



PROJECTO FÍSICA

UNIDADE SUPLEMENTAR **A**

Partículas Elementares



FUNDAÇÃO CALOUSTE GULBENKIAN

PREFÁCIO

Este trabalho pretende ser utilizado como parte de um curso de física ou como um projecto de estudo autónomo. Uma das suas principais utilidades será como Unidade Suplementar nas classes que seguem o Projecto Física, um desenvolvimento curricular nacional, que cresceu graças aos esforços de um grupo de cientistas e de educadores que trabalharam em conjunto, tal como o *Harvard Project Physics*.

Esta unidade particular foi desenvolvida com os recursos dos editores, Holt, Rinehart & Winston, e fizeram-se testes de versões experimentais dela em escolas e colégios escolhidos através dos Estados Unidos e Canadá. Os professores e alunos dessas escolas apresentaram críticas e sugestões ao Autor e editores. Estes relatórios foram usados como base da revisão final. Estamos gratos a todos os que participaram nestes trabalhos.

Pondo à disposição uma grande variedade de Unidades Suplementares — das quais esta é apenas uma, com outras publicadas, em publicação ou planeamento — esperamos ajudar a remodelar o ensino e o estudo da Física, quer no Projecto Física quer noutros cursos, seja em escolas ou em colégios. Isto vai de encontro ao nosso desejo de planear um curso de Física orientado humanisticamente, que seria útil e interessante para estudantes com capacidades, conhecimentos gerais e planos de carreira largamente diversificados.

Na prática, isto traduziu-se em organizar um curso que devia ter os seguintes efeitos:

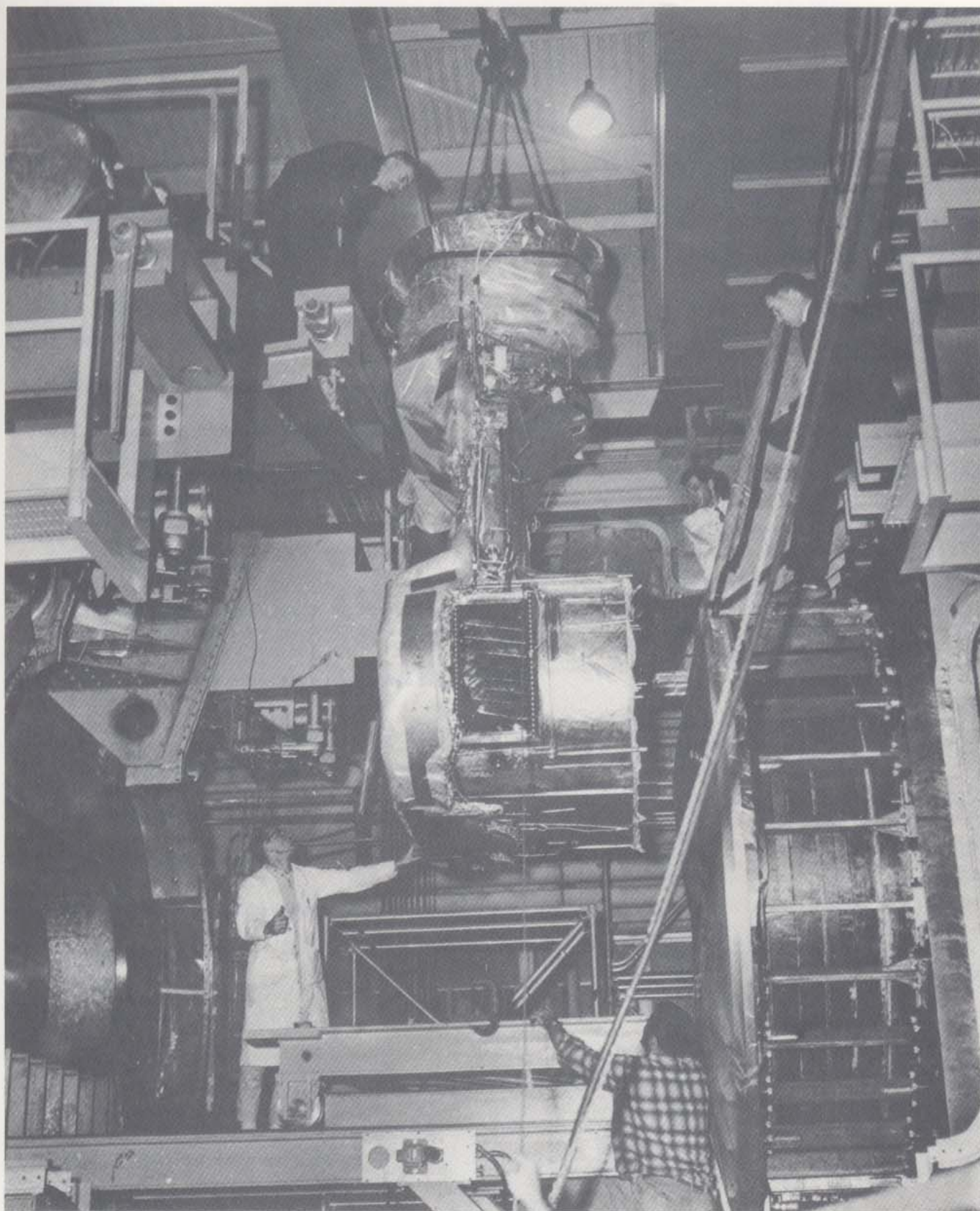
1. Ajudar os alunos a aumentar o seu conhecimento do mundo físico através do estudo das ideias que melhor caracterizam a Física como ciência, em vez de uma concentração em pequenas fontes de informação isoladas.
2. Ajudar os alunos a ver a Física como a maravilhosa actividade humana plurifacetada que realmente é. Isto significa apresentar os temas numa perspectiva histórica e cultural, e mostrar que as ideias em Física têm uma tradição e também sofrem uma evolução e adaptação permanentes.
3. Aumentar a oportunidade de cada aluno de sentir satisfação imediata com experiências científicas enquanto adquire conhecimentos e capacidades que lhe serão úteis pela vida fora.
4. Tornar possível aos professores adaptar o curso à larga gama de interesses e capacidades dos seus alunos.

5. Reconhecer a importância do professor no processo educativo, e o vasto espectro de situações de ensino que prevalecem.

No decorrer dos anos, os materiais de ensino desenvolvidos pelo Projecto Física serão revistos tantas vezes quantas as necessárias para remover ambiguidades, clarificar instruções e continuar a tornar o material mais interessante e adequado aos alunos. Pedimos pois a todos os alunos e professores para enviar críticas e sugestões, directamente para o Autor desta unidade, ou para os abaixo designados.

Gerald Holton
F. James Rutherford
Fletcher G. Watson

Co-Directores do Harvard Project Physics



Corpo da Câmara de Bolhas de 80 polegadas no Laboratório Nacional de Brookhaven sendo descido numa armação para inserção na secção estacionária da câmara de vácuo, visível à esquerda.

Partículas Elementares

ÍNDICE DO TEXTO

Prólogo	1
Capítulo 1 Alguns conceitos básicos e métodos experimentais	
Famílias de partículas	5
Forças entre as partículas	6
Propriedades das partículas	7
Leis de conservação	8
Aceleradores	10
Feixes de partículas	12
Dispositivos de detecção	14
Câmara de bolhas	15
A câmara de bolhas de 80 pol. de Brookhaven	17
Como se utilizam as fotografias de Câmara de Bolhas	20
Capítulo 2 Uma visita guiada através do mundo das partículas	
Introdução	25
Uma espiral de um electrão	26
Dispersão múltipla de prótons	30
Uma estrela de neutrões	34
Produção de pares	37
Produção e declínio de partículas estranhas	40
Uma interacção de mesão k^-	43
Capítulo 3 A história das partículas	
A Situação em 1932	47
O Neutrino	48
O Positrão	51
O Antiprotão	53
O Antineutrão	56
O Mesão Pi	57
O Muão	60
A Simplicidade de 1947	61
Capítulo 4 Início do caos e caos resolvido	
Início do caos	65
Estranheza em Berkeley e o AGS no Laboratório Nacional	65
Aumento do caos: Ressonâncias	68

A situação actual	70
O caminho dos oito ramos	71
A história do omega menos	74
As ressonâncias explicadas	75
Resolvido o caos?	78
Epílogo	80
Experiências de laboratório em Física das Partículas	
Introdução	83
Notas sobre Mecânica Relativista	84
Notas sobre o movimento de uma partícula carregada num campo magnético	86
Notas sobre o uso do Escantilhão de curvaturas	87
Experiência 1, Dispersão Elástica e Leis de Conservação	88
Experiência 2, Conservação da energia	91
Experiência 3, Dispersão Inelástica e Reacções de alta energia	95
Experiência 4, Trabalho de Detective	98
Experiência 5, Declínio de Partículas e Vida Média	104
Apêndice	
Bibliografia e outras fontes	113
Índice analítico	115

Partículas Elementares

PRÓLOGO A física das partículas elementares é um dos domínios mais excitantes da Física actual. Trata-se de um estudo da natureza mais íntima da matéria, uma pesquisa dos elementos de que é construído o mundo físico.

A física das partículas é muitas vezes denominada física das altas energias, porque muitos dos seus fenómenos apenas se observam em partículas de energia muito elevada, igual ou superior a 1000 MeV. São necessárias energias desta ordem para criar a maior parte das novas partículas que queremos estudar, de acordo com a relação de Einstein $E=mc^2$. Para termo de comparação, uma reacção química entre átomos pode envolver 5 eV; o declínio de um núcleo radioactivo pode envolver 1 MeV e a fissão do núcleo de urânio liberta 200 MeV.

O termo «partículas elementares» refere-se às partículas que actualmente não podem ser descritas como compostas de outras. Conhecem-se mais de duzentas, embora muito poucas sejam verdadeiramente estáveis. A maior parte delas decompõe-se espontaneamente em duas ou mais partículas diferentes. É uma situação curiosa — temos partículas que se decompõem em certos produtos, mas não podemos descrevê-las simplesmente como a combinação destes produtos. As partículas mais importantes na matéria ordinária são as que não decaem pela interacção nuclear forte. Há 35 com vida média de 10^{-19} s ou mais; apresentam-se na Tabela 1.1 da pág. 2. Todas as outras partículas conhecidas são muito menos estáveis, decaindo em cerca de 10^{-23} s. São muitas vezes designadas por *ressonâncias* a fim de as distinguir das suas companheiras mais estáveis.

Algumas das partículas elementares — electrões, protões e neutrões — são vossas conhecidas da constituição da matéria.

Os positrões e neutrinos são emitidos pelo núcleo em declíneos radioactivos, e os mesões pi, muões e algumas outras partículas foram observadas pela primeira vez na radiação cósmica. As restantes partículas da lista só foram descobertas com o advento dos aceleradores de altas energias (pelo menos 6 GeV) em 1950. De facto, a pesquisa de tais partículas foi o principal motivo para a construção de aceleradores como o Bevatrão (deriva de BeV; ver nota marginal) da Universidade de Califórnia em Berkeley e o AGS no Laboratório Nacional de Brookhaven.

1 eV = 1 electrão volt, energia adquirida por um simples electrão quando submetido à diferença de potencial de 1 volt.

1 MeV = 1 milhão de electrões volt

1 GeV = 1 giga electrão volt, 1000 milhões de electrões volt

Como 1000 milhões se denomina 1 bilião nos Estados Unidos, utiliza-se por vezes o termo BeV em vez de GeV. Contudo GeV é preferível porque na Grã-Bretanha 1 bilião tem significado diferente do dos Estados Unidos.

Aqui vamos tentar mostrar-lhe algumas das técnicas do físico de partículas e apresentar-lhe algumas das fascinantes descobertas que têm sido feitas desde que as radiações alfa, beta e gama foram baptizadas.

TABELA 1.1. TABELA DAS PARTÍCULAS ELEMENTARES^a

	Símbolo ^c	Massa ^b (MeV)	Spin (Unid. de $h/2\pi$)	Paridade	N.º da família do barião, múon ou electrão	Carga (unidades de $ e $)	Estranheza	Vida média (segundo)
Família do fóton								
Fóton	γ	0	1	-	0	0	0	Estável
Família do electrão								
Electrão	e^-	0,5	$\frac{1}{2}$	+1	-1	0	0	Estável
Positrão	e^+	0,5	$\frac{1}{2}$	-1	+1	0	0	Estável
Neutrino do electrão	ν_e	0	$\frac{1}{2}$	+1	0	0	0	Estável
Antineutrino do electrão	$\bar{\nu}_e$	0	$\frac{1}{2}$	-1	0	0	0	Estável
Família do múon								
Mu menos	μ^-	106	$\frac{1}{2}$	+1	-1	0	0	$2,2 \times 10^{-6}$
Mu mais	μ^+	106	$\frac{1}{2}$	-1	+1	0	0	$2,2 \times 10^{-6}$
Neutrino do múon	ν_μ	0	$\frac{1}{2}$	+1	0	0	0	Estável
Antineutrino do múon	$\bar{\nu}_\mu$	0	$\frac{1}{2}$	-1	0	0	0	Estável
Família do mesão								
Pi zero	π^0	135	0	-	0	0	0	$0,8 \times 10^{-16}$
Pi mais	π^+	140	0	-	+1	0	0	$2,6 \times 10^{-8}$
Pi menos	π^-	140	0	-	-1	0	0	$2,6 \times 10^{-8}$
Capa mais	K^+	494	0	-	+1	+1	0	$1,2 \times 10^{-8}$
Capa menos	K^-	494	0	-	-1	-1	0	$1,2 \times 10^{-8}$
Capa zero	K^0	498	0	-	0	+1	0	$0,9 \times 10^{-10}$ ^d
Anticapa zero	\bar{K}^0	498	0	-	0	-1	0	$5,4 \times 10^{-8}$ ^d
Eta	η^0	549	0	-	0	0	0	2×10^{-19}

^a Adaptado do «Particle Data Group», Physics Letters, Agosto 1970. Esta lista inclui só partículas de vida média de pelo menos 10^{-19} s.

^b A «massa» apresentada corresponde ao valor de mc^2 em MeV, isto é, a energia em repouso.

^c O traço sobre um símbolo indica uma «antipartícula», que é o mesmo que a

correspondente «partícula», excepto no valor simétrico do número de família, carga e estranheza.

^d Um feixe de mesões K^0 ou \bar{K}^0 apresenta duas vidas médias diferentes: metade decai com vida média curta e a outra metade com uma mais longa.

^e Observada pela primeira vez na Universidade de Califórnia, Berkeley, Dezembro de 1970.

Família do barião	Símbolo ^c	Massa ^b (MeV)	Spin (Unid. de $h/2\pi$)	Paridade	N.º da família do barião, muão ou electrão	Carga (Unidades de $ e $)	Estranheza	Vida média (segundo)
Protão	p	938	$\frac{1}{2}$	+	+1	+1	0	Estável
Antiprotão	\bar{p}	938	$\frac{1}{2}$	+	-1	-1	0	Estável
Neutrão	n	940	$\frac{1}{2}$	+	+1	0	0	10^3
Antineutrão	\bar{n}	940	$\frac{1}{2}$	+	-1	0	0	10^3
Lambda	Λ	1116	$\frac{1}{2}$	+	+1	0	-1	$2,5 \times 10^{-10}$
Antilambda	$\bar{\Lambda}$	1116	$\frac{1}{2}$	+	-1	0	+1	$2,5 \times 10^{-10}$
Sigma mais	Σ^+	1189	$\frac{1}{2}$	+	+1	+1	-1	$0,8 \times 10^{-10}$
Antisigma, menos	$\bar{\Sigma}^-$	1189	$\frac{1}{2}$	+	-1	-1	+1	$0,8 \times 10^{-10}$
Sigma zero	Σ^0	1192	$\frac{1}{2}$	+	+1	0	-1	10^{-14}
Antisigma, zero	$\bar{\Sigma}^0$	1192	$\frac{1}{2}$	+	-1	0	+1	10^{-14}
Sigma menos	Σ^-	1197	$\frac{1}{2}$	+	+1	-1	-1	$1,5 \times 10^{-10}$
Antisigma, mais	$\bar{\Sigma}^+$	1197	$\frac{1}{2}$	+	-1	+1	+1	$1,5 \times 10^{-10}$
Qui zero	Ξ^0	1315	$\frac{1}{2}$	+	+1	0	-2	3×10^{-10}
Antiqui zero	$\bar{\Xi}^0$	1315	$\frac{1}{2}$	+	-1	0	+2	3×10^{-10}
Qui menos	Ξ^-	1321	$\frac{1}{2}$	+	+1	-1	-2	$1,7 \times 10^{-10}$
Antiqui, mais	$\bar{\Xi}^+$	1321	$\frac{1}{2}$	+	-1	+1	+2	$1,7 \times 10^{-10}$
Omega menos	Ω^-	1673	$\frac{1}{2}$	+	+1	-1	-3	$1,3 \times 10^{-10}$
Antiomega, mais ^e	$\bar{\Omega}^+$	1673	$\frac{1}{2}$	+	-1	+1	+3	$1,3 \times 10^{-10}$

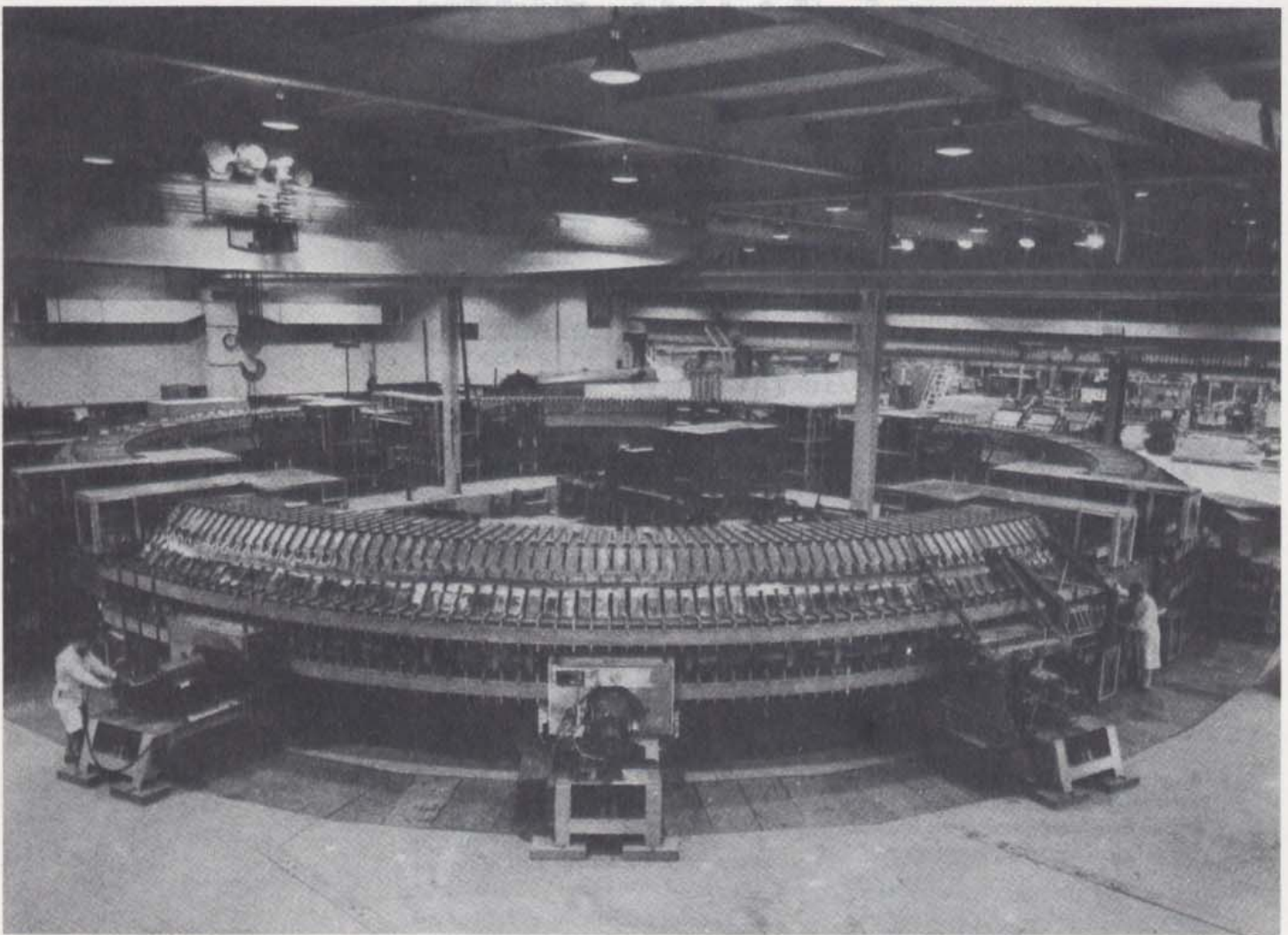
- 1.1 Famílias de Partículas
- 1.2 Forças entre as Partículas
- 1.3 Propriedades das Partículas
- 1.4 Lei de conservação
- 1.5 Aceleradores
- 1.6 Tipos de partículas
- 1.7 Dispositivos de deteção
- 1.8 Câmaras de bolhas
- 1.9 A câmara de bolhas de 80 pol. de diâmetro
- 1.10 Como se utilizam as fotografias de Câmara de Bolhas

O Conselho do Laboratório Nacional de Física de Partículas de Lisboa agradece a todos os colaboradores que fizeram possível a realização deste trabalho, e em particular ao Sr. Dr. J. J. Soares por ter feito algumas alterações na forma de impressão.

