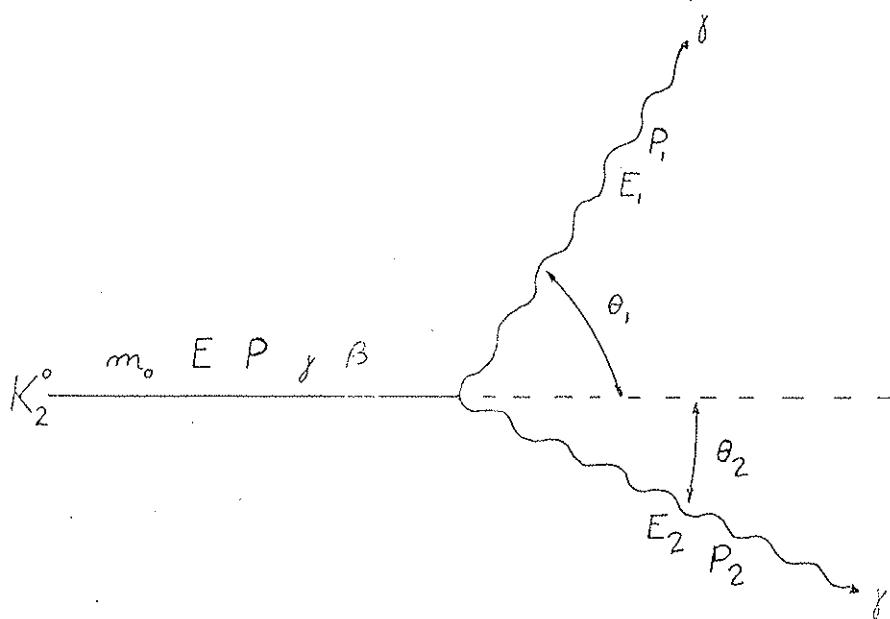


Figura AI-1

$$E_1 \operatorname{sen} \theta_1 = E_2 \operatorname{sen} \theta_2 \quad (\text{AI-1}) \quad \text{Conservação de momento}$$

$$E = E_1 + E_2 \quad (\text{AI-2}) \quad \text{Conservação de Energia}$$

$$\beta = v/c \quad \gamma = \frac{E}{m_0 c^2} = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}$$

$$E^2 = P^2 c^2 + m_0^2 c^4 \quad E_1 = P_1 c \quad E_2 = P_2 c$$

$$E_i = \frac{m_0 c^2}{2(1 - \beta \cos \theta_i)} \quad (i = 1, 2) \quad (\text{AI-3})$$

$$(m_0 c^2)^2 = E_1 E_2 \cos(\theta_1 + \theta_2) \quad (\text{AI-4})$$

A relação AI-3 foi tabulada, para valores dos parâmetros na região de interesse e para  $\theta_1$  e  $\theta_2$  correspondentes, pelo computador IBM 7094 da Universidade de Illinois, convenientemente programado. Os resultados estão representados nos gráficos das figuras AI-2, 3, 4 e 5.

A Fig. AI-2 mostra as curvas de  $\theta_1$  vs.  $\theta_2$  para vários valores da energia total do mésion  $K_2^0$  incidente.

A Fig. AI-3 mostra as curvas de  $\theta_1$  vs.  $\theta_2$  para vários valores da energia  $E_1$  de um dos fotons de desintegração de um mésion  $K_2^0$ .

A Fig. AI-4 mostra, em escala ampliada, a região limitada pelas linhas tracejadas nas figuras AI-2 e AI-3 que é a região de interesse no caso da experiência. Usando este gráfico, podemos relacionar os parâmetros  $E_1$ ,  $E_2$ ,  $\theta_1$ ,  $\theta_2$  e  $\gamma$ . Note-se que conhecendo-se dois quaisquer destes parâmetros, com exceção dos pares  $E_1 \theta_1$  e  $E_2 \theta_2$ , podemos determinar univocamente os outros três.

A Fig. AI-5 mostra o ângulo  $\theta = \theta_1 = \theta_2$  em função de  $E$  para a desintegração simétrica de um mésion  $K_2^0$  em dois fotons. O gráfico indica ainda os valores de  $E_1$ ,  $\gamma$ ,  $\beta$  e  $P$ .

Os gráficos acima descritos, assim como um ábaco que permite calcular  $m_0$  em função de  $\theta_1$ ,  $E_1$  e  $E_2$ , foram extensivamente usados no decorrer do projeto e análise da experiência.

CINEMÁTICA DA DESINTEGRAÇÃO  $E_2^0 = \frac{E}{\gamma} + \frac{E}{\gamma}$

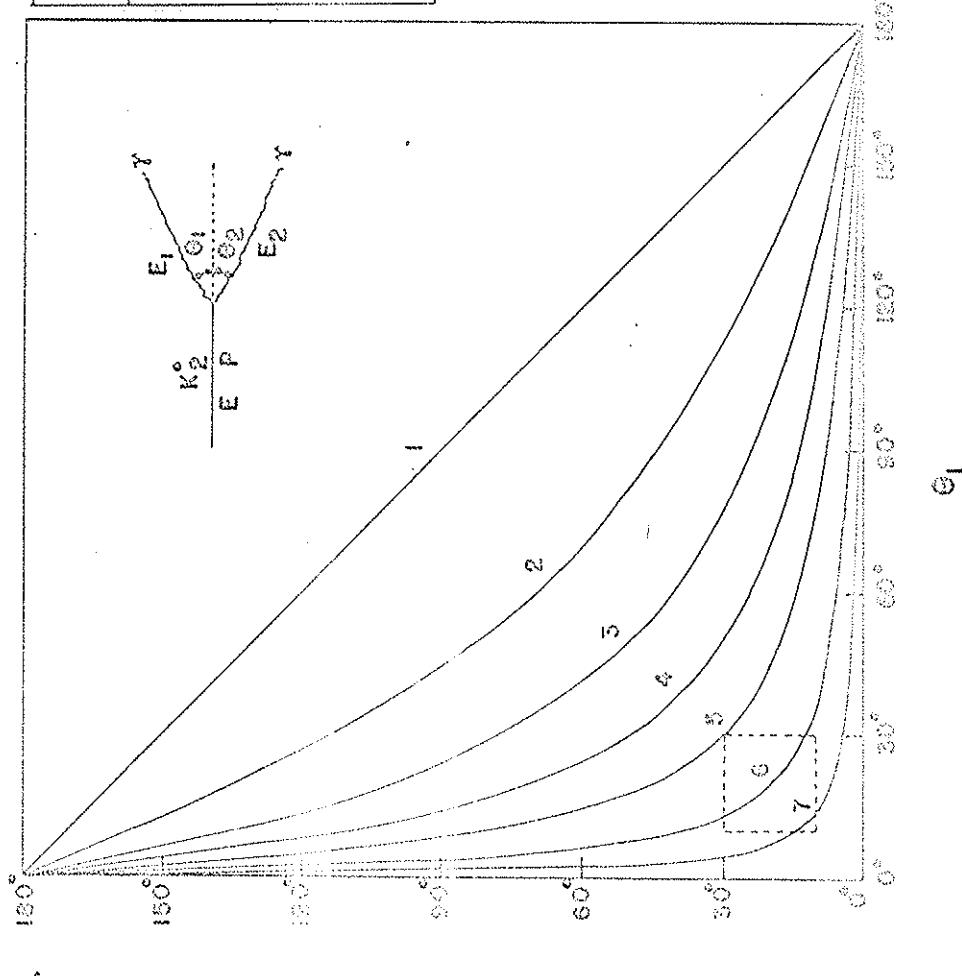


FIGURA A 1.2

CURVA	$\gamma = \frac{E}{m_0 \cdot c^2}$	$\beta = \frac{V}{c}$	$E$ (MeV)
1	1,0	0,000	0
2	1,1	0,416	6
3	1,3	0,639	0
4	1,6	0,780	6
5	2,0	0,866	0
6	3,0	0,942	8
7	5,0	0,979	8