Aqui vamos tentar mostrar-lhe algumas das técnicas do estudo de partículas e apresentar-lhe algumas das fascinantes descobertas que têm sido feitas desde que as radiações alfa, beta e gama foram descobertas.

1.1	Famílias de Partículas	5
1.2	Forças entre as Partículas	6
1.3	Propriedades das Partículas	7
1.4	Leis de conservação	8
1.5	Aceleradores	10
1.6	Feixes de partículas	12
1.7	Dispositivos de detecção	14
1.8	Câmara de Bolhas	15
1.9	A câmara de bolhas de 80 pol. de Brookhaven	17
1.10	Como se utilizam as fotografias da Câmara de Bolhas	20

TABELA 1.1. TABELA DAS PARTICULAS ELEMENTARES



O Cosmotrão no Laboratório Nacional de Brookhaven

CAPÍTULO UM

Alguns conceitos básicos e métodos experimentais

Neste primeiro capítulo vamos introduzir as ideias básicas da física das partículas, bem como as principais técnicas experimentais utilizadas neste domínio. A nossa finalidade é fornecer uma base útil para um estudo mais detalhado que sai fora do nosso âmbito.

1.1 Famílias de Partículas

O Quadro 1.1 apresenta as 35 partículas elementares mais estáveis. Pode ver-se que estas partículas foram agrupadas em famílias: a família do fóton, a do electrão, a do muão, a do mesão e a do barião. É importante a família a que a partícula pertence, porque ela é determinada por algumas das propriedades básicas das partículas: as suas *interacções* e o seu *spin*. Estas propriedades serão analisadas nas Secções 1.2 e 1.3.

A família do barião inclui todas as partículas que participam na interacção forte (Secção 1.2) e que tem por *spin* um número ímpar de meias unidades ($1/2, 3/2, \dots$). As famílias do muão e do electrão incluem todas as partículas que não participam na interacção forte e que têm um número ímpar de meias unidades de *spin*.

A família do mesão inclui todas as partículas que participam na interacção forte e tem *spin* inteiro ($0, 1, \dots$). O fóton é a única partícula até hoje observada que tem *spin* inteiro, mas não participa na interacção forte, por isso constitui uma família à parte.

Dois dos nomes de famílias derivam originalmente do grego: «barys» significa pesado, e barião é o nome dado às partículas que são pelo menos tão pesadas como o protão, enquanto «meso» significa médio e o nome mesão aplica-se a partículas de massa intermédia entre o protão e o muão. Cada uma das outras famílias é designada por um dos seus membros importantes.

À medida que se tem aprendido mais sobre as partículas elementares, têm-se feito algumas alterações na forma de as classificar. Por exemplo, certas partículas descobertas recentemente são mais pesadas do

Conhecimentos observam-se estados ligados para a interacção mais fraca de todas, a interacção gravitacional. Contudo, estas não são estados que envolvam apenas duas partículas elementares, mas sim estados ligados que envolvem agrupados próximos de partículas como o protão e o neutrão. O domínio da interacção fraca é dominado, em parte, por interacções de forma isoscalar nos corpos nucleares.

$$m = 1.67 \times 10^{-27} \text{ kg m/e}$$

que os prótons, mas comportam-se noutros aspectos como os mesões, de modo que se lhes chama mesões, apesar da sua massa. Também o múon era inicialmente considerado um dos mesões, mas verificou-se ter um comportamento diferente dos outros membros desta família e atribuiu-se-lhe uma família própria.

1.1	Famílias de Partículas
1.2	Forças entre as Partículas
1.3	Propriedades das Partículas
1.4	Lei de conservação
1.5	Acelerações
1.6	Faixas de partículas
1.7	Dispositivos de detecção
1.8	Câmaras de Bolhas
1.9	A câmara de bolhas de 20 pol.
1.10	Como se utilizam as fotografias

1.2 Forças entre as Partículas

As forças podem realizar muitas coisas: podem manter partículas juntas de modo a formar um sistema composto estável, podem fazer com que uma partícula expulse outra numa experiência de dispersão, e podem provocar o declínio de uma partícula instável noutras duas ou mais partículas diferentes. Contudo, tanto quanto sabemos, há apenas quatro tipos fundamentais de forças na natureza, e o único processo de uma partícula poder influenciar outra é por meio de uma destas forças, ou interações, como são muitas vezes designadas. Duas das forças básicas são já por demais conhecidas: as forças *gravitacional* e *electromagnética*. Uma outra, a *interacção forte*, é a força de curto raio de acção que mantém o núcleo ligado, como foi discutido na Unidade 6, Secção 24.7. A quarta força, a *interacção fraca*, é provavelmente nova. Nem todas as partículas experimentam todas estas forças. As partículas da família do fóton, electrão ou múon, não participam na interacção forte. Os fótons não participam na interacção fraca, enquanto os mesões o fazem, mas apenas de forma indirecta. Fora disso, todas as partículas podem produzir e ser actuadas por qualquer destas quatro forças básicas. Para compreender as partículas elementares é essencial compreender estas forças.

Vamos fazer uma pequena introdução a estas quatro forças, pela ordem crescente da sua intensidade. Como medida da sua intensidade relativa usaremos o tempo médio que leva uma partícula elementar a decair em produtos mais leves por meio de cada força. Quanto maior a força, mais curto será o tempo.

A *interacção gravitacional* é muito importante no nosso mundo diário, porque os objectos vulgares contêm um enorme número de partículas elementares. Efectivamente, a força gravitacional entre partículas individuais é tão fraca que é completamente inobservável nas reacções de física das partículas. Uma partícula levaria cerca de 10^{48} anos (10^{55} s) a decair devido à interacção gravitacional.

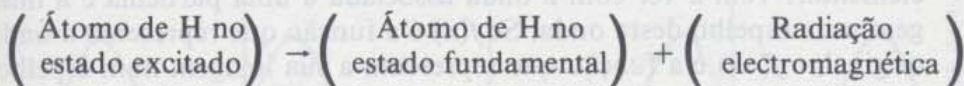
A *interacção fraca* é responsável pelo declínio beta, o processo pelo qual os núcleos radioactivos emitem electrões, bem como pelo declínio de muitas partículas elementares. Quando o declínio de uma partícula é devido a interacção fraca, demora cerca de 10^{-10} s.

A *interacção electromagnética*, da qual a força (eléctrica) de Coulomb é um exemplo, liga os electrões ao núcleo para formar átomos e moléculas, e liga as moléculas entre si para formar sólidos. Esta interacção é também responsável pela emissão de luz por átomos excitados, à medida que eles se desexcitam para o seu estado normal ou «fundamental». Em física de partículas elementares, um declínio electromagnético pode demorar à volta de 10^{-16} s.

A *interacção forte* é a força que mantém um núcleo unido, apesar da repulsão eléctrica entre os seus prótons. Devido à sua intensidade os seus efeitos são dominantes quando está presente. As partículas mais instáveis de que temos conhecimento denominam-se ressonâncias, e decaem por interacção forte no tempo médio muito curto de 10^{-23} s. À primeira vista, parece muito estranho que as mesmas forças, que mantêm duas partículas ligadas numa situação, provoquem o declínio de um sistema instável noutra situação. Para explicar como isto acontece, precisamos fazer uma pequena digressão e introduzir um pouco de teoria dos campos, utilizando como exemplo a força electromagnética.

É familiar a noção de que as partículas carregadas produzem um campo electromagnético e que esse campo produz forças noutras partículas carregadas. Assim, um átomo de hidrogénio contendo cargas internas pode produzir um campo electromagnético, e este campo atrai outro átomo de hidrogénio. Os dois átomos podem manter-se ligados numa molécula de hidrogénio por forças electromagnéticas.

Por outro lado, se este mesmo átomo de hidrogénio é produzido num estado excitado de energia pode sofrer declínio electromagnético, emitindo luz e voltando ao seu estado fundamental. Neste caso, o átomo de hidrogénio produz um campo electromagnético (a luz) que fica completamente desligado do átomo e se propaga ao longe. Assim temos o declínio de uma «partícula» instável, o átomo excitado de hidrogénio, devido a forças electromagnéticas



A situação é semelhante para as outras interacções atrás mencionadas, embora a interacção fraca seja demasiado fraca para produzir estados ligados observáveis. O mecanismo pelo qual estas forças básicas actuam é discutido mais tarde na secção 3.6 desta unidade.

1.3 Propriedades das Partículas

As partículas elementares são geralmente identificadas pelas propriedades bem conhecidas de *massa* e *carga*. É costume exprimir a massa das partículas elementares em MeV, embora a quantidade realmente expressa nessas unidades seja a energia equivalente à massa, de acordo com a relação usual $E=mc^2$. A carga de uma partícula é a sua carga eléctrica, e a unidade de carga é o valor da carga do electrão. As partículas têm geralmente carga de 0, +1, ou -1, embora também tenham sido encontradas partículas com cargas de +2 e -2.

As partículas podem também ter *spin*, momento angular interno, semelhante ao que a terra tem, devido à sua rotação em torno do próprio eixo. Embora as partículas não sejam propriamente pequenas esferas em rotação, cada partícula tem um valor particular de *spin* invariável, característico do tipo de partícula. Podemos lembrar que no átomo de hidrogénio o momento angular é quantificado, podendo tomar

Curiosamente, observam-se estados ligados para a interacção mais fraca de todas, a interacção gravitacional. Contudo estes não são estados que envolvam apenas duas partículas elementares, mas são antes estados que envolvem agregados enormes de partículas, como a própria terra. O domínio da interacção fraca é demasiado curto para ser significativo de forma idêntica nos corpos macroscópicos.

$$h = 6.63 \times 10^{-34} \text{ J s ou kg m}^2/\text{s}$$

O número de família do barião geralmente reduz-se apenas a número de barião.

apenas valores inteiros múltiplos de uma unidade fundamental igual a $h/2\pi$, onde h é a constante de Planck. Daí, que as partículas possam ter, nestas unidades, o *spin* igual a um inteiro, semi-inteiro ou zero.

Cada uma das partículas com *spin* semi-inteiro tem a propriedade especial de que um produto de qualquer reacção em que ela participe é sempre uma partícula pertencente à mesma família da partícula original. Foi decidido pelos físicos atribuir a uma partícula com esta propriedade um *número de família* correspondente à família a que pertence. Os outros números de família são considerados nulos. Apenas as partículas da família do electrão tem um *número de família do electrão* não-nulo, apenas as partículas da família do muão tem o *número de família do muão* não nulo, e apenas as partículas da família do barião tem um *número de família do barião* não nulo. Os fótons e os mesões não tem qualquer número de família. Os físicos descrevem esta propriedade especial acima indicada dizendo que os números de família *se conservam* em qualquer reacção física. O significado da conservação do número de família será discutido na Secção 2.4 e 3.7.

A *vida média* de uma partícula instável é perfeitamente análoga à vida média de um núcleo radioactivo. É simplesmente o tempo médio de existência de uma partícula de determinado tipo antes de decair.

A *estranheza* é uma nova propriedade que será discutida em pormenor nas Secções 2.6 e 4.2.

A *paridade* é outra propriedade interna, que para os nossos fins é apenas mais uma característica que permite identificar uma partícula elementar. Tem a ver com a onda associada a uma partícula e a imagem num espelho desta onda. Se $f(x)$ é a função que representa a onda original, e $f(-x)$ é a função que representa a sua imagem num espelho, $f(-x) = f(x)$ se a paridade é positiva mas $f(-x) = -f(x)$ se a paridade é negativa. As partículas podem ter paridade positiva ou negativa.

Para dar uma ideia geral do que isto significa, vamos descrever a paridade numa situação clássica: a vibração da corda de um violino. As espécies mais simples de ondas estacionárias possíveis têm paridade positiva ou negativa, como se mostra na Fig. 1.1. Se a paridade é positiva, a onda estacionária e a sua imagem no espelho são idênticas, mas se a paridade é negativa, a imagem no espelho está para cima quando a onda original está para baixo e vice-versa. Assim a paridade positiva aplica-se a ondas simétricas, enquanto a paridade negativa se aplica a ondas anti-simétricas.

1.4 Leis de Conservação

Talvez as leis mais importantes no mundo da física, e certamente as mais importantes na física das partículas, são as leis de conservação. Quase tudo o que vamos tratar neste livro baseia-se numa ou em várias leis de conservação. Diz-se que uma quantidade física se conserva se o seu valor, para um sistema fechado, não muda, apesar das variações internas no sistema, desde que não haja influência externa. Por exemplo, numa reacção envolvendo partículas carregadas, as partículas finais podem ser muito diferentes das iniciais, mas a carga total de todos os produtos resultantes deve ser igual à carga total das partículas que entraram na reacção.

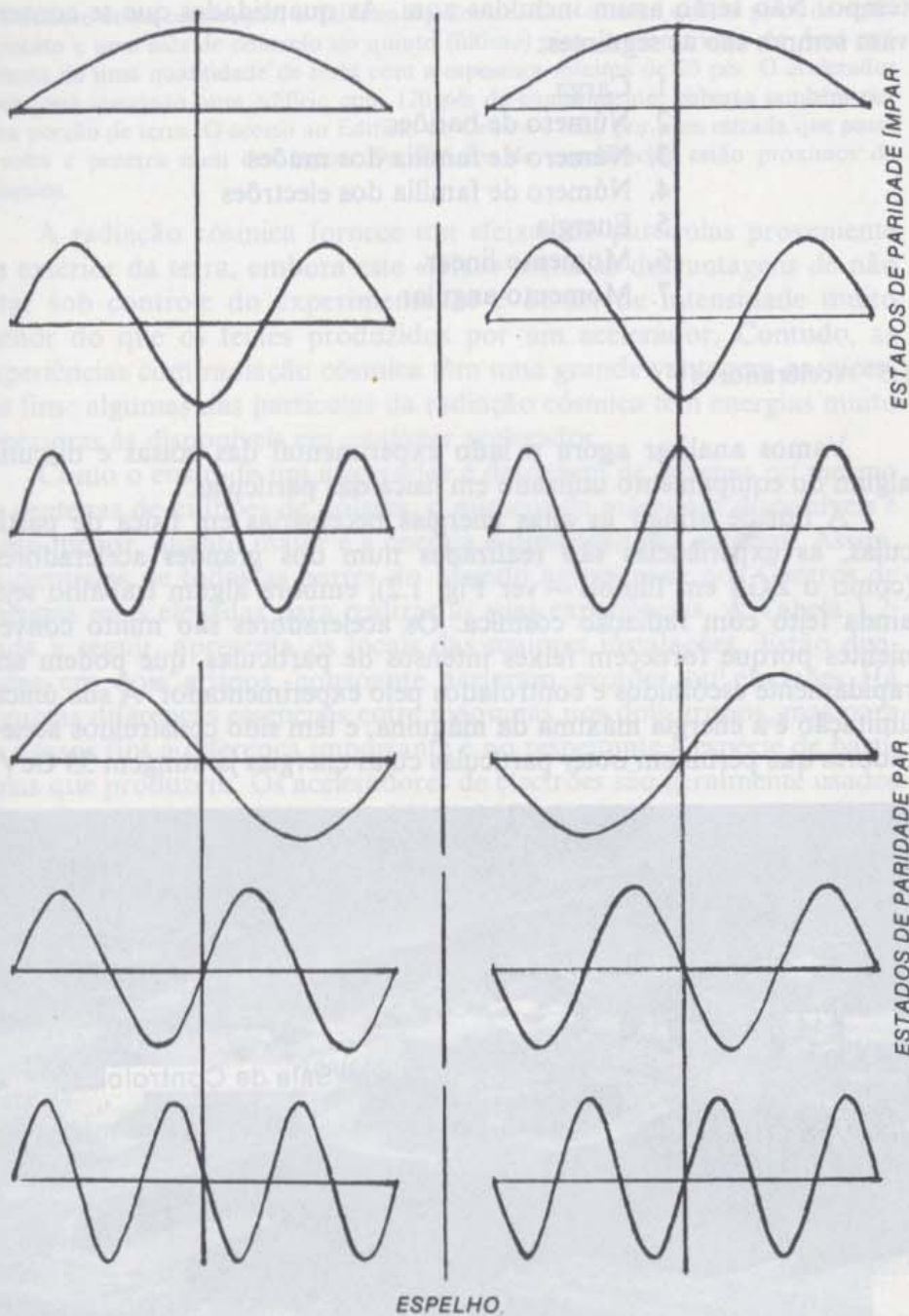


Fig. 1.1 Ondas na corda de um violino. Para a paridade positiva, a onda e a sua imagem no espelho são idênticas. Com paridade negativa, as ondas têm uma imagem no espelho com deslocamentos positivos e negativos trocados.

Assim, para uma quantidade que se conserva, se somarmos os valores para todas as partículas num sistema fechado antes de qualquer reacção, e os somarmos novamente após a reacção, obteremos uma soma invariável. Há sete destas quantidades conhecidas: quatro referem-se apenas a propriedades internas das próprias partículas, enquanto as outras três têm a ver com o seu movimento exterior. Há assim sete leis de conservação que são absolutas: mantêm-se, sem qualquer excepção conhecida. Há outras «leis de conservação» utilizadas em Física, mas não são absolutas, visto que se mantêm apenas parte do

tempo. Não serão assim incluídas aqui. As quantidades que se conservam sempre são as seguintes:

1. Carga
2. Número de bariões
3. Número de família dos muões
4. Número de família dos electrões
5. Energia
6. Momento linear
7. Momento angular

1.5 Aceleradores

Vamos analisar agora o lado experimental das coisas e discutir algum do equipamento utilizado em física das partículas.

A fim de atingir as altas energias necessárias em física de partículas, as experiências são realizadas num dos grandes aceleradores (como o ZGS em Illinois — ver Fig. 1.2), embora algum trabalho seja ainda feito com radiação cósmica. Os aceleradores são muito convenientes porque fornecem feixes intensos de partículas, que podem ser rapidamente escolhidos e controlados pelo experimentador. A sua única limitação é a energia máxima da máquina, e têm sido construídos aceleradores que permitem obter partículas cujas energias já atingem 33 GeV.

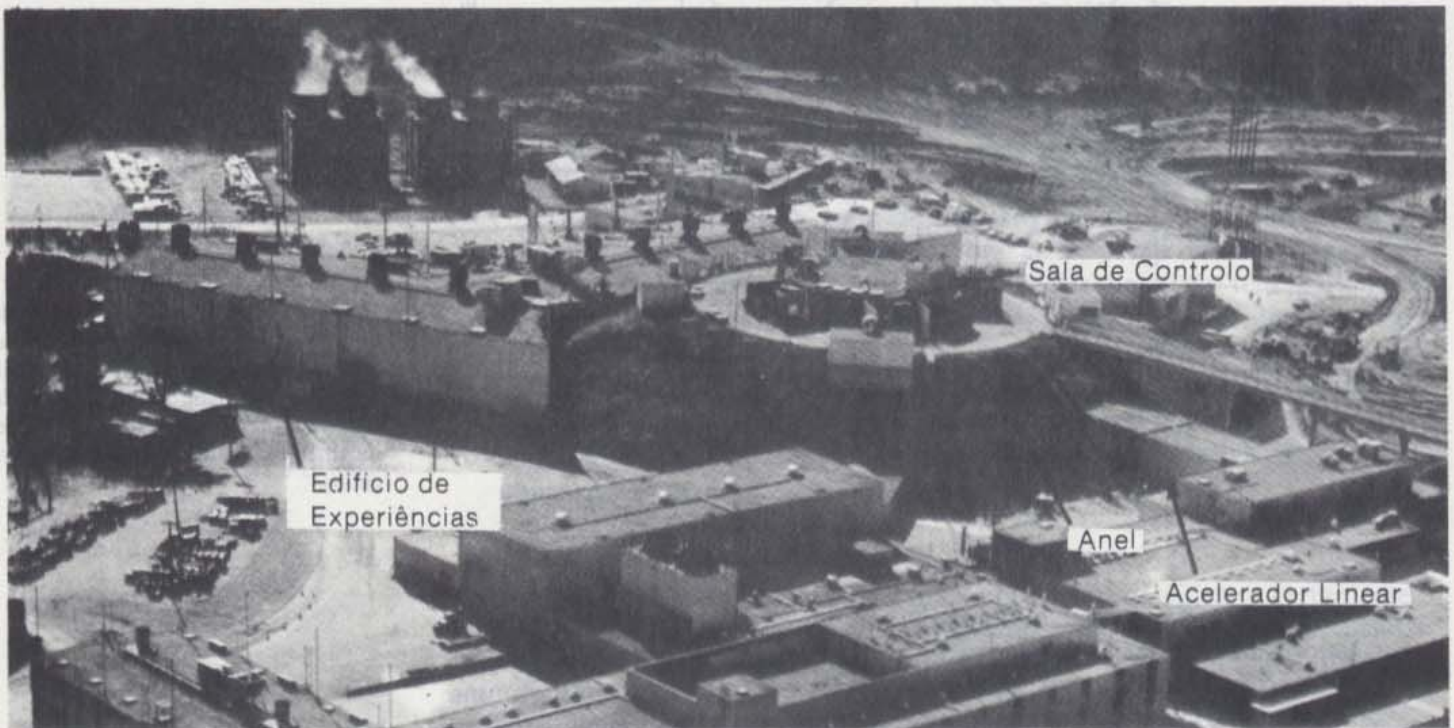


Fig. 1.2 Vista aérea do Síncrotrão de Gradiente Zero (ZGS) no Laboratório Nacional de Argone, Illinois

O próprio síncrotrão está instalado numa construção em forma de anel, tendo aproximadamente 30 pés quadrados de secção e 200 pés de diâmetro. No centro deste «don-

nut», existe outra construção, o Edifício do Centro. Este contém quatro pisos de equipamento e uma sala de controlo no quinto (último) piso. A Construção do Anel está coberta de uma quantidade de terra com a espessura mínima de 20 pés. O acelerador linear está instalado num edifício com 120 pés de comprimento, coberto também por uma porção de terra. O acesso ao Edifício do Centro é feito por uma estrada que passa à volta e penetra num dos lados. Os edifícios de experiências estão próximos da máquina.

A radiação cósmica fornece um «feixe» de partículas proveniente do exterior da terra, embora este «feixe» tenha as desvantagens de não estar sob controlo do experimentador e de ser de intensidade muito menor do que os feixes produzidos por um acelerador. Contudo, as experiências com radiação cósmica têm uma grande vantagem para certos fins: algumas das partículas da radiação cósmica têm energias muito superiores às disponíveis em qualquer acelerador.

Como o custo de um acelerador é da ordem de dezenas ou mesmo de centenas de milhões de dólares, o número de máquinas disponíveis é tanto menor, quanto maior é a energia e dimensão das mesmas. Assim, os cientistas de todas as partes do Mundo agrupam-se nos Centros de energias mais elevadas para realizar as suas experiências. A Tabela 1.2, dada a seguir, apresenta os locais das maiores instalações. Estão divididas em dois grupos, consoante aceleram protões ou electrões. Há algumas diferenças essenciais entre máquinas nos dois grupos, mas para os nossos fins a diferença importante é no respeitante à espécie de partículas que produzem. Os aceleradores de electrões são geralmente usados como fontes de electrões ou de feixes de fotões, enquanto os aceleradores de protões são usados para produzir feixes de protões, mesões, ou antiprotões, entre outros.

TABELA 1.2 PRINCIPAIS ACELERADORES PARA FÍSICA DE PARTÍCULAS

<i>Aceleradores de Protões</i>		
<i>Data de Acabamento</i>	<i>Nome e Localização</i>	<i>Energia (GeV)</i>
1952 (retirado recentemente)	Cosmotrão, Brookhaven National Laboratory, Long Island, New York, E.U.A.	3
1954	Bevatrão, Lawrence Radiation Laboratory, Berkeley, Califórnia, E.U.A.	6,2
1960	Sincrotão de Protões (PS), Centre Européen de Recherche Nucléaire (CERN), Geneve, Suíça	28
1961	Sincrotrão de Gradiente Alternado (AGS), Brookhaven, Long Island, New York, E.U.A.	33
1963	Nimrod, Rutherford Laboratory, Harwell, Inglaterra	7
1963	Sincrotrão de Gradiente Zero (ZGS), Argonne National Laboratory, Illinois, E.U.A.	12,5
1967	Sincrotrão, Serpukhov, U.R.S.S.	70
1972	Sincrotrão, Batavia, Illinois, E.U.A.	500
1975	Sincrotrão, Collaboration Européenne (CERN II), Geneve, Suíça	300

Aceleradores de electrões

Data de Acabamento	Nome e Localização	Energia (GeV)
1960	Mark III, Stanford University, Stanford Califórnia, E.U.A.	1
1961	Acelerador Linear, Orsay, França	2
1962	Acelerador de Electrões de Cambridge (CEA), Cambridge, Massachusetts, E.U.A.	6
1964	Sincrotrão de Electrões Alemão (DESY) Hamburgo, Alemanha	6
1966	Acelerador linear de 2 milhas de Stanford (SLAC), Stanford, Califórnia, E.U.A.	20
1967	Sincrotrão de electrões, Yerevan, Armenia, U.R.S.S.	6

Vamos discutir o funcionamento do ZGS como exemplo típico de um acelerador de protões. Embora os aceleradores de electrões sejam semelhantes em princípio, muitos deles são construídos com configuração mais linear que circular. Basicamente, o ZGS consiste num tubo longo, oco, encurvado na forma de um anel de 200 pés de diâmetro. O feixe de protões percorre o tubo, mantido numa órbita circular por um campo magnético fornecido por oito grandes imans colocados ao longo da circunferência do anel. Em cada volta, os protões passam através de três cavidades aceleradoras com uma queda de tensão de 20 000 volts em cada, de modo que um protão ganha uma energia de 60 000 electrão volt em cada volta no anel. É claro que à medida que a velocidade do protão aumenta, o campo magnético é também aumentado a fim de manter o feixe no mesmo círculo.

Os protões são obtidos ionizando hidrogénio numa descarga eléctrica, muito mais que numa lâmpada de neon. Então são acelerados a 50 MeV num acelerador linear («linac»), que consiste em 124 aceleradores eléctricos em linha. Em cada 4 segundos um iman «inflexor» é pulsado a fim de guiar um feixe de protões desde a extremidade do «linac» através de uma janela de metal fina, para o anel principal, onde permanecem durante cerca de 200 000 revoluções, até atingirem a energia completa. Isto leva cerca de 0,2 segundos, durante os quais percorrem 30 000 milhas — maior que a distância à volta do Mundo! Nesta altura há cerca de 10^{-12} protões, cada um com a energia de 12,5 GeV, no feixe que circula no interior do acelerador.

1.6 Feixes de Partículas

Uma vez que os protões ou electrões atingem a sua energia mais elevada no interior do acelerador, podem ser introduzidos na área experimental associada com o acelerador, como um feixe para uso numa experiência. Se se deseja um feixe com uma espécie diferente de partículas, produz-se como um feixe secundário. Para isso introduz-se rapidamente no feixe do acelerador um pedaço de metal, chamado alvo, e

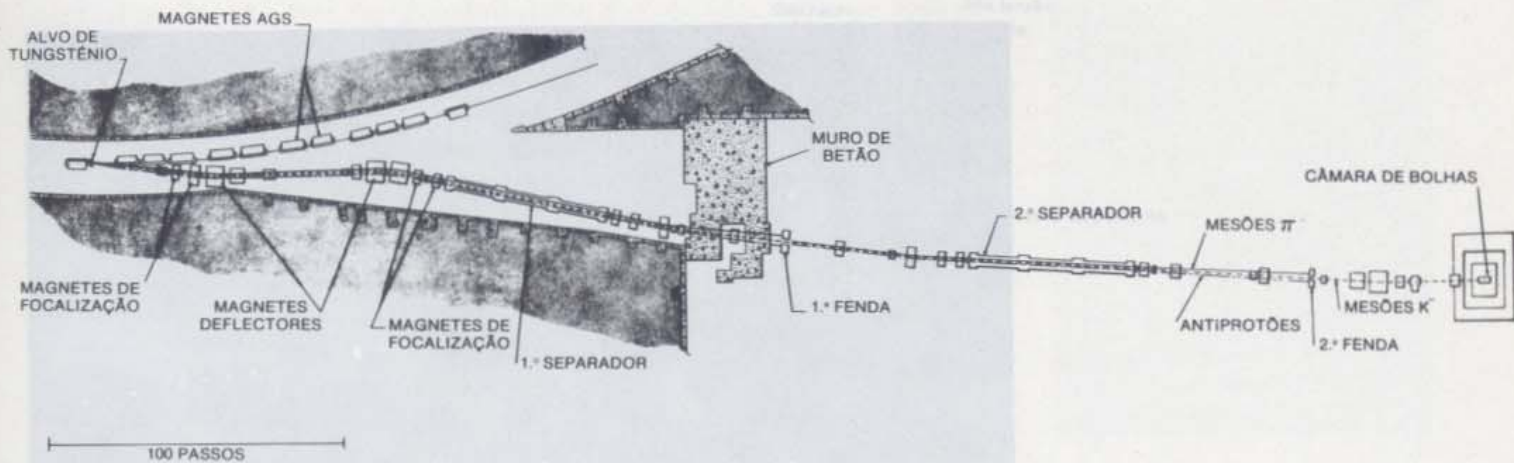
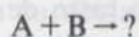


Fig. 1.3 Um feixe secundário de mesões K^- de 5 GeV é produzido num acelerador de prótons. Após aceleração, o feixe interno de prótons embate num alvo de tungsténio (esquerda). Magnetos de focalização reúnem as partículas secundárias do alvo; magnetos de deflexão enviam as partículas com o momento desejado para o separador electrostático; o separador desvia as partículas de acordo com a sua massa e focaliza as partículas numa fenda ($1 \times 0,05''$) que bloqueia a maioria das partículas indesejadas. Este processo é repetido num segundo separador e fenda. Antes da separação, a razão de mesões K^- para mesões π^- para antiprótons é 10 para 800 para 10. À medida que o feixe entra na câmara de bolhas após dois estágios de separação, a razão passou a ser 10 para 1 para 0.

produzem-se numerosas partículas de diferentes espécies nas colisões nucleares resultantes. Então, a espécie de partícula pretendida, com a energia desejada, deve ser seleccionada de entre todas as outras que foram produzidas no alvo. Esta selecção é realizada por meio de imans e separadores electrostáticos (Fig. 1.3) de forma semelhante à que se usam prismas e lentes para seleccionar um feixe luminoso de um dado c.d.o. a partir do espectro completo emitido por uma lâmpada. O feixe primário extraído, ou o feixe secundário, é então enviado em tubos com vácuo para a área experimental. O que embate no alvo final é um pequeno feixe de partículas do mesmo tipo, massa e energia.

Isto conduz à questão de como são utilizadas experimentalmente as partículas uma vez obtido o feixe. A experiência típica consiste em estudar a colisão ou dispersão que tem lugar quando uma partícula A do feixe embate numa partícula B do alvo. Em forma de equação podemos escrever



Há muitas possibilidades nesta situação, incluindo a de saírem da reacção partículas inteiramente novas. A partícula alvo é geralmente um próton ou um neutrão, e estes estão comodamente disponíveis na matéria ordinária. As partículas do feixe são escolhidas à vontade pelo experimenter de entre as que não são demasiado raras e que podem viver tempo suficiente para se deslocarem ao longo do aparelho sem decair. Alguns dos produtos da reacção podem ter velocidades baixas mesmo com um feixe incidente de alta energia.

Isto é muito semelhante à dispersão de partículas alfa pelo núcleo atómico (dispersão de Rutherford) que estudaram na Unidade 6, embora nesse caso nem a partícula incidente nem a partícula alvo sejam partículas elementares no nosso sentido do termo.

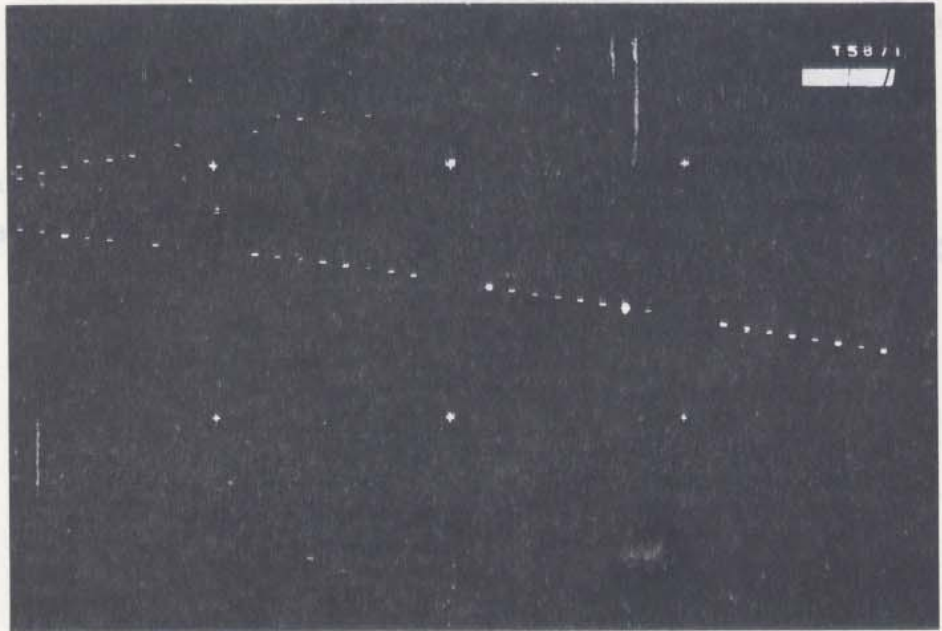


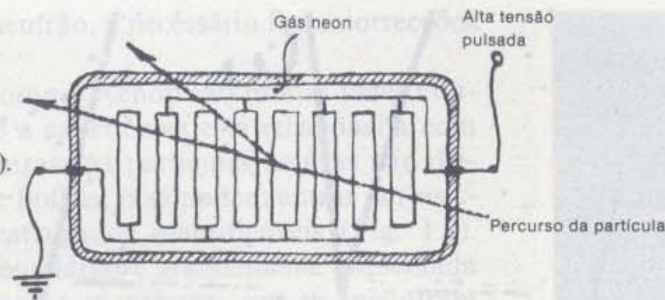
Fig. 1.4 Fotografia de traços de partículas na câmara de faíscas. O traço longo e direito é o de um muão criado por um neutrino incidente. Vê-se um outro traço entrando da esquerda. É provavelmente um raio gama.

1.7 Dispositivos de detecção

Há várias maneiras de observar as partículas finais produzidas numa experiência de dispersão. São frequentemente usados instrumentos como contadores Geiger e contadores de cintilação, sozinhos ou com outras espécies de detectores. Há também várias espécies de dispositivos visuais que podem registar em pormenor os traços deixados pelas partículas em estudo. O primeiro destes detectores visuais foi a câmara de Wilson, utilizada desde 1912. Actualmente a maior parte do trabalho é feito com câmara de bolhas ou com câmara de faísca. Os três dispositivos baseiam-se no facto de que as partículas carregadas podem produzir iões arrancando electrões de átomos. Assim ao passar através de qualquer destas câmaras, cada partícula deixa um rasto de iões ao longo do seu percurso. O passo seguinte é formar por algum processo um traço visível ao longo do rasto de iões e fotografar este traço de forma a obter um registo permanente do percurso da partícula.

Uma câmara de faísca é um tanque cheio com um gás como neon e contendo uma série de placas metálicas com espaçadores isolantes entre elas. Pode aplicar-se uma alta tensão entre placas adjacentes de modo que a passagem da partícula carregada provoque o salto de uma faísca ao longo do rasto de iões deixados em cada intervalo (Fig. 1.4). Colocam-se contadores à volta da câmara e apenas se aplica a alta tensão e se fotografa a câmara quando tem lugar uma sequência desejada de acontecimentos. Por exemplo, os contadores podem pôr a câmara em funcionamento se, e apenas se, entra uma partícula e saem

Fig. 1.5 Câmara de faísca (esquemático).



duas da câmara com um intervalo de tempo muito curto. A maior vantagem das câmaras de faísca sobre as câmaras de bolhas e câmaras de nevoeiro é a sua capacidade de serem comandadas apenas quando há evidência de que algo interessante aconteceu. A sua maior desvantagem é que a linha de faíscas deixada ao longo do percurso da partícula é demasiado larga e permite apenas uma precisão moderada na medição da direcção e curvatura do percurso. A Fig. 1.4 é uma fotografia de um acontecimento numa câmara de faísca.

Como vamos usar consideravelmente fotografias de câmaras de bolhas nas nossas discussões, as próximas secções descrevem a câmara de bolhas em maior detalhe.

1.8 Câmara de bolhas

A câmara de bolhas foi inventada em 1952 por Donald A. Glaser na Universidade de Michigan, declaradamente a partir de uma ideia que ele concebeu enquanto contemplava as bolhas que se formavam num copo de cerveja. No caso da cerveja (sem intenção de trocadilhos) a formação de bolhas é incontrolada, mas é possível criar outra situação onde as bolhas aparecem apenas nos locais desejados.

Basicamente, uma câmara de bolhas é justamente um tanque contendo um líquido superaquecido — isto é, um líquido próximo da ebulição, mas que ainda não começou a ferver. Onde se formarão as primeiras bolhas? Geralmente formar-se-ão próximo de qualquer heterogeneidade tal como uma aresta viva na parede da câmara ou um grão de poeira no líquido. Tal heterogeneidade poderia ser um átomo ionizado. Notámos que, quando uma partícula carregada e veloz passa através de um dispositivo semelhante a uma câmara de bolhas, produz-se uma fila de iões ao longo do trajecto da partícula na câmara. Estes iões são as sementes à volta das quais as bolhas crescem quando o líquido entra em ebulição. Se pudermos fotografar esta fila de bolhas antes que estas se desloquem do local onde se formaram (ou seja num intervalo de um milésimo de segundo após o feixe ter atravessado a câmara), poderemos ter um registo da trajectória exacta de cada partícula carregada que atravessou a câmara.

Após um feixe ter atravessado a câmara e terem sido fotografados os resultados, é necessário remover todas as bolhas e elevar o líquido à sua condição de superaquecimento. Isto consegue-se aplicando primeiro

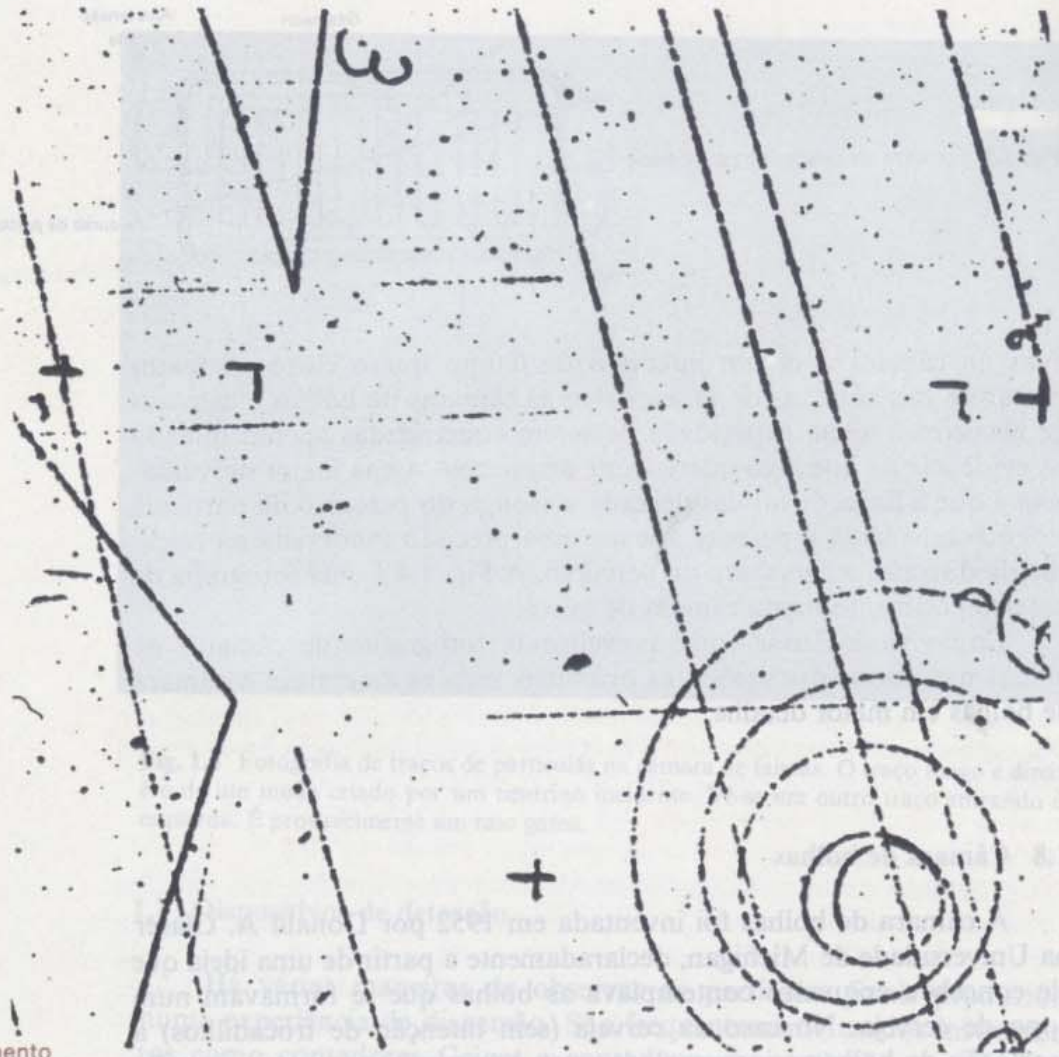


Fig. 1.6 Traços numa câmara de bolhas.

A ionização diminui com o aumento da velocidade da partícula até atingir uma ionização mínima. Isto é devido a que uma partícula rápida tem menos tempo de actuar com um átomo do que uma mais lenta. Assim um traço com baixa densidade de bolhas implica uma partícula com elevada velocidade, enquanto um traço denso é deixado por uma partícula de baixa velocidade.