FIGURA A 1.2

CINÉMATICA DA DESINTERGAÇÃO

$$\mu_2^+ \rightarrow \nu + f$$

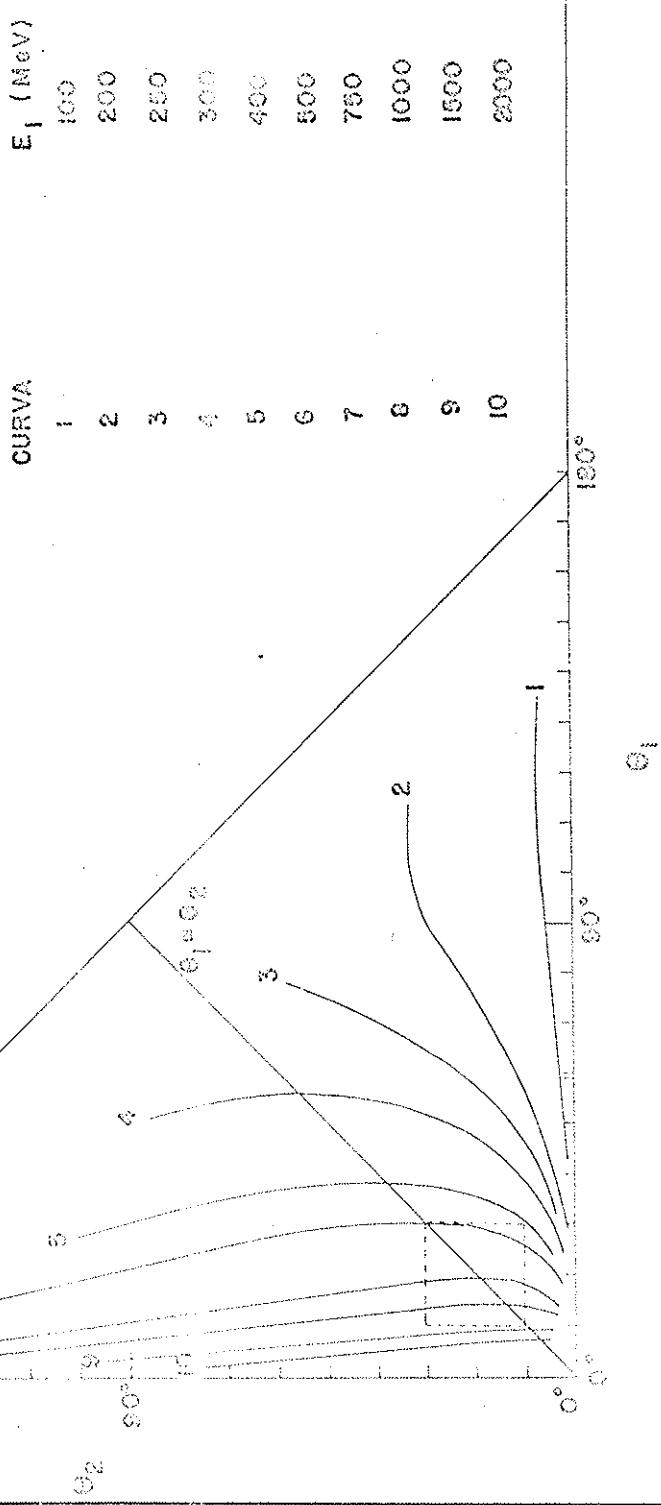
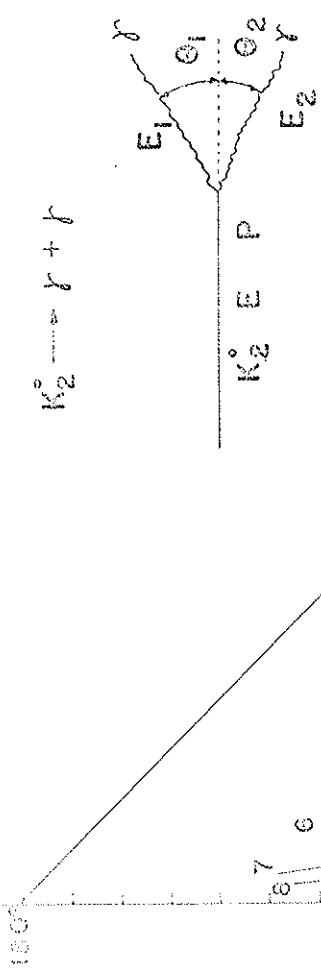


FIGURA A I.3

FIGURA A I.3

$\gamma = \frac{E}{m_0 c^2}$	E (GeV)
2,0	996
2,1	1 045
2,2	1 095
2,3	1 145
2,4	1 195
2,5	1 244
2,6	1 294
2,7	1 344
2,8	1 394
2,9	1 444
3,0	1 493
3,2	1 593
3,4	1 693
3,6	1 792
3,8	1 892
4,0	1 991
4,2	2 091
4,4	2 190
4,6	2 290
4,8	2 390
5,0	2 489