Um líquido superaquecido não está necessariamente quente — a sua temperatura é precisamente o ponto de ebulição dessa substância particular à pressão reinante. À pressão de 30 libras por polegada quadrada, o hidrogénio está superaquecido a -412°F .

pressão ao líquido até que as bolhas desapareçam, e então, precisamente quando o próximo feixe está prestes a chegar à câmara, descomprimindo para que o líquido se torne superaquecido de novo. Tipicamente este ciclo completo pode ser realizado numa grande câmara de bolhas uma vez por segundo.

Muitos líquidos são adequados para a formação de bolhas, mas há uma consideração adicional envolvida na escolha do líquido: o líquido da câmara fornece as partículas alvo nas interacções que vão ser estudadas. Geralmente o líquido preferido é o hidrogénio; o núcleo de hidrogénio consiste de um só protão, de modo que se ocorrer uma colisão nuclear o experimentador sabe que a partícula do feixe interagiu com um protão. O hidrogénio é também vantajoso porque as colisões entre dois corpos são muito mais simples de estudar teoricamente do que as que envolvem mais partículas. Por vezes, contudo, uma experiência pode necessitar de neutrões como partículas alvo, e nesse caso é preferível encher a câmara com deutério (hidrogénio pesado), a substância mais simples que contém neutrões. Como o núcleo de deutério

contém um protão bem como um neutrão, é necessário fazer correcções para a presença do protão.

«Líquidos pesados» especiais como o Xenon são muitas vezes utilizados na câmara de bolhas quando a experiência está relacionada com o comportamento de partículas neutras. As partículas neutras não deixam traços em nenhuma câmara de bolhas, mas podem entrar em reacções secundárias com produtos carregados identificáveis (Fig. 1.7). A probabilidade de tais reacções secundárias é grandemente aumentada pela presença de núcleos pesados como o carbono, que se encontram nestes líquidos especiais. Contudo, mesmo no hidrogénio, é muitas vezes possível observar os traços de protões dispersos pelo impacto de partículas neutras e assim obter informação sobre as próprias partículas neutras.

O uso de hidrogénio líquido complica imediatamente a construção da câmara de bolhas, porque o ponto de ebulição do hidrogénio é 412° Fahrenheit, abaixo de zero. Assim, se se utiliza o hidrogénio, a câmara de bolhas tem de ser colocada no interior de um tipo de refrigerador sofisticado.

A fim de obter informação completa tridimensional acerca dos traços deixados pelas partículas na câmara, é necessário tirar simultaneamente várias fotografias de cada traço sob diferentes ângulos. Os seres humanos são capazes de obter informação tridimensional tal como a distância por uma espécie de triangulação mental tornada possível pelo facto de os nossos dois olhos nos permitirem ver o mesmo objecto simultaneamente de dois ângulos levemente diferentes. Para obter o mesmo na câmara de bolhas são necessárias pelo menos duas vistas. Nós temos, contudo, a vantagem adicional de poder mover ou rodar a cabeça de modo a colocar os olhos na melhor posição possível para ver um dado acontecimento. Para compensar o facto de que as câmaras usadas na câmara de bolhas estão em posição fixa, é costume usar três em vez de apenas duas.

Pode obter-se ainda mais informação acerca dos acontecimentos que têm lugar numa câmara de bolhas se esta é colocada num forte campo magnético uniforme. Este campo faz com que todas as partículas carregadas descrevam trajectórias encurvadas, com o valor da curvatura dependente do seu momento linear e a direcção dependente da sua carga. Realizando medições sobre fotografias dos traços, os físicos podem determinar a carga e o momento linear de cada partícula com interesse. A qualidade de tais fotografias deve ser tão boa que estas determinações possam ser feitas com elevada precisão, e a câmara de bolhas com campo magnético torna-se, entre outras coisas, uma máquina de precisão para medir momento linear.

1.9 A Câmara de Bolhas de 80 polegadas de Brookhaven

Para dar uma ideia do que é realmente uma grande câmara de bolhas incluímos aqui as especificações e algumas figuras (Figs. 1.8-



Fig. 1.7 Os neutrões podem ser detectados indirectamente, como nesta fotografia, que mostra um grande número de traços curtos de protões deixados por protões resultantes de colisões com neutrões incidentes. Um feixe intenso de neutrões deslocava-se da esquerda para a direita.

A ligação entre momento linear e curvatura é discutida em mais detalhe na secção L3 de «Experiências de Laboratório em Física de Partículas» no fim desta unidade.

1.11) (também o frontispício) da câmara de 80 pol. no Laboratório Nacional de Brookhaven. É óbvio, com tudo isto, que uma câmara como esta, é construída, e permanece no local onde vai ser usada, próximo de um grande acelerador.

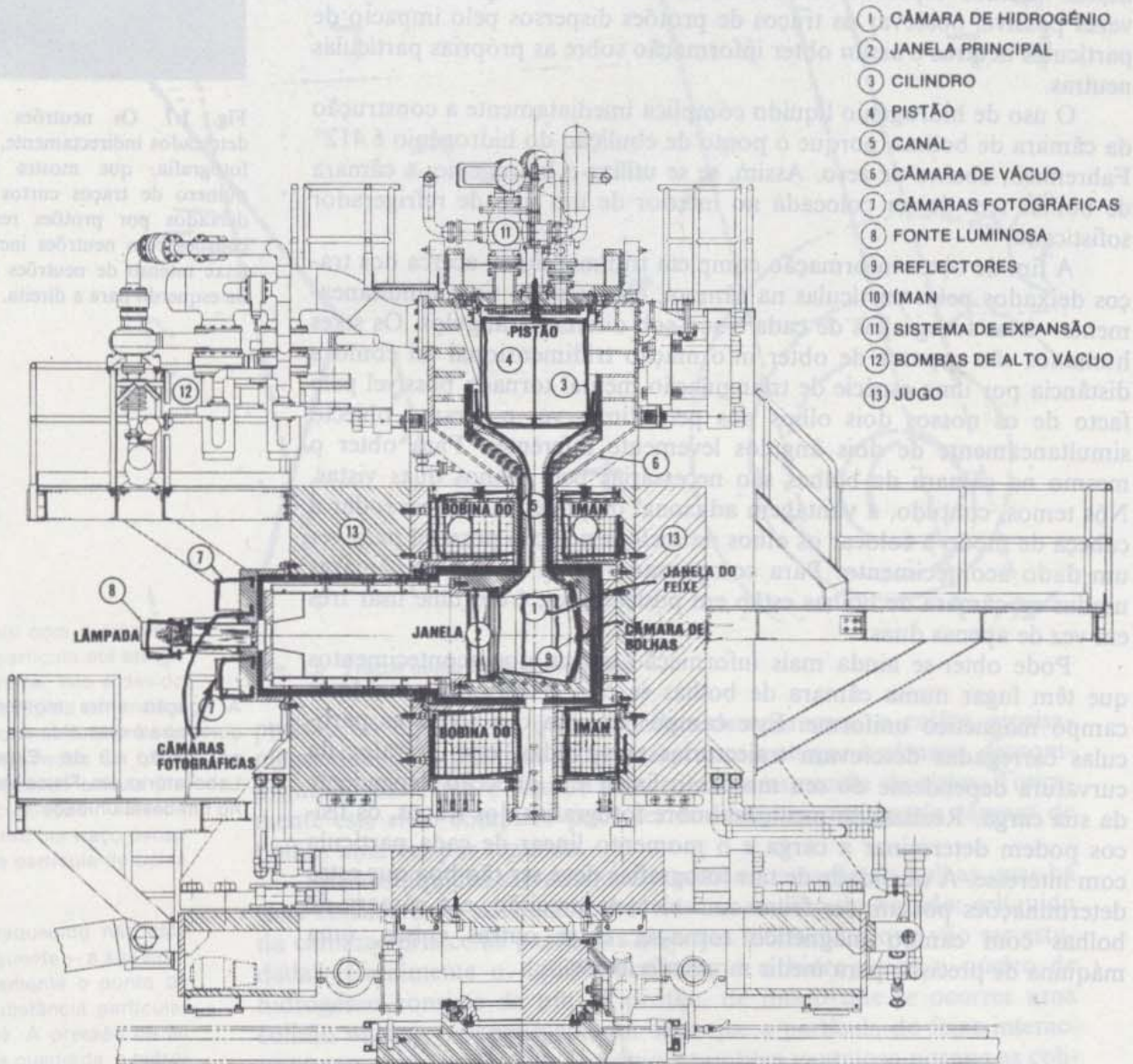


Fig. 1.8 Corte esquemático da câmara de bolhas de hidrogênio líquido de 80 pol. mostrando os componentes principais.

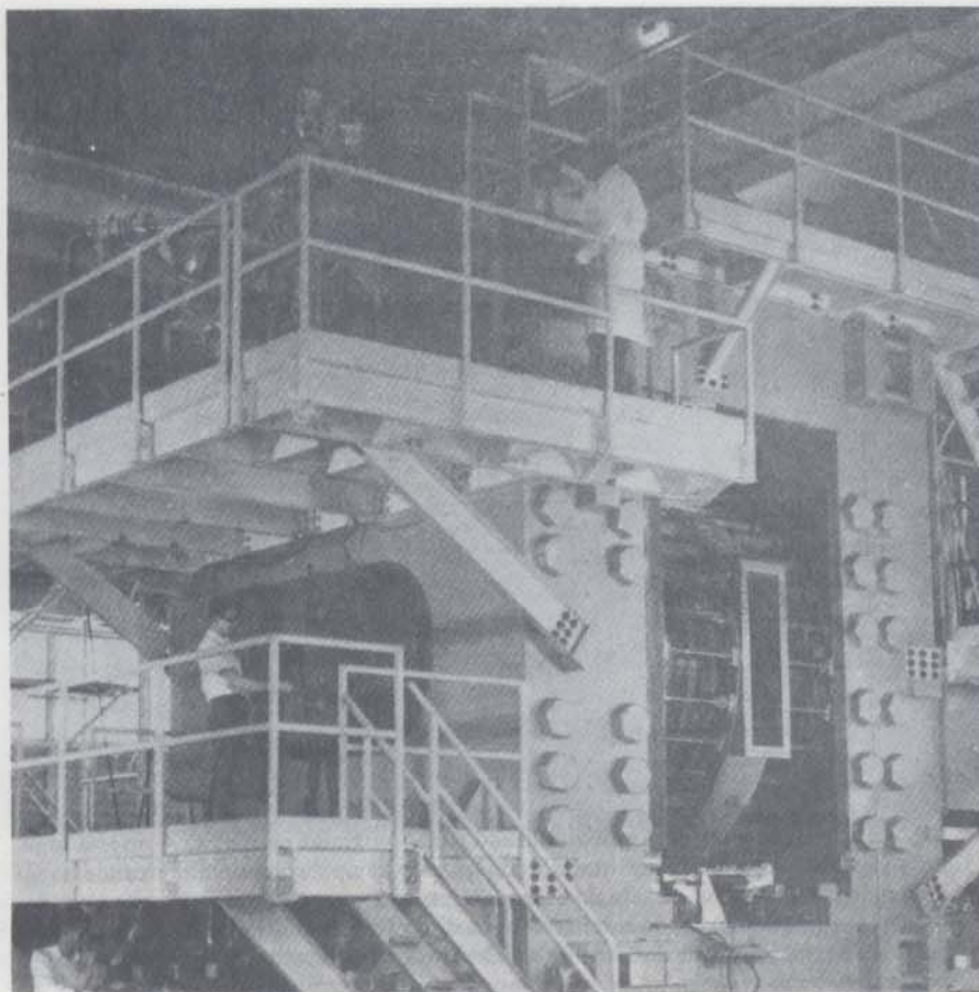


Fig. 1.9 Montagem da câmara de bolhas de 80 polegadas. À esquerda da câmara, na 1.ª galeria, encontra-se a abertura através da qual se faz a iluminação e se instala o equipamento fotográfico. Abaixo da galeria, para a esquerda, pode ver-se parte do ariete hidráulico que desloca a montagem da câmara para a posição requerida pelo programa experimental. Na câmara, o hidrogénio líquido é superaquecido por uma redução súbita de pressão, programada para coincidir com a entrada do feixe de partículas do acelerador de Brookhaven. Os traços das partículas são fotografados por meio de uma câmara e fonte luminosa sincronizada com a formação de bolhas ao longo dos percursos dos iões. A curvatura dos traços num campo magnético indicam a massa, carga eléctrica, momento linear, e outras propriedades das partículas.

ESPECIFICAÇÕES DA CÂMARA DE BOLHAS DE 80 POL.

Líquido	Hidrogénio ou deutério
Volume	400 galões
Dimensões	vistas pelas câmaras: 80×27×26 pol.
Peso	câmara, iman, armação, tanque de vácuo: 480 t
Pressão	80 libras por polegada quadrada
Taxa do ciclo	Uma expansão por segundo
Janela	Vidro, qualidade óptica: 81×30×6 1/2 pol. esp.
Câmaras	Três ou quatro, filme de 70 mm, rolos de 1000 pés
Refrigerador	Potência do compressor: 500 cavalos vapor
Magnete	Campo: 2,04 Weber por metro quadrado Potência: 4 megawatt (16 000 A a 250 volt) Água arrefecida: 570 galões por minuto Peso do cobre: 31 toneladas
Patrocinador	Comissão de Energia Atómica dos Estados Unidos
Custo	6 milhões de dólares, incluindo construções
Data	Pronto para experiências de física, Outubro de 1963

Fig. 1.12 Operador mantém traços numa máquina de medições.

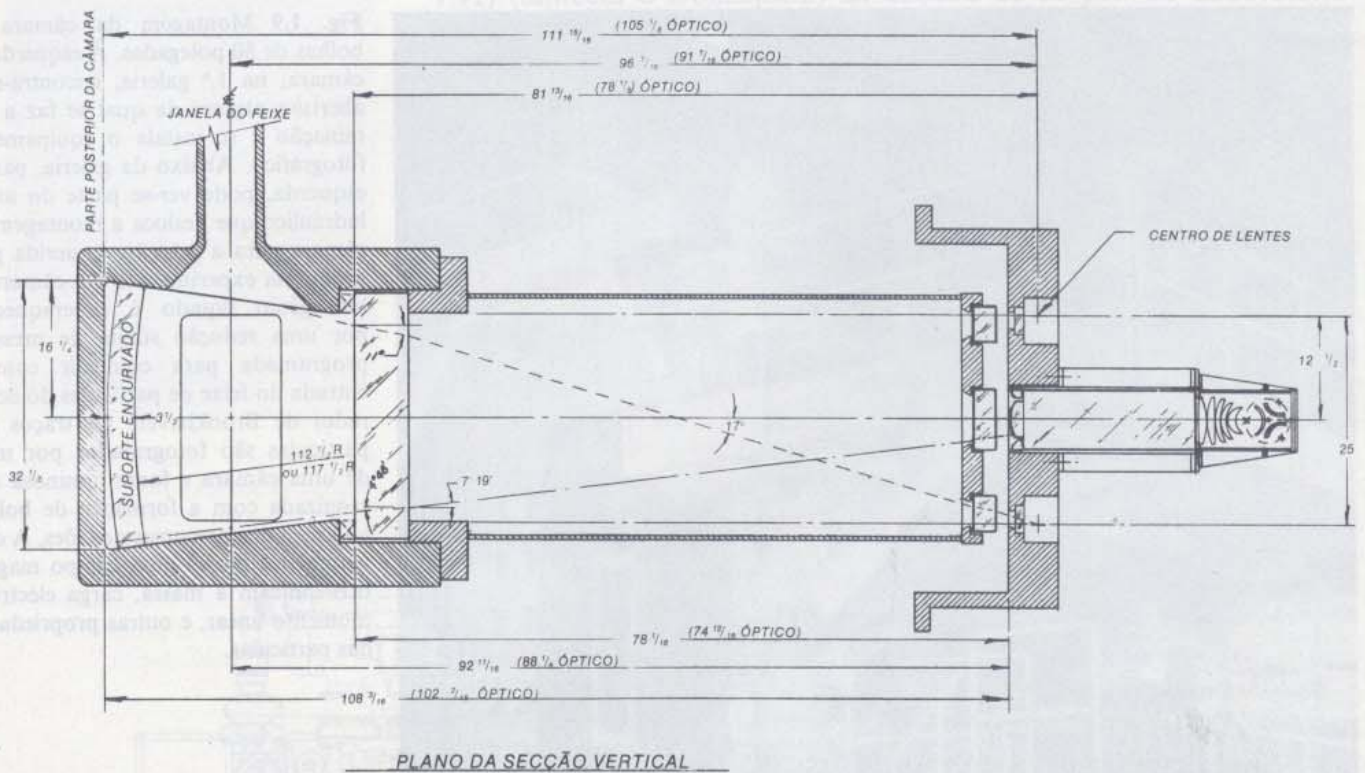


Fig. 1.10 Esquema do dispositivo utilizado para fotografar os traços. A origem luminosa (direita), que consiste de um tubo de quartzo cheio de Xenon e um condensador óptico, focaliza a luz na câmara de bolhas. A luz desloca-se então para a parte posterior da câmara (esquerda), onde é reflectida em direcção à fonte. Parte da luz é dispersa pelas bolhas na direcção das janelas da câmara, onde pode então ser produzida uma imagem da bolha.

1.10 Como se utilizam as fotografias da Câmara de Bolhas

Uma vez obtidas as fotografias, começa o longo processo de análise. Ao contrário da câmara de faísca, a câmara de bolhas produz fotografias para cada impulso do feixe, quer os acontecimentos desejados tenham ocorrido na câmara ou não. Assim, o primeiro passo é o exame minucioso procurando detectar no filme as figuras que contêm acontecimentos do tipo a ser estudado. Encontradas estas figuras, é necessário obter acerca delas informação detalhada sobre localização, direcção e curvatura de cada traço. Fazem-se medidas precisas da localização de vários pontos ao longo de cada traço de interesse. Um dos processos de o fazer é com uma máquina de medições, que projecta a figura num alvo juntamente com um retículo móvel. O retículo pode deslocar-se para qualquer ponto desejado na figura e a localização desse ponto perfurada automaticamente num cartão IBM quando o operador carrega num pedal. Os dados para um acontecimento completo, agora em cartões IBM, são introduzidos num computador digital, onde passam através de um programa que os analisa em detalhe.

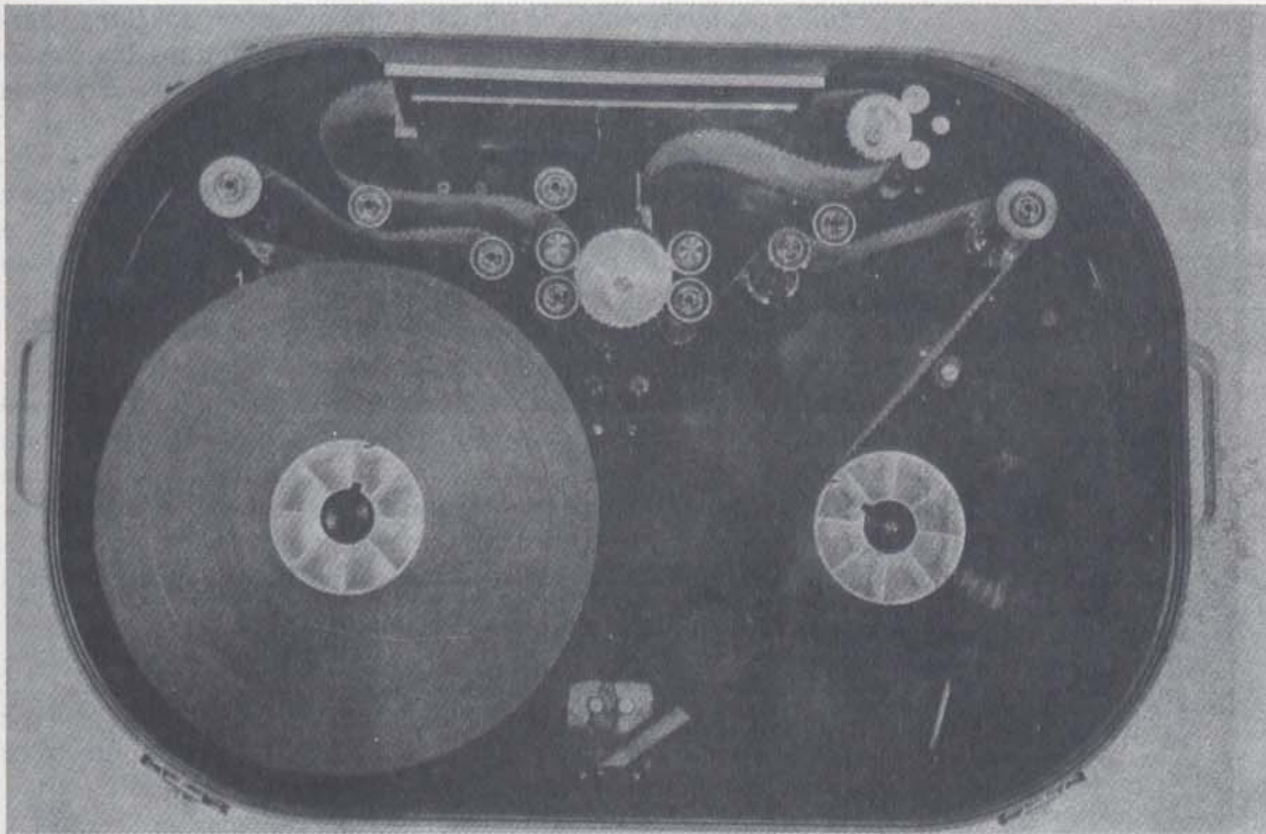


Fig. 1.11 Carretel de uma máquina carregada. O filme do rolo à esquerda é guiado através de dispositivos mecânicos, passado na abertura superior, onde é exposto às imagens da bolha provenientes da lente fotográfica. O mecanismo deve avançar em cada segundo ≈ 6 polegadas de filme de 70 mm. O filme deve estar muito plano a fim de evitar distorção; é então puxado para trás contra uma placa metálica por um sistema de vácuo.



Fig. 1.12 Operador medindo traços numa máquina de medições.

Muitos acontecimentos de um dado tipo devem ser coligidos e analisados desta forma antes que o físico possa chegar a um resultado específico como: «A massa (ou energia em repouso) da partícula Σ^+ (sigma mais) é 1189 MeV».

Muito esforço está sendo feito presentemente no sentido de desenvolver sistemas que possam automaticamente recolher dados do filme e enviá-los directamente para o computador sem qualquer intervenção humana directa. Espera-se que isso possa aumentar a velocidade do processo de análise e permitir realizar experiências mais amplas e pesquisar acontecimentos mais raros do que tem sido possível até agora.

Por volta de 1963 um grupo de 20 doutorados, 15 estudantes graduados e 80 técnicos analisaram 100 000 acontecimentos por ano. Isto constituiu cerca de quatro ou cinco experiências de Física. Utilizaram 12 projectores de «scanning», 4 máquinas de medida e 40 horas de tempo do computador para o conseguir e o custo total foi bem acima de um milhão de dólares num ano. Certamente que qualquer eficiência que possa ser introduzida por métodos automáticos será muito bem aceite.

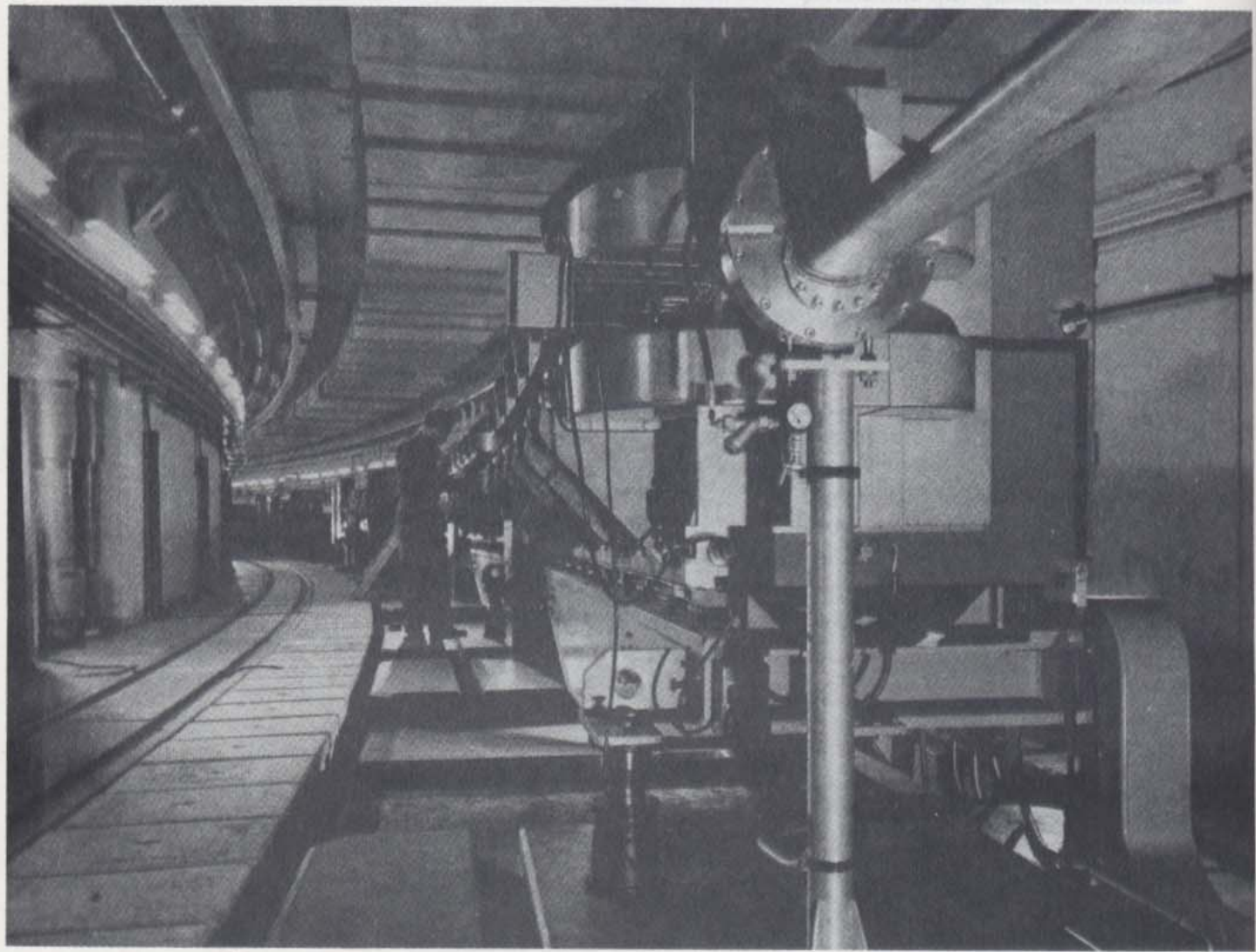
-
- Q1.** Considere as partículas apresentadas na Tabela 1.1 e agrupe-as de acordo com a sua carga. Qual o grupo que tem maior número de partículas? Há tantas partículas negativas como positivas?
- Q2.** Há sete leis de conservação absolutas mencionadas na Secção 1.4. Apresente por palavras suas estas leis, pondo em evidência o que é conservado.
- Q3.** Acerca de um dos maiores aceleradores referidos na Tabela 1.2, analise as características incluindo energia, diâmetro do anel, número de revoluções, intensidade do feixe, acelerador de injeção, etc. O serviço de informação pública no acelerador está pronto a ajudá-lo se quiser alguma informação suplementar que não possa encontrar na sua biblioteca local.
- Q4.** Na Secção 1.8 afirma-se que são necessárias pelo menos duas câmaras para registar uma informação tridimensional numa câmara de bolhas. Trace um diagrama dos raios luminosos mostrando como isto devia ser feito
-

Muitos acontecimentos de um dado tipo devem ser coligados e analisados desta forma para que o físico possa chegar a um resultado específico como «A massa (ou energia em repouso) da partícula Z^+ (sigma mesão) é 1389 MeV».

- 2.1 Introdução 25
- 2.2 Uma espiral de um electrão 26
- 2.3 Dispersão múltipla de protões 30
- 2.4 Uma estrela de neutrões 34
- 2.5 Produção de pares 37
- 2.6 Produção e declínio de partículas estranhas 40
- 2.7 Uma interacção do mesão K^- 43

Muito tempo está sendo feito presentemente no sentido de desenvolver sistemas que possam automaticamente recolher dados da filme e enviá-los directamente para o computador sem qualquer intervenção humana directa. Espera-se que isto possa aumentar a velocidade de trabalho e permitir realizar experiências mais amplas e pesadas do que nunca em termos de que tem sido possível até agora.

Por volta de 1963 um grupo de 20 doutorandos, 15 estudantes graduados e 80 técnicos analisaram 100000 acontecimentos por ano. Isto constituiu cerca de quarenta ou cinquenta experiências de física. Utilizaram 12 projectores de mesanings, 4 máquinas de medida e 40 horas de tempo do computador para o conseguir e o custo total foi bem acima de um milhão de dólares num ano. Certamente que qualquer eficiência



Vista do interior do sincrotrão de protões de 28 GeV do CERN.

CAPÍTULO DOIS

Uma visita guiada através do mundo das Partículas

2.1 Introdução

Vamos dar início a uma volta em que veremos partículas elementares em acção quando se movem numa câmara de bolhas de hidrogénio líquido. Algumas delas são feixes de partículas; outras são produto de colisão entre feixes de partículas e partículas em repouso na câmara; outras ainda são produtos de decaimento. As fotografias do seu movimento são registos em tamanho natural das visões do «olho esquerdo» de pares estéreo tiradas na câmara de 10 polegadas do Lawrence Radiation Laboratory da Universidade da Califórnia em Berkeley. Esta câmara foi utilizada durante vários anos com o acelerador de 6,2 GeV de Berkeley para realizar várias experiências de Física, envolvendo os acontecimentos que aqui vão ver e muitos outros como estes.

Como a câmara estéreo desta máquina utiliza um espaçamento de lentes igual à dos olhos humanos, as fotografias estão adaptadas à visão estereoscópica. Um visor de slides «Viewmaster» com o par estéreo completo está disponível para os que quiserem ver como realmente se apresentam os traços a três dimensões. Embora os registos bidimensionais seleccionados para este livro estejam bem adequados para a discussão da Física, as figuras a três dimensões são tão impressionantes que se deve fazer um esforço para as ver. As figuras tridimensionais contêm também informação acerca do movimento das partículas aproximando-se ou afastando-se da câmara, o que não é possível a partir do registo bidimensional, embora a nossa discussão não necessite dessa informação. Os registos que vamos usar são negativos, mostrando os traços como linhas escuras num fundo claro, embora na realidade os traços na câmara de bolhas apareçam brilhantes num fundo escuro.

A câmara tem um campo magnético de 1,2 weber por metro quadrado numa direcção paralela ao eixo da câmara fotográfica — isto é, perpendicular ao plano das fotografias. Isto permite-nos obter a com-

O visor de slides «Viewmaster» 3-D pode estar à sua disposição durante a aula. Se não, pode ser obtido em «The Ealing Corporation», 2225 Massachusetts Avenue, Cambridge, Mass. Os visores são do tipo geralmente existente, mas a Ealing também os oferece. Recomenda-se um visor com iluminação própria.

Este capítulo está sempre disponível. Muitos parâmetros como este termo nem com uma questão que deve ser respondida pelo leitor antes de prosseguir. Em geral, é dada uma resposta no parágrafo seguinte que não deve ser consultada antes de o leitor formular a sua própria resposta.

O Weber por metro quadrado é a unidade mks de campo. $1 \text{ Web/m}^2 = 10\,000$ gauss.

ponente do vector momento linear no plano da fotografia para qualquer partícula. Fazemos este cálculo a partir do raio de curvatura do traço da partícula, usando a relação

$$p_1 = 3,6 r \text{ (para a câmara de } 10'')$$

onde p_1 é a componente do momento no plano da fotografia em MeV/c e r é o raio em cm. Esta relação obtém-se, substituindo o valor do campo na relação geral derivada na Secção L3 no fim desta unidade para o movimento de uma partícula carregada num campo magnético. O momento total p pode ser obtido a partir de p_1 por trigonometria simples uma vez que o ângulo entre o plano e o traço da fotografia é estabelecido por uma reconstrução tridimensional do traço. No caso especial do traço ser paralelo ao plano da fotografia, p iguala p_1 e este passo adicional é desnecessário. Este é geralmente o caso das fotografias aqui seleccionadas que utilizam medições de momento.

2.2 Uma Espiral de um Electrão

A Fig. 2.1 mostra um traço de electrão fazendo uma grande espiral numa câmara de bolhas. Os traços de electrões são facilmente reconhecíveis porque nenhuma outra partícula pode fazer um traço que tenha uma tão baixa densidade de bolhas combinada com tão pequeno raio de curvatura. Além disso, com as câmaras e campos magnéticos presentemente disponíveis, nenhuma outra partícula pode fazer um círculo completo numa câmara de bolhas: se é suficientemente lenta, pára antes de fazer o círculo completo, e se não o é atravessa a câmara antes de poder fazer o círculo.

Os electrões são caracterizados por um elevado percurso (comprimento da trajectória) relativamente ao seu momento. Um gráfico do percurso em função do momento (Fig. L3) é incluído com a Experiência 2 no fim desta unidade. Uma vez que tenhamos calculado o momento inicial e o percurso para a partícula na Fig. 2.1, podemos ver claramente pelo gráfico que só um electrão pode ter um percurso tão elevado para um momento inicial tão baixo.

1. Estude o traço do electrão em grande espiral na Fig. 2.1. Recorde que o raio de curvatura de um traço medido no plano perpendicular ao campo magnético é proporcional ao momento da partícula que fez o traço. Utilizando o facto de que a partícula cede energia e momento ao hidrogénio ao longo do seu percurso, pode dizer se o electrão traça a espiral para o centro ou para fora?

2. O electrão traça a espiral de forma semelhante à dos outros electrões que originam espirais mais pequenas na figura.

Uma vez que sabe a direcção do trajecto da partícula ao longo do seu traço, pode determinar a sua carga. O magneto da câmara de bolhas está orientado de modo que o campo magnético é perpendicular ao plano da fotografia, dirigido para o leitor que olha para a página.

Este capítulo está semiprogramado. Muitos parágrafos como este terminam com uma questão que deve ser respondida pelo leitor antes de prosseguir. Em geral, é dada uma resposta no parágrafo seguinte que não deve ser consultada antes de o leitor ter formulado a sua própria resposta.

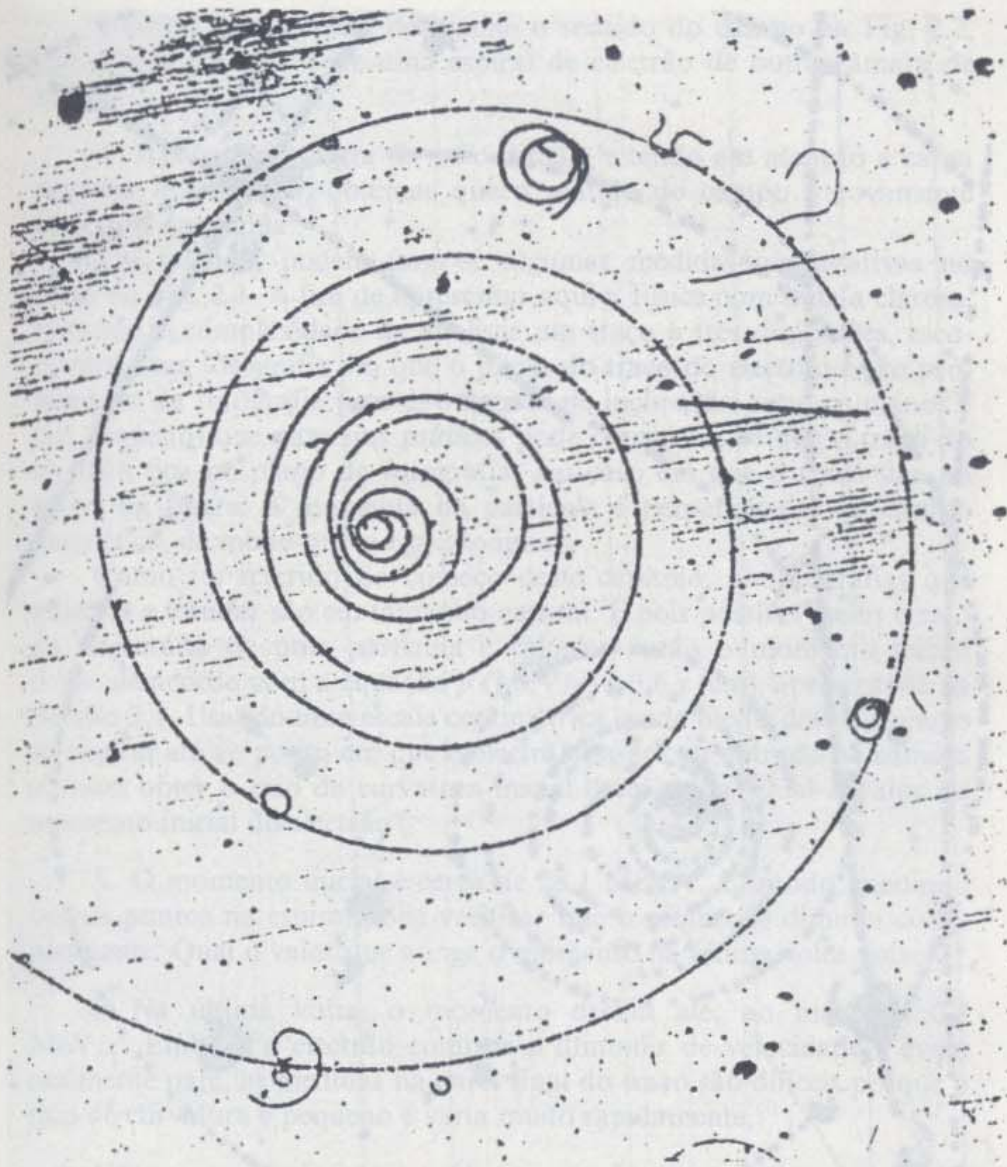


Fig. 2.1 A espiral de um electrão (tamanho natural).

A fim de produzir um percurso circular, a força magnética sobre a partícula deve ser dirigida para o centro do círculo. Como discutimos na Secção L3, a direcção da força magnética numa partícula carregada positivamente está ligada com o campo e a velocidade pela regra da mão direita, enquanto a força na partícula carregada negativamente terá sentido oposto. Qual será o sinal da carga desta partícula?

3. Esta partícula tem carga negativa, como todas as partículas que descrevem a espiral no sentido contrário ao dos ponteiros de um relógio neste campo magnético. Mais tarde encontraremos algumas partículas que se deslocam no sentido dos ponteiros do relógio no mesmo campo; estas serão partículas positivas.

Este electrão tinha energia bastante elevada quando foi criado fora da câmara. As espirais mais pequenas provêm de electrões de energia

Fig. 2.1 Espiral de um electrão obtida numa câmara de bolhas (de dimensões naturais). Aparecem também alguns traços de outras partículas.

Como foi discutido na Secção L2, as equações da mecânica relativista são

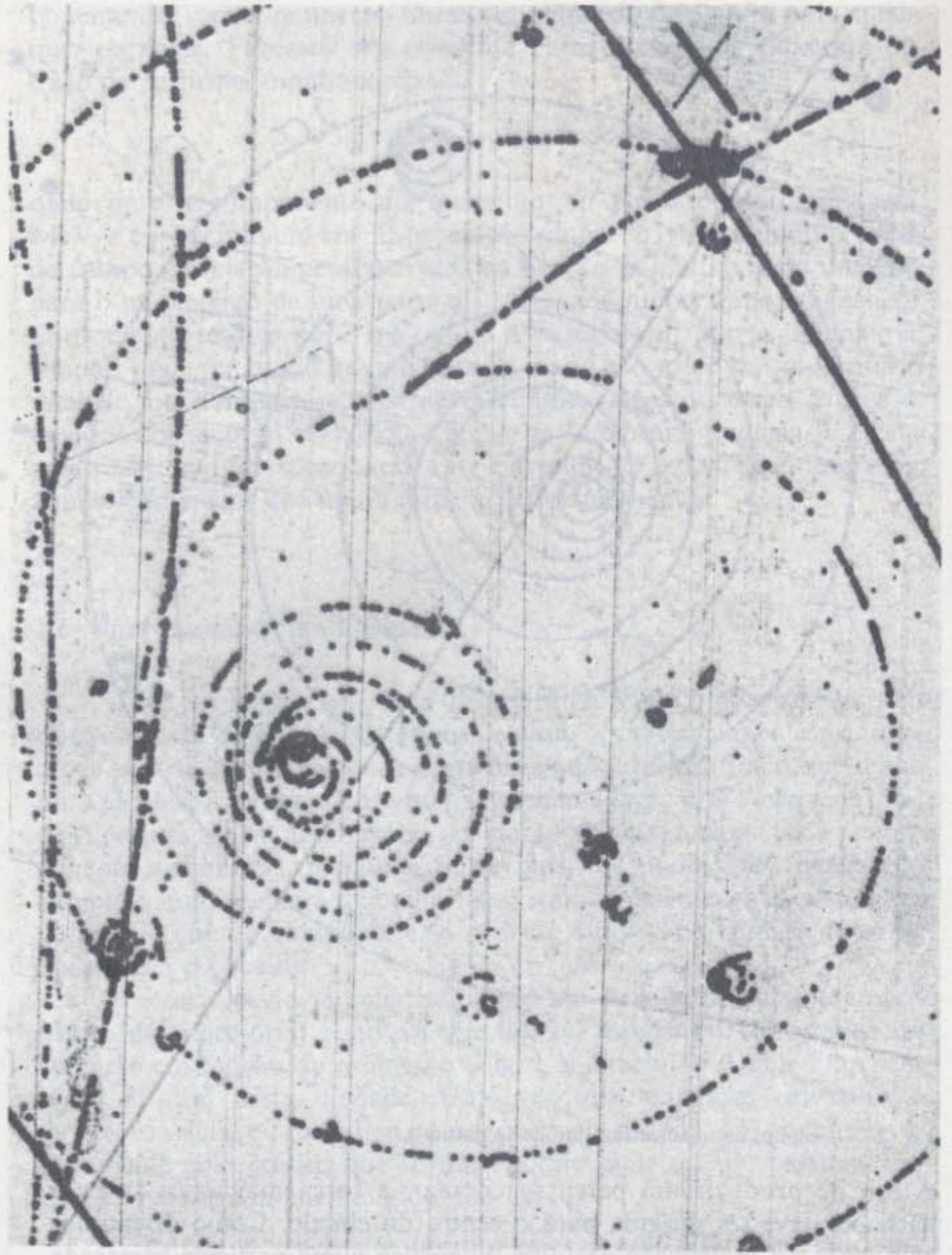
$$E = mc^2 + \sqrt{(mv)^2 + (mc)^2}$$

$$p = mv + \frac{mv^2}{c^2}$$

Embora este percurso não seja exactamente circular, é-o suficientemente para permitir que tratemos, em boa aproximação, qualquer pequena porção dele como se fosse um elemento de círculo.