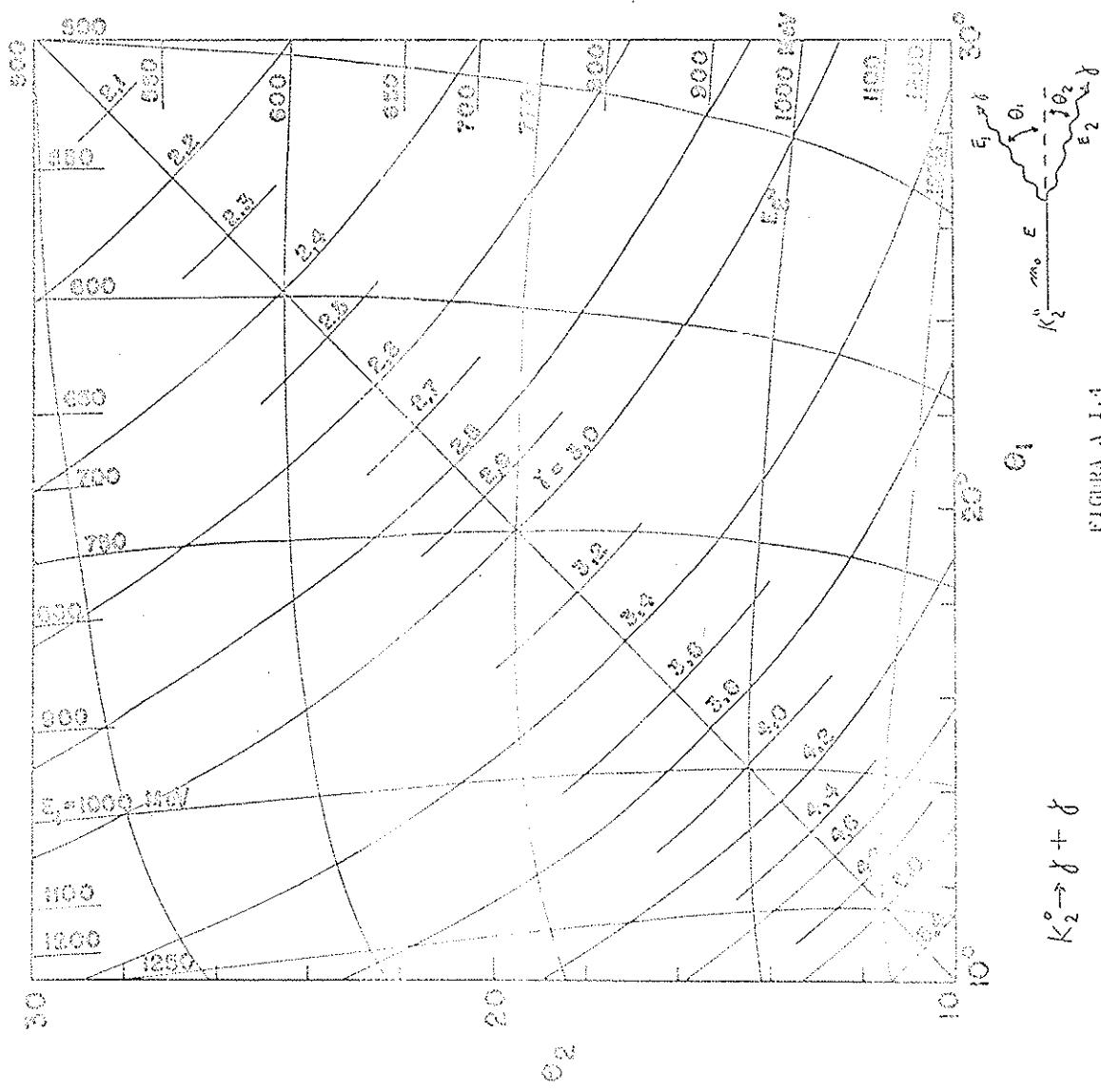


FIGURA A I,4

FIGURA A 1.5  
 $K_2^0 \rightarrow \gamma + \gamma$  (ESTRUTA)

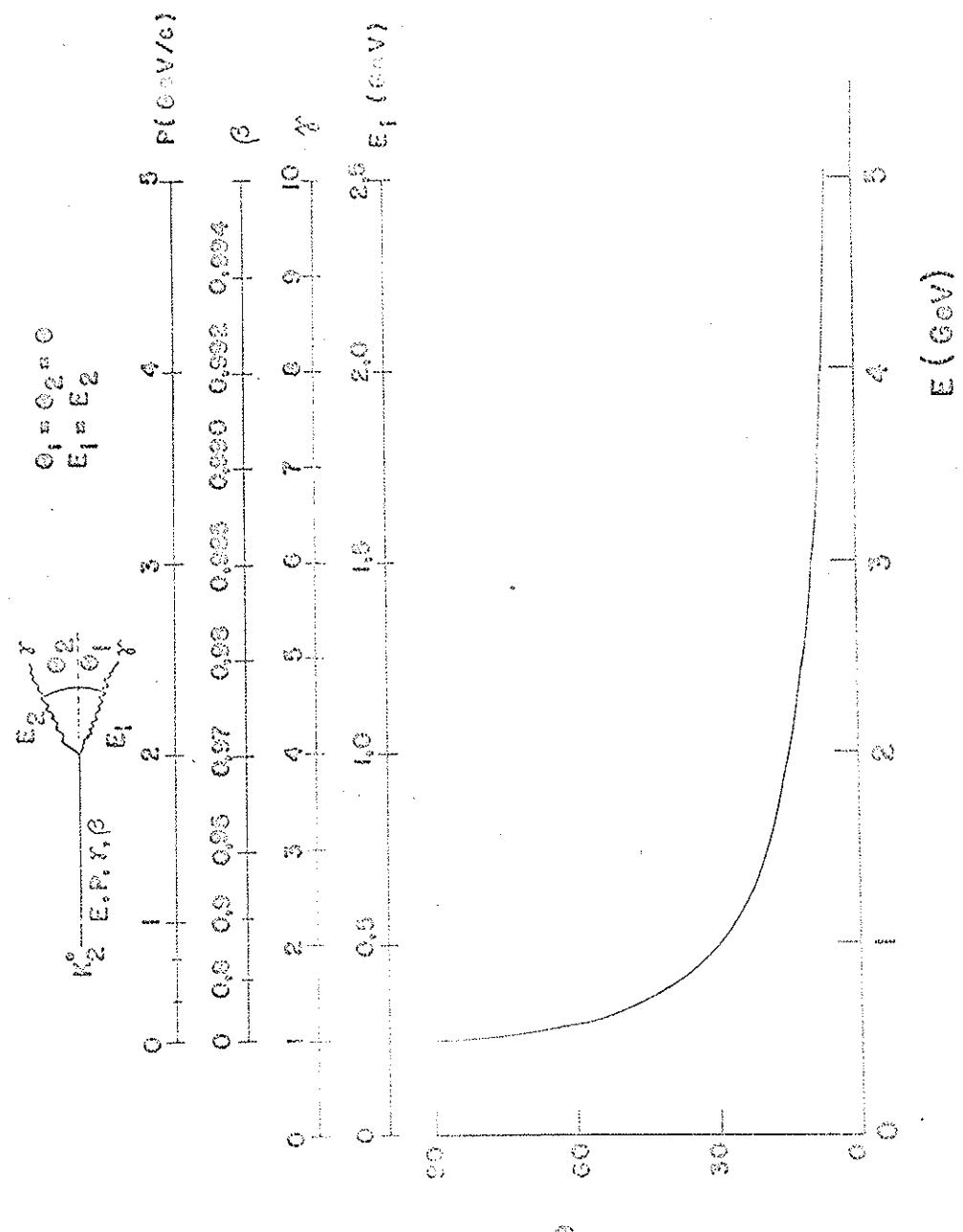


FIGURA A 1.5

FIGURA A 1.5

## APÊNDICE II

### CALIBRAÇÃO DOS CONTADORES DE FÓTONS J E D

Como foi explicado em III.3.3, os contadores de fótons foram calibrados em um feixe de fótons e elétrons de energia conhecida. Trataremos aqui da calibração com fótons.

Os fótons monocromáticos foram obtidos a partir do feixe para testes, conhecido como G 10-17-10+10. Este feixe existia na época da experiência e foi utilizado para testes de equipamento por vários grupos. O alvo interno usado por este feixe é o mesmo que o usado na experiência.

Para obter um feixe de fótons monocromáticos, deslocamos o ímã  $T_2$  para a posição indicada na Figura III.2, colocamos dois conversores de chumbo  $Cf_1$  e  $Cf_2$  e instalamos um sistema de contadores que selecionam os fótons monocromáticos.

Os fótons emitidos pelo alvo G 10 (provenientes, em sua maior parte, da desintegração de mésons  $\pi^0$ ) que formam um ângulo de  $17^\circ$  com o feixe interno de prótons são convertidos em elétrons e positrões no conversor  $Cf_1$ . O espectro de energia destes elétrons se estende até cerca de 1,5 GeV.