Os traços muitas vezes usam a palavra "velocidade" para significar o valor do vector velocidade. Quer seja o vector velocidade ou o valor deste, deve ficar claro do contexto, de modo que não haja qualquer ambiguidade, mesmo em ambos os casos.

Fig. 2.2 Espiral de um electrão obtida noutra câmara de bolhas (de dimensão cerca de metade). Aparecem também alguns traços de outras partículas.



relativamente baixa, geralmente extraídos de átomos de hidrogénio nalguma forma de processos de colisão. Como há muitos electrões no hidrogénio da câmara de bolhas, estas colisões são muito prováveis, e a maior parte das fotografias que são visíveis contêm várias pequenas espirais de electrões. Incidentalmente, quase todos os traços com esta aparência geral são feitos por electrões negativos (electrões positivos isolados são relativamente raros), de modo que se podem usar espirais de electrões para determinar o sentido do campo magnético, se este não for dado.

Usando esta técnica, determine o sentido do campo na Fig. 2.2, que é uma fotografia de uma espiral de electrão de outra câmara de bolhas.

4. Aplicando a regra da mão direita, e tendo em atenção a carga negativa do electrão, obtemos que o sentido do campo é novamente para fora da página.

Em seguida, podem fazer-se algumas medidas quantitativas no traço da Fig. 2.1. A fim de apresentar aqui a Física com toda a clareza, evitando a complexidade de analisar um traço a três dimensões, escolhemos uma fotografia em que o plano do traço do electrão é tão próximo do da fotografia (isto é, o ângulo de inclinação entre os planos é tão pequeno) que para fins práticos pode considerar-se que o traço do electrão fica no plano da fotografia. No caso em que o traço fica no plano da figura, o momento da partícula é perpendicular ao campo magnético, de modo que p e p_1 são iguais.

Como foi referido no começo deste capítulo, as fotografias que estamos a estudar são em tamanho natural. É pois possível medir o raio da trajectória de uma partícula e calcular então o momento inicial desta, de acordo com a equação p (MeV/c) = 3,6 r (cm), apresentada na Secção 2.1. Usando uma escala centimétrica, pode medir desde o centro da espiral até ao ponto em que o electrão parece ter entrado na câmara e assim obter o raio de curvatura inicial deste traço. Qual o valor do momento inicial do electrão?

5. O momento inicial é cerca de 28,1 MeV/c. Contudo, medindo outros pontos na espiral pode verificar que o momento diminui continuamente. Qual o valor que atinge o momento na última volta visível?

6. Na última volta, o momento decaiu até, ao máximo, 0,7 MeV/c. Embora o electrão continue a diminuir de velocidade e eventualmente pare, as medidas na parte final do traço são difíceis porque o raio de curvatura é pequeno e varia muito rapidamente.

Note-se, contudo, que a última porção do traço tem quase a mesma densidade de pontos que a primeira, o que sugere que a velocidade do electrão é ainda bastante elevada próximo do fim. (Quanto mais depressa a partícula se desloca, menos átomos ioniza). Para calcular a velocidade a partir do momento, a expressão relativista correcta é:

$$v = c \frac{pc}{\sqrt{(m_0c^2)^2 + (pc)^2}}$$

Usando esta relação, encontramos que a velocidade do electrão varia de 3×10^8 m/s a $2,5 \times 10^8$ m/s, de modo que é praticamente igual à velocidade da luz para toda a parte observável do percurso. Isto explica a aparência do traço com pontos distribuídos uniformemente. Contudo isto deixa no ar a questão de como o momento da partícula pode ter mudado tanto quando a velocidade permaneceu quase constante. Pode explicar isto?

Como foi discutido na Secção L2, as equações de mecânica relativista são:

$$E = mc^2 = \sqrt{(m_0c^2)^2 + (pc)^2}$$

$$p = mv = mc^2 \frac{v}{c^2}$$

$$\text{Assim } p = \frac{v}{c^2} \sqrt{(m_0c^2)^2 + (pc)^2}$$

$$\text{e } v = c \frac{pc}{\sqrt{(m_0c^2)^2 + (pc)^2}}$$

c.q.d.

Os físicos muitas vezes usam a palavra «velocidade» para significar o valor do vector velocidade. Quer seja o vector velocidade ou o valor deste, deve ficar claro do contexto, de modo que nesta unidade usaremos «velocidade» em ambos os casos.

7. A variação no momento do electrão foi devida quase inteiramente à variação na sua massa. A velocidades relativistas o momento é $p = mv$. Contudo, m não é a massa em repouso, mas a massa relativista, que aumenta com a velocidade. Assim $m = p/v$ e $mc^2 = \frac{pc}{v/c}$. Como $v \approx c$ por todo o lado até à última volta da espiral, $mc^2 \approx pc$, e já mostrámos que pc varia desde 28,1 MeV até cerca de 0,7 MeV de modo que a massa relativista varia entre estes mesmos limites. Isto contrasta com a massa em repouso do electrão que é apenas cerca de 0,5 MeV!

É também de algum interesse calcular o tempo que o electrão leva a completar o percurso que vêem. O comprimento deste pode medir-se estendendo um fio ao longo da espiral e medindo então o seu comprimento, ou medindo o diâmetro de cada volta da espiral e considerando que a circunferência de uma volta é praticamente a mesma que a circunferência de um círculo com o mesmo diâmetro. Qual o comprimento do percurso, obtido por medição na fotografia?

8. O comprimento total do percurso é cerca de 100 cm. Uma olhadela para o gráfico de percurso em função do momento que acompanha a Experiência 2 para uma partícula, que pode combinar um percurso de 100 cm com um momento inicial de 28 MeV/c confirma que a partícula que estamos a estudar é na verdade o electrão. A uma velocidade média de cerca de $2,7 \times 10^{10}$ cm/s, o electrão leva apenas $3,7 \times 10^{-9}$ s a percorrer os seus 100 cm. Para nós isto parece-nos um tempo muito curto, mas à escala do tempo das partículas elementares é bastante longo. Veja a que distância este electrão pode ir, durante esse tempo, ou compare este tempo com a vida média da maioria das partículas instáveis na Tabela de Partículas.

2.3 Dispersão múltipla de prótons

1. Na Fig. 2.3 vemos muitos traços; a fim de extrair qualquer sentido desta fotografia, devemos concentrar-nos de cada vez num só traço ou série de traços ligados.

A câmara está disposta como antes, com o campo magnético dirigido para fora do papel e o feixe incidente penetrando na câmara na parte inferior da fotografia. Pode ver-se aproximadamente uma dúzia de traços penetrando na parte inferior em conjunto e atravessando a câmara. Estes são traços de feixes. Pode determinar o sinal da carga do feixe de partículas a partir do sentido da curvatura dos seus traços?

2. Como os traços encurvam no sentido contrário ao dos ponteiros do relógio são feitos de partículas negativas.

Note as pequenas espirais dispersas por todo o lado da fotografia. O que é que pensa que as fez? É a sua direcção consistente com a sua hipótese?

3. Elas são espirais de electrões, e a curvatura contrária aos ponteiros do relógio é consistente com a carga negativa do electrão. Os

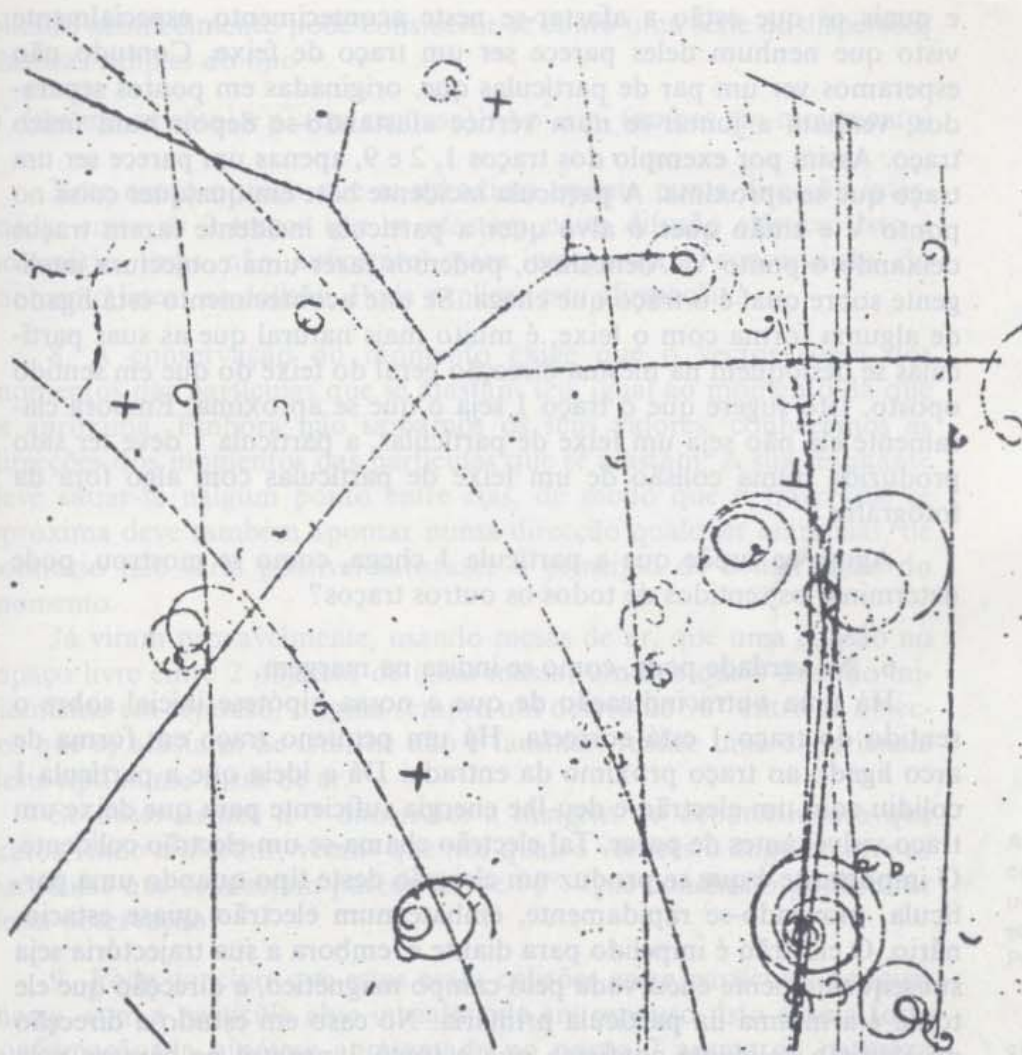


Fig. 2.3 Colisões múltiplas de prótons (tamanho natural).

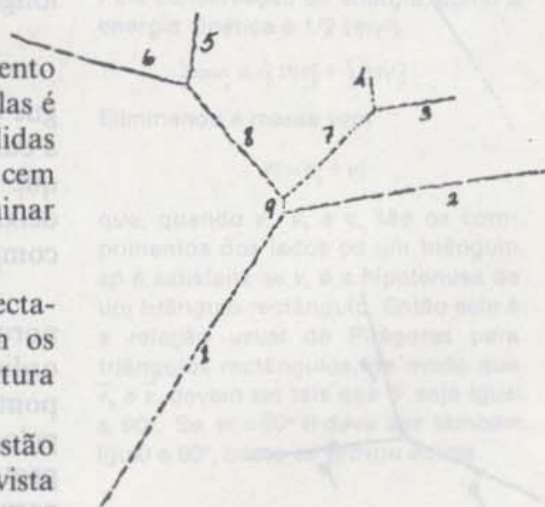
traços do feixe são muito mais diretos do que os de electrões, isto é, têm um raio de curvatura muito maior. O que é que isto implica acerca do momento relativo do feixe de partículas e dos electrões?

4. Quanto mais direito for o traço, mais elevado será o momento da partícula que o fez, de modo que o momento do feixe de partículas é claramente muito mais elevado que o dos electrões. De facto, medidas sobre a fotografia mostram que o feixe de partículas tem cerca de cem vezes o momento de um electrão típico. Sabe como pode determinar esta razão?

5. Vimos acima que o raio de curvatura de um traço é directamente proporcional ao momento da partícula que o fez. Assim os momentos das duas partículas estão na razão dos raios de curvatura dos seus traços.

Há uma interessante série de traços ligados nesta fotografia; estão esboçados na margem e numerados para identificação. À primeira vista pode parecer impossível dizer quais os traços que estão a aproximar-se

Se estiver a olhar para esta fotografia com o visor 3-D, volte o viewmaster de cima para baixo para tornar as direcções idênticas.



e quais os que estão a afastar-se neste acontecimento, especialmente visto que nenhum deles parece ser um traço de feixe. Contudo não esperamos ver um par de partículas que, originadas em pontos separados, venham a juntar-se num vértice afastando-se depois num único traço. Assim por exemplo dos traços 1, 2 e 9, apenas um parece ser um traço que se aproxima. A partícula incidente bate em qualquer coisa no ponto V e então quer o alvo quer a partícula incidente fazem traços deixando o ponto V. Além disso, podemos fazer uma conjectura inteligente sobre qual é o traço que chega. Se este acontecimento está ligado de alguma forma com o feixe, é muito mais natural que as suas partículas se desloquem na mesma direcção geral do feixe do que em sentido oposto. Isto sugere que o traço 1 seja o que se aproxima. Embora claramente ela não seja um feixe de partículas, a partícula 1 deve ter sido produzida numa colisão de um feixe de partículas com algo fora da fotografia.

Agora se supõe que a partícula 1 chega, como se mostrou, pode determinar os sentidos de todos os outros traços?

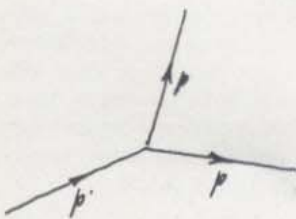
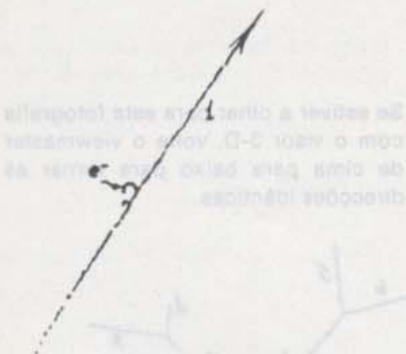
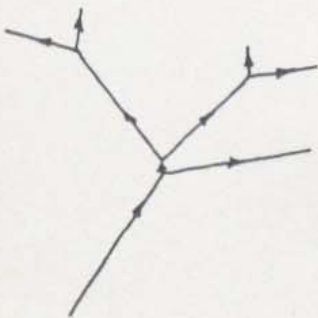
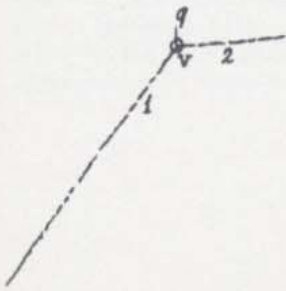
6. Na verdade pode, como se indica na margem.

Há uma outra indicação de que a nossa hipótese inicial sobre o sentido do traço 1 está correcta. Há um pequeno traço em forma de arco ligado ao traço próximo da entrada. Dá a ideia que a partícula 1 colidiu com um electrão e deu-lhe energia suficiente para que deixe um traço visível antes de parar. Tal electrão chama-se um electrão colidente. O importante é que se produz um electrão deste tipo quando uma partícula, movendo-se rapidamente, embate num electrão quase estacionário. O electrão é impelido para diante e, embora a sua trajectória seja subsequentemente encurvada pelo campo magnético, a direcção que ele toma é a mesma da partícula primária. No caso em estudo a direcção do electrão colidente confirma que o traço 1 penetra na câmara pela parte inferior da página.

Agora que ficou estabelecida a direcção do percurso de cada partícula, pode tentar determinar o sinal da carga de cada uma delas. Como os traços são quase rectos, pode ser necessário colocar uma régua ao longo dos traços para determinar o sentido da curvatura.

7. Infelizmente muitos dos traços são tão curtos que não se consegue determinar a curvatura. Contudo, os traços 1, 2 e 6 têm nitidamente a curvatura no sentido dos ponteiros do relógio, de modo que sabemos que estes traços foram feitos por partículas positivas. Esta observação deixa-nos em posição de fazer uma hipótese acerca do acontecimento completo.

As únicas partículas positivas inicialmente na câmara são protões, porque estas são as únicas partículas positivas presentes na matéria ordinária, incluindo as paredes e o hidrogénio contido na câmara. Propomos por isso que a partícula 1 seja um protão que chega, arrancado pelo feixe, às paredes da câmara e que sofre sucessivas colisões com protões na câmara antes de parar e se recombinar com um electrão livre para formar outro átomo de hidrogénio. Por outras palavras, este com-



plicado acontecimento pode considerar-se como uma série de dispersões elásticas simples do tipo:

$$p^+ \text{ (em movimento)} + p^+ \text{ (em repouso)} \rightarrow p^+ + p^+ \text{ (ambos em movimento)}$$

Note como o traço que se aproxima aponta numa direcção intermédia entre os 2 traços que se afastam nesta difusão elástica. Isto é necessário (mas não suficiente) para assegurar a conservação do momento linear na colisão. Pode explicar esta afirmação?

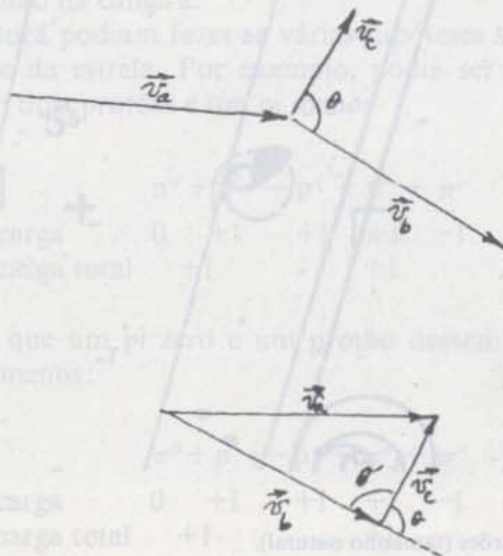
8. A conservação do momento exige que o vector soma dos momentos das partículas que se afastam seja igual ao momento da que se aproxima. Embora não saibamos os seus valores, conhecemos as direcções dos momentos das partículas que se afastam. A sua resultante deve situar-se nalgum ponto entre elas, de modo que o traço que se aproxima deve também apontar numa direcção qualquer entre elas, de contrário não seria possível satisfazer o princípio de conservação do momento.

Já viram provavelmente, usando mesas de ar, que uma colisão no espaço livre entre 2 objectos de igual massa, um dos quais estando inicialmente em repouso, origina sempre um desvio de 90° entre os objectos que se afastam. Se isto lhe não é familiar, realize uma experiência deste tipo numa mesa de ar.

Se observarmos a 3 dimensões a imagem do acontecimento que temos vindo a discutir, vemos que nos quatro vértices o ângulo entre as partículas que se afastam parece ser de 90°. Que conclusão podes tirar desta observação?

9. Pode concluir que estas eram colisões entre partículas de igual massa, com a partícula alvo inicialmente em repouso. Isto é uma forte confirmação da hipótese apresentada no ponto 7 acerca da natureza deste acontecimento.

Se quiser continuar a trabalhar nesta fotografia volte à Experiência 2 no fim desta unidade.



A carga, massa e outras propriedades das partículas elementares, dadas nos livros de Física das Partículas Elementares de G. B. Rossi e W. T. Martin, McGraw-Hill, 1961.

A regra de 90° é válida apenas para colisões não relativistas. Segue-se uma demonstração muito simples sobre isso.

Pela conservação do momento

$$m\vec{v}_a = m\vec{v}_b + m\vec{v}_c$$

Eliminando a massa vem:

$$\vec{v}_a = \vec{v}_b + \vec{v}_c$$

Deste modo \vec{v}_a , \vec{v}_b e \vec{v}_c devem formar um triângulo, como se mostra à esquerda.

Pela conservação da energia, como a energia cinética é $\frac{1}{2}(mv^2)$

$$\frac{1}{2}mv_a^2 = \frac{1}{2}mv_b^2 + \frac{1}{2}mv_c^2$$

Eliminando a massa vem

$$v_a^2 = v_b^2 + v_c^2$$

que, quando v_a , v_b e v_c são os comprimentos dos lados de um triângulo só é satisfeita se v_a é a hipotenusa de um triângulo rectângulo. Então esta é a relação usual de Pitágoras para triângulos rectângulos, de modo que \vec{v}_b e \vec{v}_c devem ser tais que θ' seja igual a 90°. Se $\theta' = 90^\circ$ θ deve ser também igual a 90°, como se provou acima.