Os elétrons emitidos por  $Cf_1$  são selecionados, em momento, pelo ímã  $T_1$  e pelos colimadores. Os elétrons monocromáticos, ao saírem do colimador, irradiam fótons pelo processo de Bremsstrahlung no conversor  $Cf_2$ .

O ímã  $M_2$  é usado para eliminar as partículas carregadas do feixe. Cada vez que círcamos uma coïncidência do tipo  $C \equiv C_1 \cdot C_2 \cdot C_3 \cdot C_4 \cdot (\overline{A_1} \vee \overline{A_2} \vee A_3)$  (Figura A II.1), podemos dizer que um elétron de momento conhecido se converteu em fóton e este fóton se converteu em pares no conversor  $Cf_3$ . Se neste instante, determinarmos a corrente nos dímodos das fotomultiplicadoras do contador J (ou D), teremos dados para a calibração. A energia do fóton detectado por J (ou D) é igual à energia do elétron incidente, a menos da energia que o elétron perdeu por ionização, em  $Cf_2$ . Devido à exigência da anti-coïncidência ( $\overline{A_1} \vee \overline{A_2}$ ), podemos garantir que o elétron, após irradiar, não tem energia suficiente para

FIGURA A II.1  
SISTEMA USADO PARA A CALIBRAÇÃO

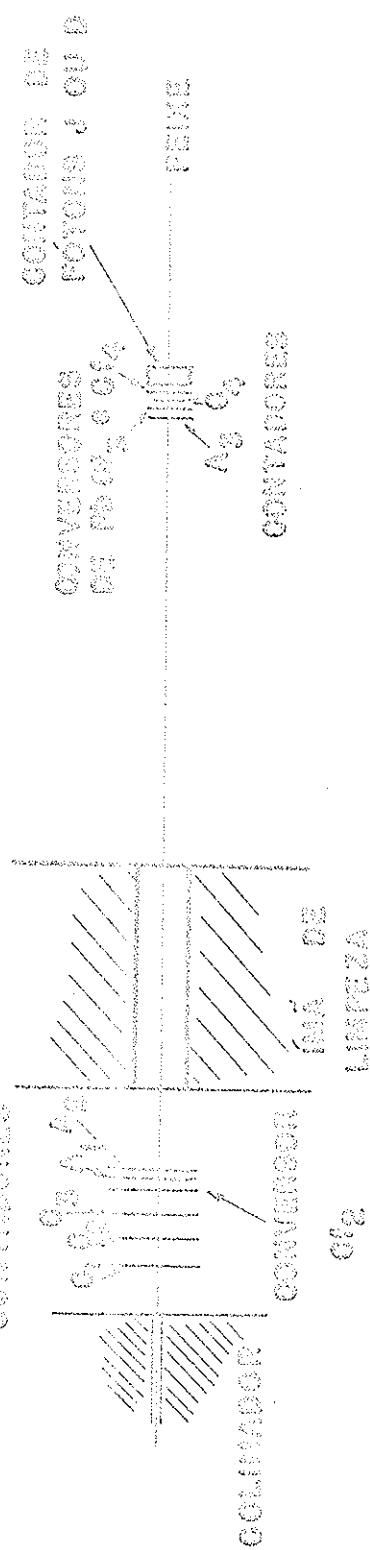


FIGURA A II.1

sair do radiador (para a frente). O contador  $C_4$  e o contador em anticoincidência  $A_3$  nos garantem que a conversão do fóton se deu em  $Cf_3$ . O conversor  $Cf_4$  é usado para simular a situação real em que um fóton é convertido numa placa da câmara de centelhas e o "chuveiro" produzido é degradado em energia em outras placas de chumbo, antes de atingir o contador de fótons J ou D.

O conversor  $Cf_2$  era constituído de uma lâmina de chumbo de 3mm, seguida de 5cm de Alumínio. A resolução em energia dos fótons era da ordem de 20 MeV.

A Figura A II.2 mostra a curva de calibração obtida para o contador J. Nesta figura, pode-se notar que o pico dos mésons  $\mu$  corresponde a um fóton de 250 MeV. Este resultado concorda com a previsão feita, usando-se o método de Monte Carlo (III.3.3).

Os espectros obtidos, analisando-se em amplitude os pulsos dos contadores J (ou D) em coincidência com C, usando-se um analisador TMC de 400 canais, nos permitiu determinar a resolução dos contadores de fótons em função da energia e da placa, na câmara de centelhas, em que se deu a conversão. Nas melhores condições, a resolução de energia dos contadores foi de cerca de 25% (largura na meia altura (FWHM)).

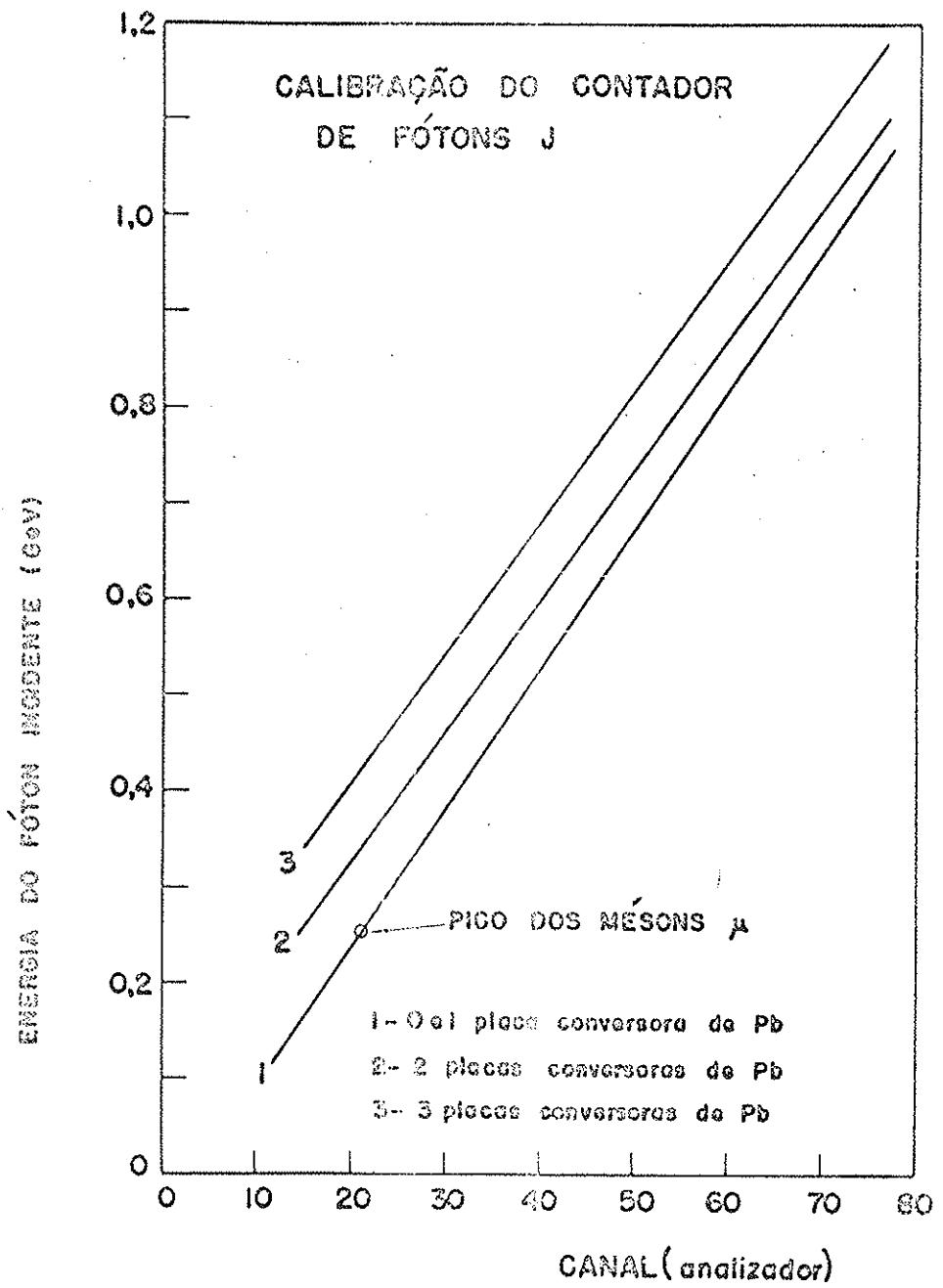


FIGURA A II.2

FIGURA A II.2

### APÊNDICE III

#### PROGRAMA PARA A SIMULAÇÃO DAS DESINTEGRAÇÕES CARREGADAS

Para simular as desintegrações carregadas dos mésons  $K_2^0$ , que são:

$$K_2^0 \rightarrow \pi^\pm + e^\pm + \nu$$

$$K_2^0 \rightarrow \pi^\pm + \mu^\pm + \bar{\nu}$$

$$K_2^0 \rightarrow \pi^\pm + \pi^\pm + \pi^0$$

foi escrito um programa para o computador IBM 7094 da Universidade de Illinois. A simulação está baseada no método de Monte Carlo.

O programa foi escrito na linguagem "Fastran" que é muito semelhante à "Fortran II". O programa usa uma sub-rotina especial chamada "RAM2" que faz parte da biblioteca de rotinas do computador e se encontra codificada em fita magnética.

A sub-rotina "RAM2" gera números ao "pseudo-acaso" uniformemente distribuídos no intervalo (0,1). Esses números, para efeito da simulação, podem ser considerados como distribuídos ao acaso. Os números gerados diferem de números ao acaso pelo fato de existir uma lei de formação que os determina. Assim, se o programa é reprocessado com os mesmos parâmetros iniciais, os resultados coincidirão.

O programa "lê," inicialmente, os parâmetros geométricos do sistema de detecção, o tipo de desintegração considerada, as dimensões transversais do feixe, a posição da região de desintegração e o intervalo de momentos que o do meson  $K_2^0$  pode ter (Fig. A III.1).

Usando números ao acaso, gerados por RAM2, o programa atribui um momento ao meson  $K_2^0$ , distribuído de acordo com o gráfico da figura II.4. O ponto onde se dá a desintegração é escolhido supondo uma distribuição uniforme dentro da região de desintegração. Os momentos (no sistema do centro de massa) dos produtos de desintegração são atribuídos considerando uma distribuição ao aca-

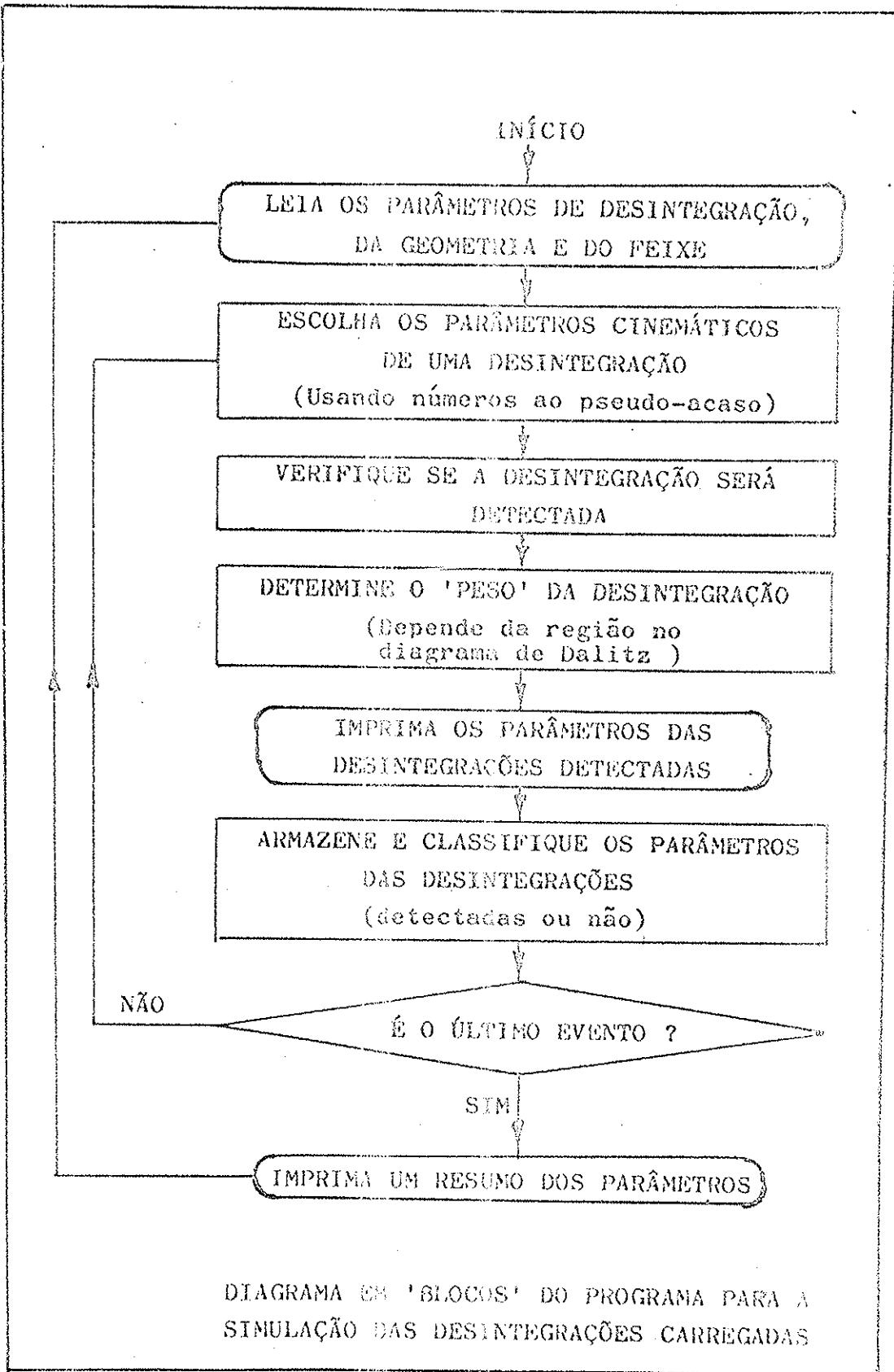


FIGURA A III.1

FIGURA A III.1

so dentro do diagrama de Dalitz<sup>(\*)</sup>. Correções devidas à não uniformidade de população no diagrama de Dalitz são feitas usando dados experimentais encontrados na literatura (Ca 66) (Wa 65) (ver adiante).

Conhecendo os momentos dos produtos de desintegração do  $K_2^0$  no centro de massa, e o momento do méson  $K_2^0$  no laboratório, o programa determina os momentos e as direções dos produtos de desintegração no sistema do laboratório.