2.4 Uma estrela de neutrões

1. Na Fig. 2.4 a situação experimental é a mesma que na Fig. 2.3 e são visíveis vários traços de electrões bem como de feixes de partículas negativas. O que são estes traços? São mesões pi menos (π^-), entre as mais importantes partículas da física nuclear. Os mesões pi podem ser positivos, negativos ou neutros e são transportadores de forte força nuclear, do mesmo modo que os fotões são transportadores de força electromagnética. A fim de realizar experiências com esta força forte, os físicos utilizam muitas vezes mesões pi como partículas incidentes na câmara de bolhas.

Note que um traço do feixe penetra e termina o seu percurso na base da fotografia (não está ligado com a pequena espiral do electrão que o atravessa). Como nenhum traço deixa o seu ponto final, poderemos concluir que nenhuma partícula sai?

Os mesões pi são muitas vezes denominados piões.

O seu comportamento será discutido na secção 3.6 desta unidade.

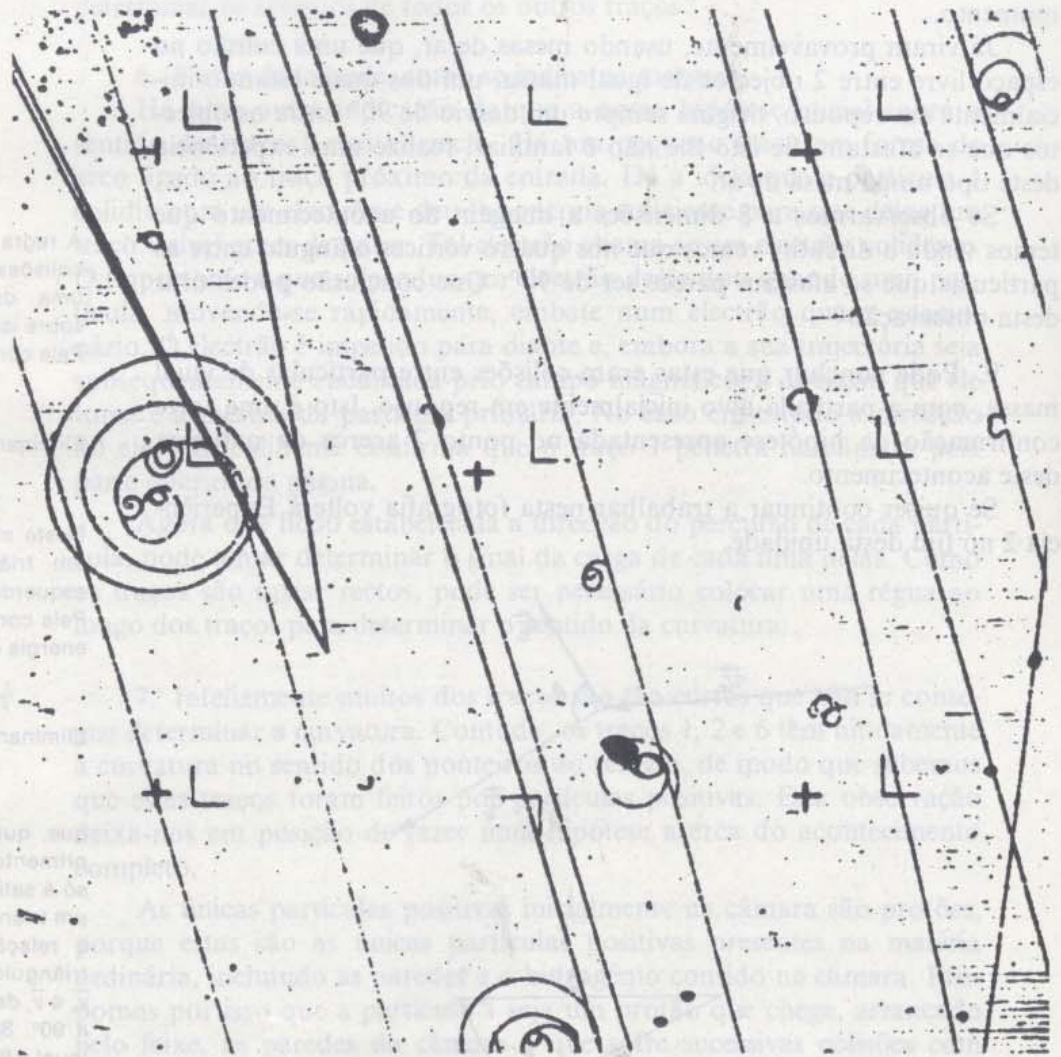


Fig. 2.4 Estrela de neutrões (tamanho natural).

2. As partículas neutras não deixam traços visíveis; assim tudo o que podemos concluir é que quaisquer partículas que deixam este vértice são neutras.

Considere a lei de *Conservação da Carga*. Se um mesão pi menos (π^-) embate numa partícula alvo e produz apenas produtos neutros, qual deve ser a carga do alvo?

3. Deve ser positiva, e, como de início as únicas partículas positivas na câmara são prótons, consideramos que a reacção é da forma pi menos e protão vão dar pi zero e neutrão:

$$\pi^- + p^+ \rightarrow \pi^0 + n^0$$

carga	-1	+1	0	0
carga total	0		0	

onde a carga menos do mesão pi que chega cancela a carga mais do protão, transformando-o num neutrão. Outra possibilidade é pi menos e protão darem um fóton e um neutrão

$$\pi^- + p^+ \rightarrow \gamma^0 + n^0$$

carga	-1	+1	0	0
carga total	0		0	

Isto pode ser tudo o que geralmente podemos encontrar sobre um tal acontecimento; contudo, neste caso, a presença de uma estrela de 3 ramos ao longo do feixe é muito sugestiva. Pode algum dos produtos neutros da reacção ter produzido esta estrela? Vamos considerar a carga das partículas que a fizeram.

4. A curvatura indica-nos que há na estrela 2 traços de partículas positivas e um de negativa, se fazemos a hipótese natural de que saem todas do vértice. Como são todas quase rectilíneas e de traço cheio é improvável que qualquer delas possa ser de electrões. Além disso, a carga total após a reacção é positiva, de modo que a conservação da carga leva-nos a supor que a reacção que criou estas três partículas ocorreu entre uma partícula neutra, possivelmente da colisão de um π^- e p^+ , e um protão na câmara.

Nesta altura podiam fazer-se várias hipóteses sobre o que aconteceu no vértice da estrela. Por exemplo, podia ser que o neutrão e o protão dessem dois prótons e um pi menos

$$n^0 + p^+ \rightarrow p^+ + p^+ + \pi^-$$

carga	0	+1	+1	+1	-1
carga total	+1			+1	

ou podia ser que um pi zero e um protão dessem um protão, um pi mais e um pi menos:

$$\pi^0 + p^+ \rightarrow p^+ + \pi^+ + \pi^-$$

carga	0	+1	+1	+1	-1
carga total	+1			+1	

A carga, massa e outras propriedades das partículas elementares, citadas nestas páginas, podem ser encontradas na Tabela das Partículas Elementares (Tabela 1.1).



A conservação do momento e energia podem permitir-nos escolher entre as várias possibilidades.

5. Como um prolongamento da linha desde a extremidade de π^- para o vértice cai no interior do V da estrela de 3 ramos, seria possível satisfazer a conservação do momento em qualquer das hipóteses sugeridas. Nem tão-pouco há qualquer dificuldade óbvia com a conservação da energia, visto que a única partícula adicional criada em qualquer caso é um mesão pi com a massa de 140 MeV, e a partícula neutra que chega podia facilmente trazer esta grande energia como energia cinética. Medidas precisas do vector momento e uma comparação detalhada com as leis de conservação do momento e energia, permitem determinar as massas e assim as identidades das partículas desconhecidas. Este processo é ilustrado em detalhe nas exp. 1 e 3 desta unidade. No caso em estudo verifica-se, por este método, que a 1.^a reacção é a correcta.

Esta reacção fornece um bom exemplo para introduzir outra lei de conservação, a conservação do n.^o de bárions.



Interior do anel do sincrotrão de prótons de 28 GeV no CERN.

6. Todas as partículas que incluem um próton como um dos protões finais da sua cadeia de declínio são chamadas bariões e atribui-se-lhes o número de barião 1. As partículas que têm um antipróton (ver Sec. 3.4) no final das suas cadeias de reacção denominam-se antibariões e atribui-se-lhes o número de barião -1. Todas as outras partículas têm o número de barião 0. O número de barião total conserva-se em todas as reacções. Um barião pode decair apenas se existir um barião mais leve. Como o próton é o mais leve dos bariões, não está sujeito a decair. Este facto é muito importante para nós, visto que se os protões não fossem estáveis, a matéria vulgar também não seria estável.

Consulte a Tabela de Partículas Elementares (Tabela 1.1) e verifique se a lei de conservação do número de bariões é satisfeita nas reacções da fotografia em discussão.

7. Esta lei é na verdade satisfeita, como pode ver-se a partir da seguinte análise:

Produção de neutrões

	π^-	$+ p^+$	\longrightarrow	n^0	$+ \pi^0$
número de barião	0	+1		+1	0
número de barião total		+1		+1	

Estrela produzida por neutrões

	n^0	$+ p^+$	\longrightarrow	p^+	$+ p^+$	$+ \pi^-$
número de barião	+1	+1		+1	+1	0
número de barião total		+2		+2		

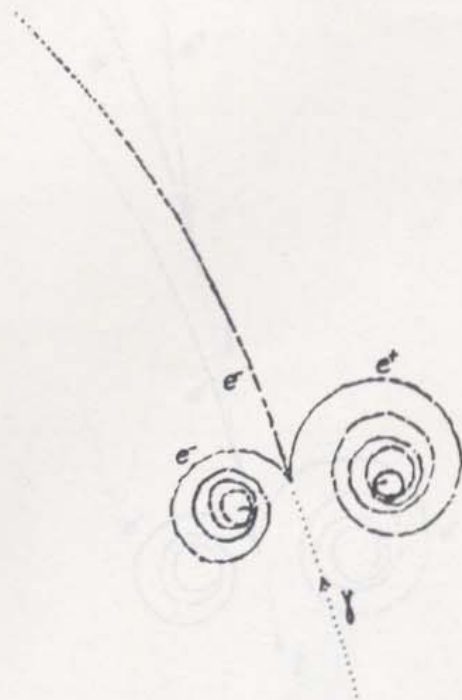
2.5 Produção de Pares

1. Na Fig. 2.5 vemos a transformação de energia em matéria. A situação experimental é ainda a mesma da Secção 2.3 e pode ainda ver-se cerca de 12 traços negativos atravessando a câmara, bem como um número de espirais devidas a electrões colidentes.

Uma destas espirais parece ir no sentido errado, tendo sido feita por um electrão e assemelha-se fortemente a um traço de electrão noutras aspectos. Como pode resolver isto?

2. Isto é o seu primeiro exemplo de «antimatéria». Este traço foi feito por um antieletrão, ou positrão, que é como um electrão, excepto que tem carga positiva (ver Sec. 3.3).

Note que o positrão foi produzido juntamente com duas outras partículas que deixaram traços negativos, partindo do mesmo vértice. Este acontecimento foi possivelmente provocado por um fotão de grande energia, entrando pela parte inferior da figura. O fotão aparentemente embateu num electrão atómico e deu-lhe uma grande quantidade de momento no mesmo sentido (ver o longo traço negativo). Além disso parte da energia do fotão foi para a produção do par electrão-positrão.



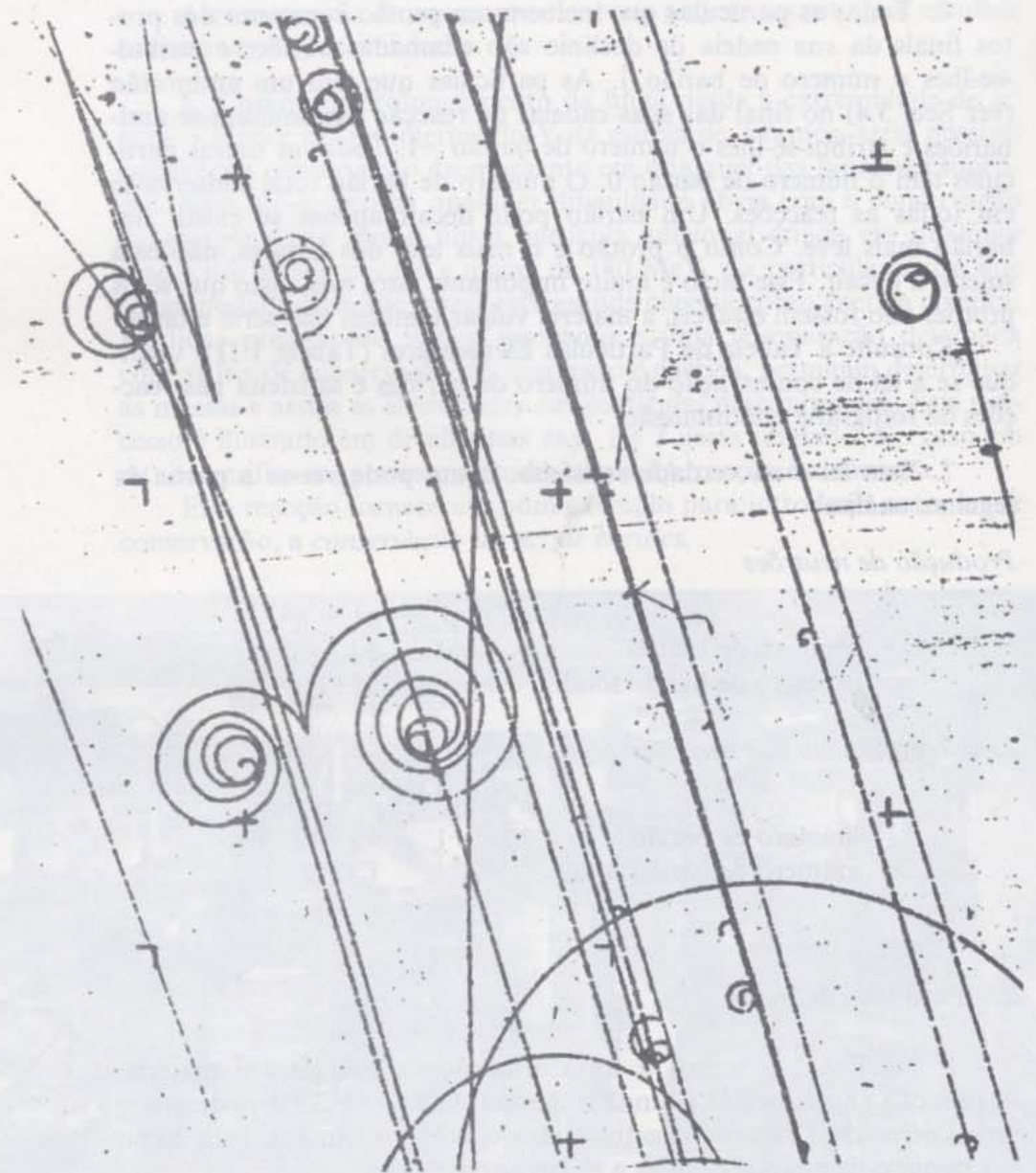


Fig. 2.5 Pares electrão-positrão (tamanho natural).

Embora um electrão tenha um traço mais direito que os dos electrões que tenha visto previamente, o seu momento é menor que $70 \text{ MeV}/c$, enquanto o seu percurso é pelo menos 9 cm . Os gráficos de percurso em função do momento da Fig. L3 (p. 94) confirmam que é um electrão. Como o fóton é neutro, não produz iões ao longo do seu percurso e portanto não deixa traço visível na câmara.

Qual a carga total do par electrão-positrão?

3. Zero. Assim a *conservação da carga* é satisfeita na reacção em que um fóton origina um positrão e um electrão (Recorde que o electrão extra não foi produzido pelo fóton mas foi simplesmente posto em movimento por ele):

	γ^0	\rightarrow	e^+	$+ e^-$
carga	0		+1	-1
carga total	0		0	

Note também que um positrão não se produz sozinho, mas num par com outra partícula, geralmente um electrão. Este facto interessante é discutido mais tarde no Capítulo 3.

Outra lei que deve ser satisfeita é a *conservação da energia*. Consultando a Tabela de Partículas pode determinar quanta energia necessita o fotão que chega, para produzir precisamente a massa do electrão e positrão?

4. Olhando para a Tabela de Partículas, vê-se que a massa do electrão é 0,5 MeV, enquanto que a da sua antipartícula, o positrão, é a mesma. Assim o fotão deve ter uma energia de, pelo menos, 1,0 MeV para produzir o par electrão-positrão. É claro que, neste caso, o fotão tinha energia adicional que se transformou em energia cinética do par e do electrão extra arrancado ao átomo.

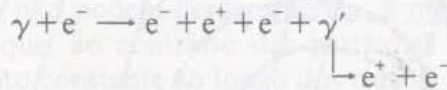
Mesmo com o electrão extra, é possível que nem toda a energia do fotão tenha sido utilizada. Se assim é, deve haver um fotão de menor energia entre os produtos da reacção. É muito provável que o V no sentido do feixe, a partir do primeiro acontecimento (Fig. 2.5) tenha sido produzido por esse fotão secundário. Em qualquer caso, este segundo V aponta para o primeiro vértice como seria de esperar se fosse devido a um fotão proveniente do primeiro vértice.

O segundo V é outro par electrão-positrão. O que é que a curvatura destes traços indica acerca do momento destas partículas, comparado com as do primeiro par?

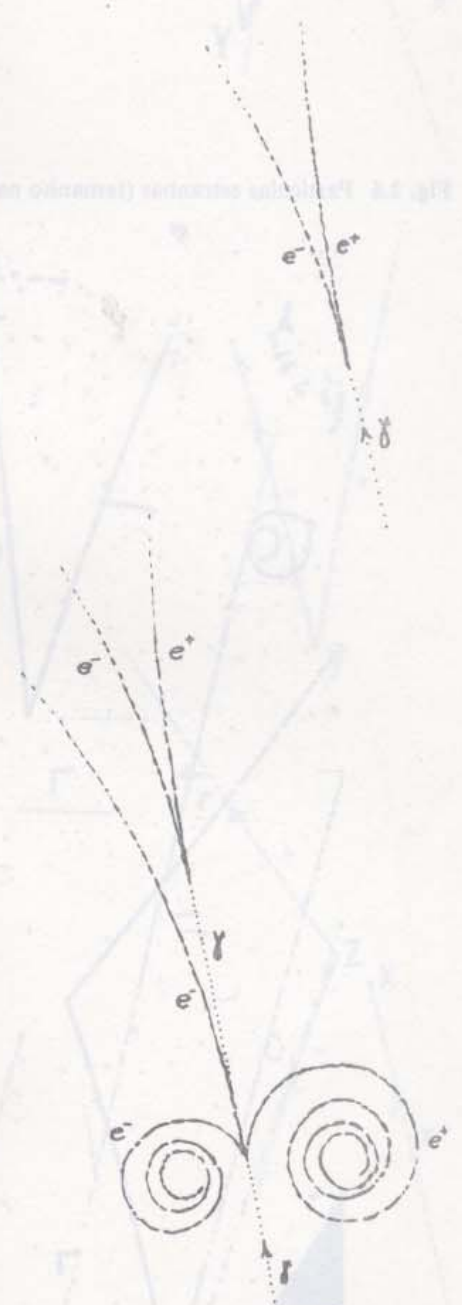
5. As partículas do segundo par têm momento muito mais elevado que as do primeiro par, visto que o maior momento origina um maior raio de curvatura e portanto traços mais direitos. A razão desta diferença é sugerida pela figura. O *momento deve ser conservado* e no primeiro acontecimento a maior parte do momento do fotão incidente é levado pelo electrão extra, que deixa o longo traço e pelo fotão que sai, se existir, deixando muito pouco momento para o par. No segundo acontecimento não há electrão adicional, de modo que o próprio par transporta todo o momento.

Podemos escrever as equações para toda esta sequência de acontecimentos?

6. A nossa interpretação final deste acontecimento é que o fotão e o electrão dão origem ao electrão, ao par electrão-positrão e a outro fotão seguido pela conversão do segundo fotão num par electrão-positrão.



A produção de pares, a conversão de um fotão num par electrão-positrão, tem lugar geralmente num forte campo eléctrico. No primeiro acontecimento estudado, o campo é produzido pelo electrão atómico, com o qual o fotão colide. Este electrão tem pequena massa e portanto a colisão faz com que saia a grande velocidade. No segundo acontecimento, o campo é fornecido por um protão, e, com a sua grande massa,



a velocidade que adquire após a colisão é tão baixa que acaba por parar novamente na câmara, deixando um traço tão curto que nem pode mesmo ser visto.