Com os dados acima o programa verifica se as partículas irão atingir os detectores e se o evento será contado ou não.

Para levar em conta a distribuição não uniforme da densidade de eventos, no diagrama de Dalitz, atribue-se a cada evento um "peso" proporcional a essa densidade.

Para cada desintegração detectada o programa imprime os parâmetros geométricos e cinemáticos mais importantes.

Para todas as desintegrações, os parâmetros principais são classificados e armazenados. Quando o programa simulou um número conveniente de desintegrações (determinado pelos parâmetros iniciais) o programa imprime um resumo da distribuição dos parâmetros principais obtidos na simulação, sob a forma de espectros.

A velocidade de operação do programa foi de aproximadamente 10.000 simulações por minuto.

Os resultados da simulação, que puderam ser comparados com os obtidos a partir de eventos medidos, o foram. A comparação resultou satisfatória e faz com que possamos confiar no programa.

---

(\*) Num diagrama de Dalitz, a desintegração de uma partícula em três outras de energias cinéticas (no centro de massa)  $T_1, T_2$  e  $T_3$  é representada por um ponto de coordenadas  $(X, Y)$ .  $X$  e  $Y$  são funções de  $T_1, T_2$  e  $T_3$ .

## APÊNDICE IV

### PROGRAMA PARA A SIMULAÇÃO DAS DESINTEGRAÇÕES NEUTRAS

Para simular as desintegrações neutras dos mésons  $K_2^0$ , que são:

$$(1) K_2^0 \rightarrow \gamma + \gamma$$

$$(2) K_2^0 \rightarrow \pi^0 + \pi^0 + \gamma + \gamma + \gamma + \gamma$$

$$(3) K_2^0 \rightarrow \pi^0 + \pi^0 + \pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma + \gamma + \gamma + \gamma + \gamma$$

foi escrito um programa para o computador IBM 7094 da Universidade de Illinois. Este programa, que se baseia no método de Monte Carlo, foi escrito em "Fastran" e usa a sub-rotina "RAM2" da mesma forma que o programa para a simulação das desintegrações carregadas (Apêndice III).

#### A IV.1 - Simulação da desintegração $K_2^0 \rightarrow \gamma + \gamma$

A desintegração (1) cria, no sistema do centro de massa, dois fótons de energias iguais à metade da energia de repouso do méson  $K_2^0$ . Neste sistema os fótons são emitidos em sentidos opostos e todas as direções são igualmente prováveis (Fig. A IV.1). As relações cinemáticas desta desintegração estão relacionadas no Apêndice I. Para simular a desintegração de um méson  $K_2^0$  de momento definido, atribue-se, aos fótons de desintegração, uma direção, uniformemente distribuída no espaço. A seguir, esta direção é transformada para o sistema do laboratório e as energias dos fótons são calculadas neste sistema.

O ponto do espaço onde se dá a desintegração é escolhido ao acaso e as energias dos mésons  $K_2^0$  são escolhidas também ao acaso, respeitando a distribuição da figura II.4.

O programa determina se o evento será detectado, considerando as energias e direções dos dois fótons, a geometria do sistema e a probabilidade de conversão dos fótons nas placas de chumbo das câmaras de centelhas. Se o evento for detectado, os parâmetros são impressos. Se o evento satisfizer as condições (relaxadas) para ser medido, o evento tem seus parâmetros alterados por erros

CONFISSAÇÕES FÍSICAS DAS DESTINICAÇÕES NEUTRAS DOS MÍONSOS  $K_2^0$

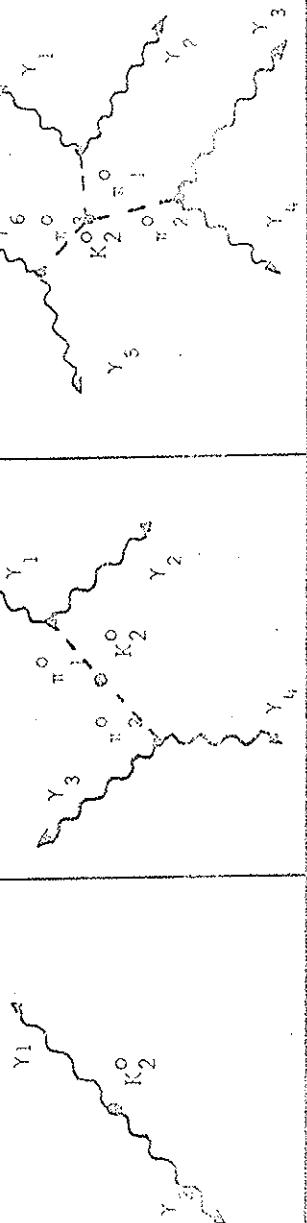
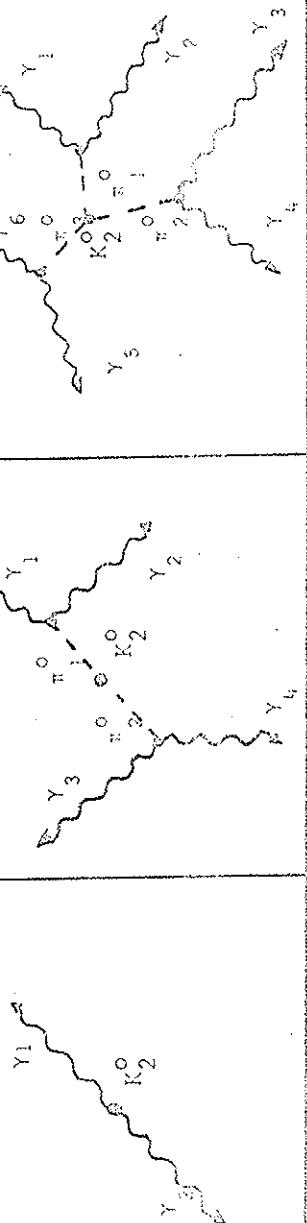
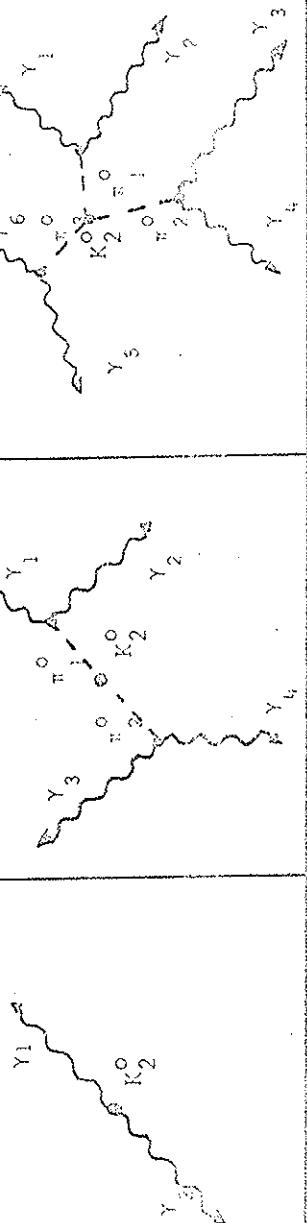
MODO DE DESINTEGRAÇÃO	$K_2^0 \rightarrow \gamma + \gamma$	$K_2^0 \rightarrow \pi^0 + \pi^0 \rightarrow 4\gamma$	$K_2^0 \rightarrow \pi^0 + \bar{\pi}^0 \rightarrow 6\gamma$
SISTEMA DE REFERÊNCIA (sistema do $K_2^0$ )	 <p>CENTRO DE MASSA (sistema do <math>K_2^0</math>)</p>	 <p>CENTRO DE MASSA</p>	 <p>CENTRO DE MASSA</p>

FIGURA A IV.1

FIGURA A IV.1

introduzidos ao acaso. Estes erros têm distribuições que reproduzem a resolução espacial e energética do sistema (a resolução é uma função da energia dos fótons e da placa onde se deu a conversão). Os eventos assim perturbados têm seus parâmetros perfurados em cartões, no mesmo formato que os dos eventos reais após a reconstrução espacial.

Os parâmetros de todos os eventos, detectados ou não, são armazenados e classificados. Após a geração de um certo número de eventos, determinado pelos parâmetros iniciais, um resumo da distribuição dos parâmetros é impresso.

A velocidade de operação do programa é de aproximadamente 12.000 desintegrações simuladas por minuto.

O diagrama em "bloco" do programa está indicado na figura A IV.2.

A IV.2 - Simulação da Desintegração  $K_2^0 \rightarrow \pi^0 + \pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma + \gamma + \gamma$

A desintegração (3) cria, no sistema do centro de massa, dois  $\pi^0$  com energias totais iguais à metade da energia de repouso do méson  $K_2^0$ . Neste sistema, os mésons  $\pi^0$  são emitidos em sentidos opostos e todas as direções são igualmente prováveis (Fig. A IV.1).

Cada um dos mésons  $\pi^0$  desintegrar-se-á em dois fótons que, no sistema de referência do méson  $\pi^0$ , terão energias iguais à metade da energia de repouso do méson  $\pi^0$ . Neste sistema os fótons são emitidos com sentidos opostos e todas as direções são igualmente prováveis.

Para simular a desintegração de um méson  $K_2^0$  em quatro fótons, devemos inicialmente transformar, para o sistema de referência do laboratório, as direções e energias dos dois mésons  $\pi^0$  do estado intermediário. Este é escolhido atribuindo-se um momento e um ponto de desintegração no méson  $K_2^0$  e uma direção ao acaso ao méson  $\pi^0$  no sistema de referência daquela. A seguir, considera-se a desintegração de cada um dos mésons  $\pi^0$  em dois fótons, no sistema de referência daquela. Escolhe-se uma direção ao acaso para a emissão dos fótons nesse sistema e, a seguir, as energias e direções dos quatro fótons são transformadas para o sistema de referência do laboratório.

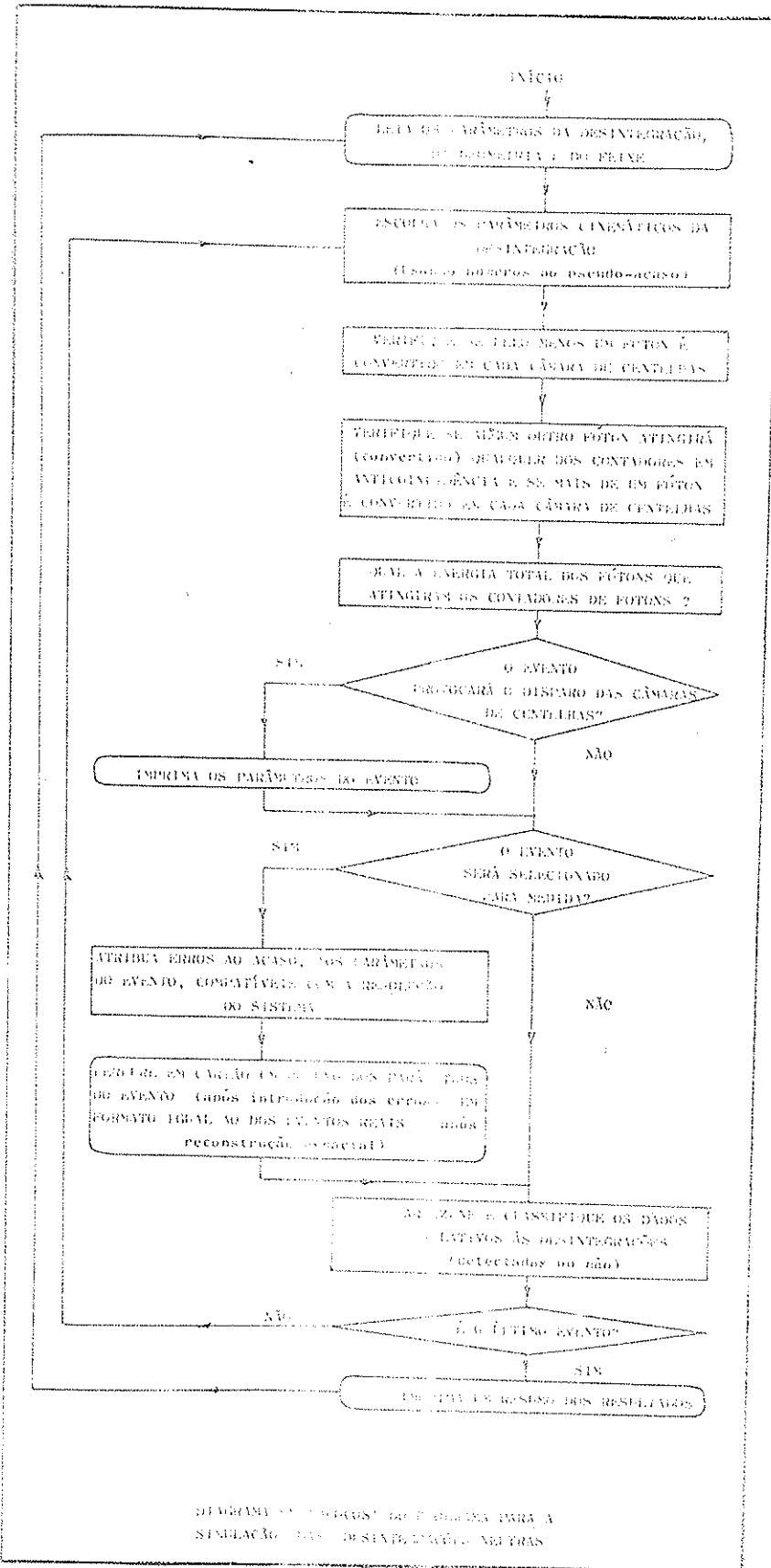


FIGURA A - IV.2

FIGURA A - IV.2

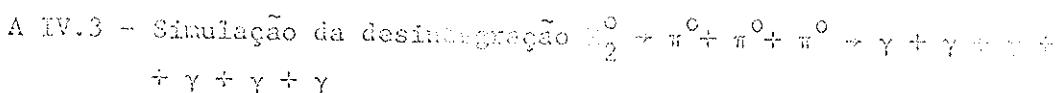
O programa determina se o evento gerará uma coincidência não acompanhada por um sinal em qualquer dos contadores ligados em anticoincidência, considerando: as energias e direções dos quatro fótons, a geometria do sistema e a probabilidade de conversão dos fótons nas placas de chumbo das câmaras de centrífugas e dos detectores para anticoincidências.

O programa calcula ainda, a energia total dos fótons que atingem cada um dos detectores de fótons e o número de fótons convertidos em cada câmara de centrífuga.

Deste ponto em diante, o programa opera de forma análoga ao caso da desintegração de nove fótons (A IV.1).

A velocidade de cálculo do programa é de aproximadamente 7.000 desintegrações simuladas por minuto.

O programa usado para as três simulações neutras foi, de fato, um só. Um parâmetro de entrada, que pode tomar o valor 1, 2 ou 3, indica ao programa qual das simulações se deseja. O diagrama em "blocos" é o mesmo para as três simulações (Fig. A IV.2).



A desintegração (3) cria, no sistema do centro de massa, três mésons  $\pi^0$  com energias tais que a soma das energias totais dos três mésons  $\pi^0$  é igual à energia de repouso do méson  $K_2^0$ . A energia é distribuída entre os três mésons de modo a conservar o momento. Existe uma infinidade de fótons em q e a energia pode ser distribuída entre os três mésons conservando momento e energia. Num diagrama de Dalitz (A III) a probabilidade de desintegração é a maior, por unidade de área, em qualquer ponto do diagrama interno à região cinemáticamente permitida.

Para simular a desintegração de um méson  $K_2^0$  em 6 fótons, tomamos inicialmente um ponto, no só, na região cinemáticamente permitida do diagrama de Dalitz. Fixamos deste forma os momentos e as direções relativas dos mésons  $\pi^0$  no sistema de referência do méson  $K_2^0$ . Fixamos a seguir as direções dos mésons  $\pi^0$  no sistema do  $K_2^0$ . Atribuindo um momento e um ponto de desintegração ao méson  $K_2^0$ , transformamos os momentos e direções para o sistema do laboratório.

As desintegrações de cada um dos mésons  $\pi^0$  em dois fótons é então considerada da mesma forma que no caso da desintegração em quatro fótons.

Deste ponto em diante o programa opera de forma análoga ao caso da desintegração em quatro fótons.

A velocidade de operação do programa é de aproximadamente 5.000 desintegrações simuladas por minuto.

#### A IV.4 - Desempenho do programa

Este programa funcionou durante muitas horas no computador IBM 7094 da Universidade de Illinois, assim como no <sup>do</sup> laboratório de Brookhaven.

O desempenho do programa foi bom e os parâmetros calculados que puderam ser comparados com resultados experimentais de nossa ou de outras experiências, o foram. O resultado satisfatório da comparação faz com que possamos confiar nos resultados do programa.

## BIBLIOGRAFIA

- (Al 62) G. Alexander, S.P.Almeida e F.S.Crawford Jr. - Phys.Rev. Letters 9, 69 (1962).
- (Be 66) Discussões na Conferência sobre Física das Altas Energias em Berkeley (1966) - resumo sumário em Physics Today - outubro/1966, pg. 85.
- (Bo 63) C.Bouchiat, F.Nuits e F.Prentki - Physics Letters 3, 156 (1963).
- (Bu 60) J.C.Butcher e H.Messel - Nuclear Physics 20, 15 (1960).
- (Ca 66) D.W.Carpenter, A.Abashian, R.J.Abrams, G.P.Fisher, B.M.K. Nefkens e J.H.Smith - Phys.Rev. 142, 871 (1966).
- (Cam 66) U.Camerini, D.Cline, J.B.English, W.Fischbein, W.F.Fry, J.A.Gaidos, R.D.Hantman, R.H.March e R.Stark - Phys.Rev. 150, 1148 (1966).
- (Ch 64) J.H.Christenson, J.W.Cronin, V.L.Fitch e R.Turlay - Phys. Rev.Letters 13, 138 (1964).
- (Crd 62) D.F.Crawford e H.Messel - Phys.Rev. 128, 2352 (1962).
- (Crd 65) D.F.Crawford e H.Messel - Nuclear Physics 61, 145 (1965).
- (Crf 62) F.S.Crawford Jr. - Rendiconti della Scuola Internazionale di Fisica "Enrico Fermi" - XXVI Corso (1962).
- (Cri 66) L.Criegee, J.D.Fox, H.Frauenfelder, A.O.Hanson, G.Moscati, C.F.Perdrisat e J.Todoroff - Phys.Rev.Letters 17, 150 (1966).
- (Cro 65) J.W.Cronin - ANL 7130.
- (Cro 67) J.W.Cronin, P.F.Kunz, W.S.Risk e P.C.Wheeler - Phys.Rev. Letters 18, 31 (1967).
- (De 62) K.G.Dedrick - Revs.Modern Phys. 34, 429 (1962).
- (Fi 65) V.L.Fitch, R.F.Roth, J.S.Russ e W.Vernon - Phys.Rev.Letters 15, 73 (1965).
- (Fo 64) J.D.Fox - Tese de doutoramento apresentada à Washington University - St. Louis, Missouri - Junho de 1964.
- (Fr 66) H.Frauenfelder - Comunicação pessoal (1966).

- (Ga 67) J.M.Gaillard, F.Krienen, W.Galbraith, A.Hussri, M.R.Jane, N.H.Lipman, G.Manning, T.Ratcliffe, P.Day, A.G.Perham, B.T.Payne, A.C.Sherwood, H.Faissner e H.Reithler - Phys. Rev.Letters 18, 20 (1967).
- (Ge 55) M.Gell-Mann e A.Pais - Phys.Rev. 97, 1387 (1955).
- (Lo 66) F.Lobkowics, A.C.Melissinos, Y.Nagashima, S.Tewksbury , R.Briesen Jr. e J.C.Rox - Phys.Rev.Letters 17, 548 (1966).
- (Me 62) H.Messel, A.D.Smirnov, A.A.Varfolomev, D.F.Crawford e J.C. Butcher - Nuclear Physics 39, 1 (1962).
- (On 63) S.Oneda e S.Hori - Phys.Rev. 132, 1800 (1963).
- (On 64) S.Oneda, Y.S.Kim e D.Korff - Phys.Rev. 136, 1064 (1964).
- (On 65) S.Oneda - Comunicação pessoal (1965).
- (Ro 66) A.H.Rosenfeld, A.Barbaro-Galtieri, J.Kirtz, W.J.Podolsky, M.Roos, W.J.Willis e C.G.Wohl - UCRL 8030 - (31 de agosto de 1966).
- (Sa 64) J.J.Sakurai - Invariance Principles and Elementary Particles - Princeton University Press (1964).
- (Se 66) L.M.Schgal - Nuovo Cimento 45, 785 (1966).
- (St 64) J.Steinberger - Nevis 125 (1964).
- (Str 63) R.M.Sternheimer - Methods of Experimental Physics - Vol.5, pag. 821 - Academic Press, New York (1963).
- (Tr 65) G.R.Trilling - UCRL 16473 (1965) - Também ANL 7130.
- (Ve 66) L.J.Verhey, B.M.K.Nefkens, A.Abashian, R.J.Abrams, D.W. Carpenter, R.E.Mischke, J.H.Smith, R.C.Thatcher e A.Wattenberg - Phys.Rev.Letters 17, 669 (1966).
- (Wa 65) A.Wattenberg - Conferência pronunciada durante a reunião da American Physical Society em Chicago a 28 de outubro de 1965 e comunicação pessoal.
- (Wo 65) L.Wolfenstein - Conferência pronunciada na Universidade de Illinois.
- (Wo 66) L.Wolfenstein - Nuovo Cimento 42, 17 (1966).
- (Zi 67) A.H.Zimerman - Comunicação pessoal.