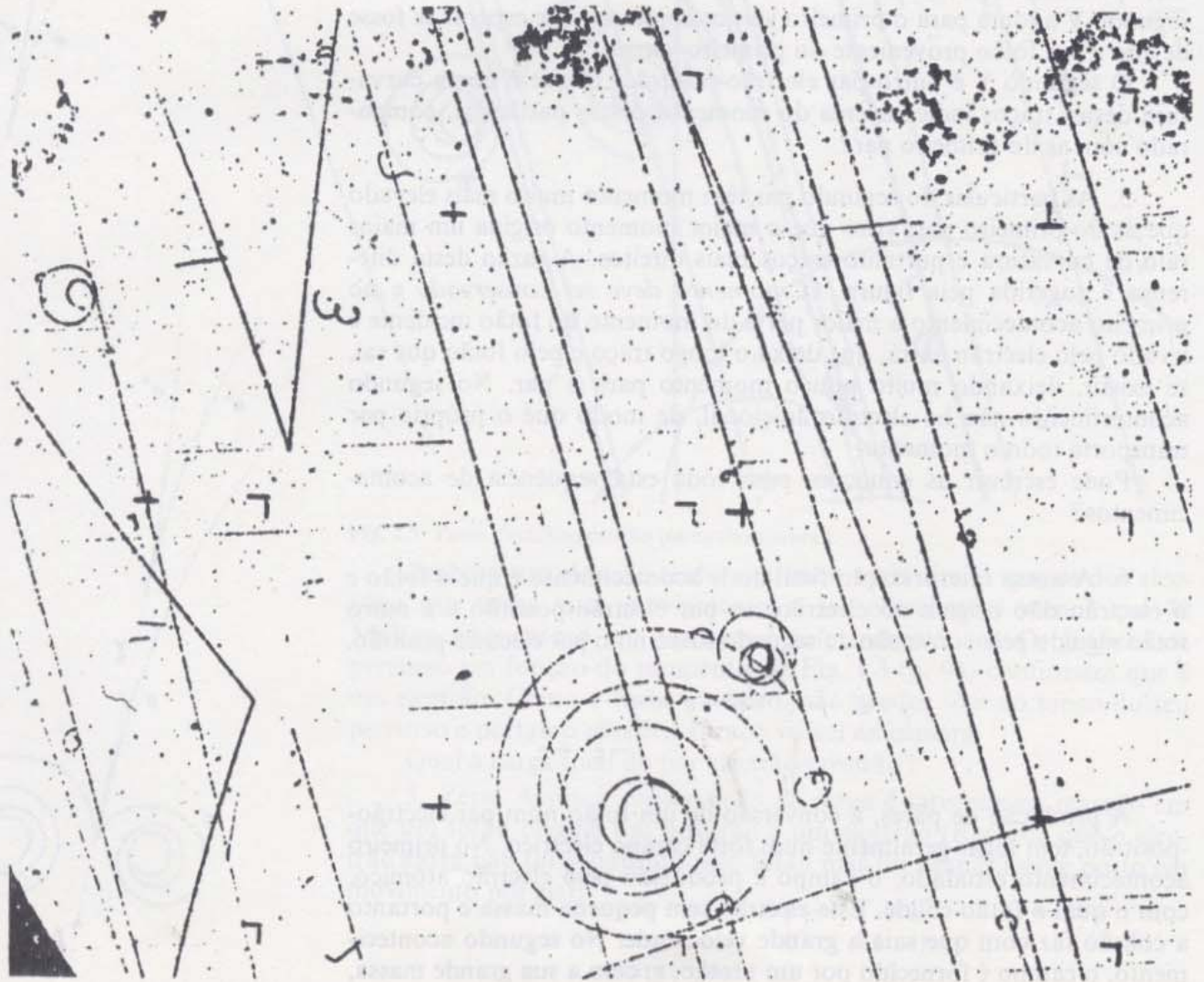
2.6 Produção e declínio de partículas estranhas

1. Aqui introduzimos algumas das novas partículas exóticas descobertas desde 1947, partículas que conduziram físicos de altas energias a muitas questões inesperadas, algumas das quais são as mais interessantes da Física actual.

A fotografia na Fig. 2.6 foi tirada na mesma câmara de bolhas que as outras, usando um feixe de mesões pi menos (π^-) entrando pela parte inferior. Pode ver-se uma bela espiral de electrão e alguns electrões percutidos, mas os traços mais destacados na câmara são dois V, cujos vértices aparentemente apontam para o fim do traço do feixe.

Relembrando a Secção 2.4 pode dizer com que partícula o π^- interaccua no fim deste traço?

Fig. 2.6 Partículas estranhas (tamanho natural).



2. Interactua com um protão do hidrogénio de modo que a conservação da carga é facilmente satisfeita por reacções da forma pi menos e protão dão partículas neutras;



Estude cada um dos V, comparando cada traço com uma linha recta, para determinar o sentido da sua curvatura. Pode dizer qual a carga de cada partícula?

3. Na hipótese razoável de que os traços visíveis se afastam do vértice de cada V, as cargas devem ser as indicadas no esquema central à margem. Aparentemente os V são produzidos por reacções que envolvem uma partícula neutra que chega, visto que não se vê nenhum traço visível a aproximar-se. Se tal reacção envolveu a colisão entre a partícula neutra e um protão, a carga total dos traços que se afastam deve ser positiva, de modo que esta possibilidade pode ser posta de parte. Por outro lado se cada V foi produzido pelo declínio de uma partícula neutra, a conservação da carga pode ser facilmente satisfeita:

	p. neutra	→	positiva	+	negativa
carga	0		+1		-1
carga total	0		0		0

Em seguida pode procurar ver se as direcções dos traços são consistentes com a hipótese de que se produzem duas partículas neutras em X e então passam para Y e Z quando decaem. Que lei deve usar para fazer este teste?

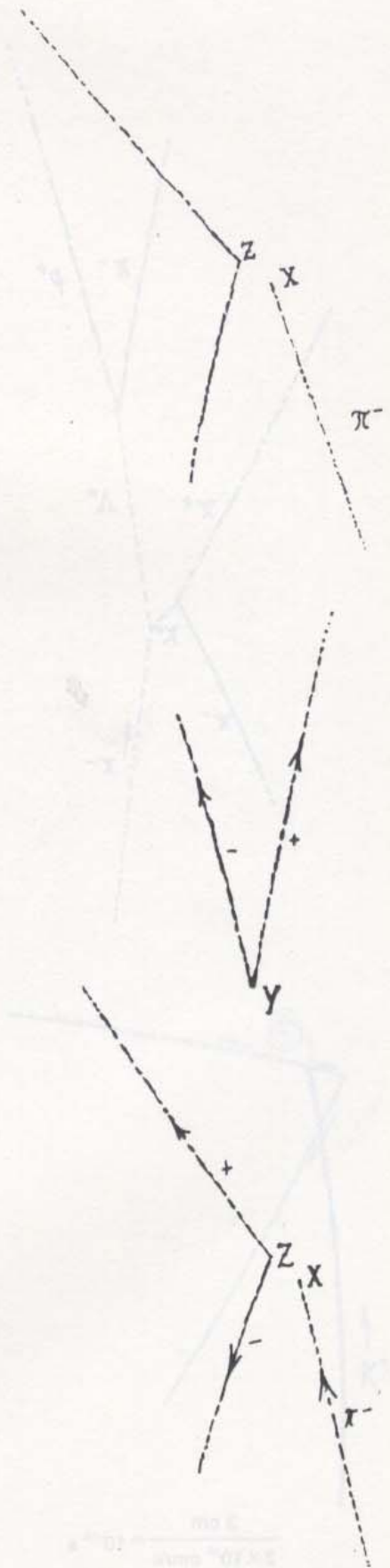
4. A lei da conservação do momento exige que o traço que chega a cada V, se prolongado, deve passar entre os 2 traços que se afastam. Este é o caso para o V neutro produzido em X, bem como para os 2 V carregados na fotografia, de modo que há uma possibilidade de ser verdadeira a hipótese apresentada em 3.

Para fazer um teste conclusivo tem que medir os momentos de todas as partículas e fazer uma verificação numérica precisa da conservação do momento. Considera-se que o momento das partículas neutras é em Y e Z o mesmo do que em X. Pode explicar esta hipótese?

5. Em primeiro lugar, um campo magnético não exerce força numa partícula não carregada, de modo que os traços neutros devem ser direitos. Em segundo lugar, as partículas neutras não ionizam o hidrogénio e portanto não podem perder energia, à medida que se deslocam. Isto significa que, ao contrário das partículas carregadas, elas mantêm o seu momento constante ao longo dos traços.

A lei de conservação da energia pode ser então aplicada a cada vértice, para testar as várias hipóteses relativas à identidade das partículas. Quando isto é feito, obtém-se que as partículas neutras são de uma espécie que nunca se viu antes.

6. A natureza deste acontecimento está esquematizada na margem. Inclui um mesão capa zero (K^0) e um barião lambda zero (λ^0), que são



as primeiras partículas que encontrou com a propriedade denominada *estranheza*. Na Tabela de Partículas é dado um valor inteiro para a *estranheza* de cada partícula. O significado físico da *estranheza* será discutido em maior detalhe no Capítulo 4; por agora é importante saber que a *estranheza* total se conserva sempre nas interações fortes ou electromagnéticas, mas não nas interações fracas. Note a partir da equação abaixo como se verifica a *conservação da estranheza* no vértice deste acontecimento, onde o pi menos e o protão dão o capa zero e o lambda zero:

$$\pi^- + p^+ \rightarrow K^0 + \Lambda^0$$

estranheza	0	0	+1	-1
estranheza total	0	0	0	0

Como a *estranheza* se conserva aqui, qual das quatro interações básicas pensa ter produzido esta reacção?

7. A reacção no vértice da produção é uma interacção forte, porque os produtos são partículas interagindo fortemente e a *estranheza* é conservada. As medições mostram que λ^0 e K^0 originam-se precisamente na extremidade do traço do mesão pi. Isto é consistente com a interacção forte, que tem lugar em 10^{-23} s, praticamente o tempo que demora o mesão pi de grande velocidade a atravessar o diâmetro do protão alvo.

Em seguida vai testar os acontecimentos do declínio, da mesma forma, consultando o último dos nossos esquemas à margem, para identificar as partículas produzidas. A *estranheza* conserva-se aí também?

8. O declínio à esquerda tem a forma capa zero dá pi menos e pi mais:

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

estranheza	+1	0	0
estranheza total	+1	0	0

e o declínio à direita tem a forma lambda zero dá pi menos e protão

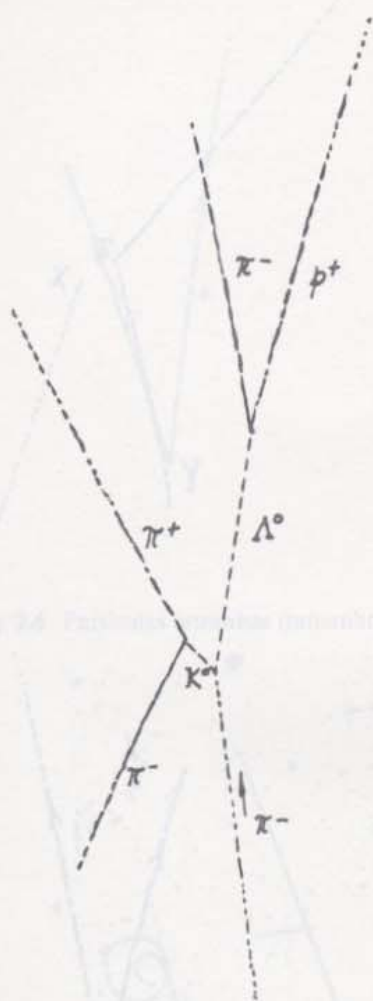
$$\Lambda^0 \rightarrow \pi^- + p^+$$

estranheza	+1	0	0
estranheza total	+1	0	0

Assim é *violada* a conservação da *estranheza* nestes declínios. Isto é assim porque os declínios têm lugar por *interacção fraca* enquanto a *estranheza* só necessita ser conservada nas interações fortes e electromagnéticas. É uma grandeza «parcialmente conservada».

Note quão lentamente a interacção fraca produz efeito.

As partículas em questão podem deslocar-se alguns centímetros antes do declínio, de modo que vivem um tempo da ordem de 10^{-10} s. As interações fracas são cerca de 10^{13} vezes mais lentas que as interações fortes.



$$\frac{3 \text{ cm}}{3 \times 10^{10} \text{ cm/s}} = 10^{-10} \text{ s}$$

Finalmente vai querer testar a *conservação do barião e da carga* nas reacções propostas.

9. Como se mostra abaixo, o n.º de barião e a carga conservam-se em todas as reacções, como devia ser aliás, pois são grandezas absolutamente conservadas.

Produção

$$\pi^- + p^+ \rightarrow K^0 + \Lambda^0$$

número de barião	0	+1	0	+1
n.º de barião total		+1		+1
carga	-1	+1	0	0
carga total		0		0

Declíneos

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

número de barião	0	0	0
número de barião total	0		0
carga	0	-1	+1
carga total	0		0

$$\Lambda^0 \rightarrow \pi^- + p^+$$

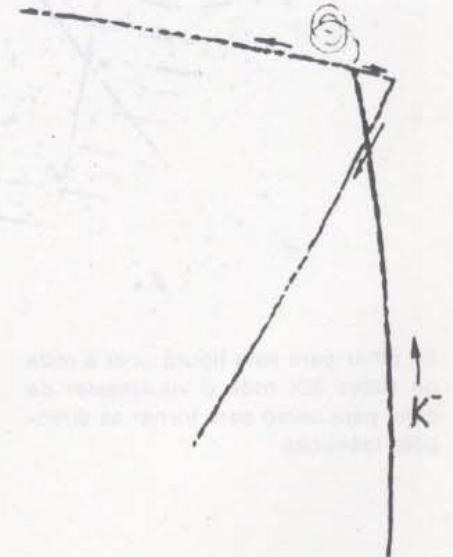
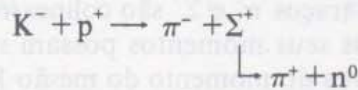
número de barião	+1	0	+1
número de barião total	+1		+1
carga	0	-1	+1
carga total	0		0

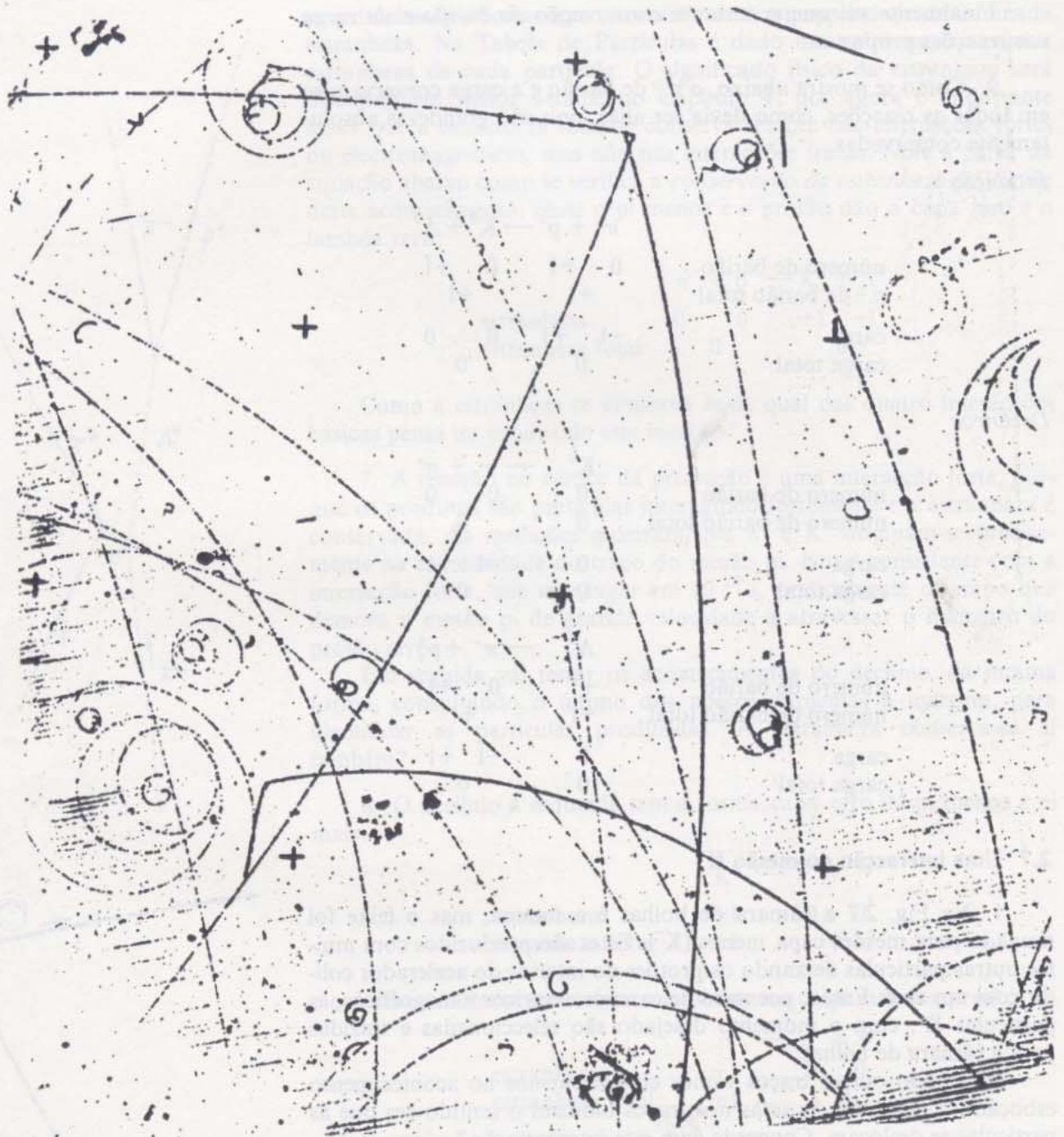
2.7 Uma interacção do mesão K⁻

1. Na Fig. 2.7 a câmara de bolhas é a mesma, mas o feixe foi mudado para mesões capa menos (K⁻). Estes são produzidos com muitas outras partículas deixando os protões no interior do acelerador colidir com um alvo. Então, por meio de campos eléctricos e magnéticos, as partículas K⁻, com o momento desejado são seleccionadas e trazidas para a câmara de bolhas.

Ignorando outros traços vamos concentrar-nos no acontecimento esboçado à margem. As setas nos traços indicam o sentido em que as partículas se deslocam. Concorda com esta interpretação?

2. Parece razoável, visto que o traço do feixe pode ser identificado pela sua direcção e esperamos traços a afastarem-se e não aproximarem-se do fim. Pelas medições feitas, as equações deste acontecimento parecem ser *capa menos e protão a dar pi menos e sigma mais*, seguido por *sigma mais a dar pi mais e neutrão*:





Se olhar para esta figura com a roda de slides 3D, rode o viewmaster de cima para baixo para tornar as direcções idênticas.

Fig. 2.7 Uma interacção mesão K^- (tamanho natural).

Pode classificar os traços visíveis?

3. A classificação apropriada está feita no esquema à margem. O neutrão, sendo neutro, e o próton, estando em repouso, não deixam traços.

Note que os traços π^- e Σ^+ são colineares (ficam na mesma linha) o que sugere que os seus momentos possam ser iguais e opostos. O que pode ser dito acerca do momento do mesão K^- que chega?

4. Se o momento de π^- e Σ^+ são na verdade iguais e opostos, então o momento total dos produtos da reacção é zero. A conservação do momento requer então que o momento total das partículas que chegam seja também zero. Como o protão alvo está em repouso, isto implica que o mesão K^- incidente deve também atingir o repouso antes da reacção. Como todas as partículas carregadas ao deslocar-se na matéria, o mesão K^- vai perdendo velocidade à medida que se desloca e pode eventualmente parar. Quando isto acontece ele é atraído por um protão próximo com o qual pode reagir. O seu momento nessa altura não é estritamente zero, mas é tão baixo (talvez $0,001 \text{ MeV}/c$) que não podemos possivelmente medi-lo directamente e dizemos que a reacção tem lugar «em repouso».

De acordo com a lei de conservação do momento, o momento do mesão K^- que chega deve ser igual ao vector soma dos momentos das partículas que se afastam. Mas o momento dos K^- deve manter-se ao longo do seu percurso, e a resultante dos momentos de π^- e Σ^+ deve situar-se no sentido do maior, porque eles são colineares. Assim os momentos das partículas que chegam e das que se afastam têm aparentemente direcções diferentes, e o único processo de poderem ser iguais é serem ambos nulos. Isto vai exigir que os momentos de π^- e de Σ^+ sejam não só de sentidos contrários, mas também de igual módulo, como foi sugerido acima.

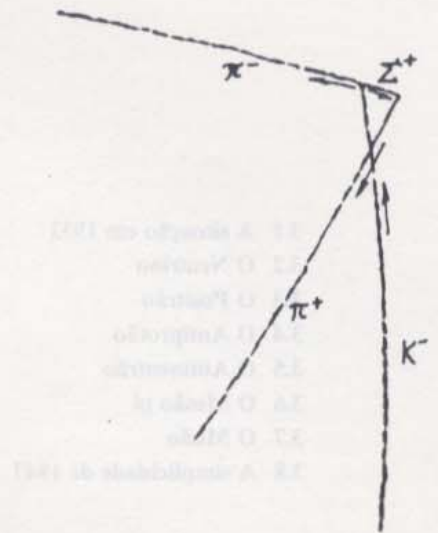
Pode testar estes acontecimentos para ver se são verificadas as leis de conservação adequadas.

5. Na reacção de produção, uma interacção forte, conservam-se a carga, o número de bariões e a estranheza, como se indica a seguir:

	$K^- + p^+ \rightarrow \pi^- + \Sigma^+$			
carga	-1	+1	-1	+1
carga total	0		0	
número de bariões	0	+1	0	+1
número barião total	+1		+1	
estranheza	-1	0	0	-1
estranheza total	-1		-1	

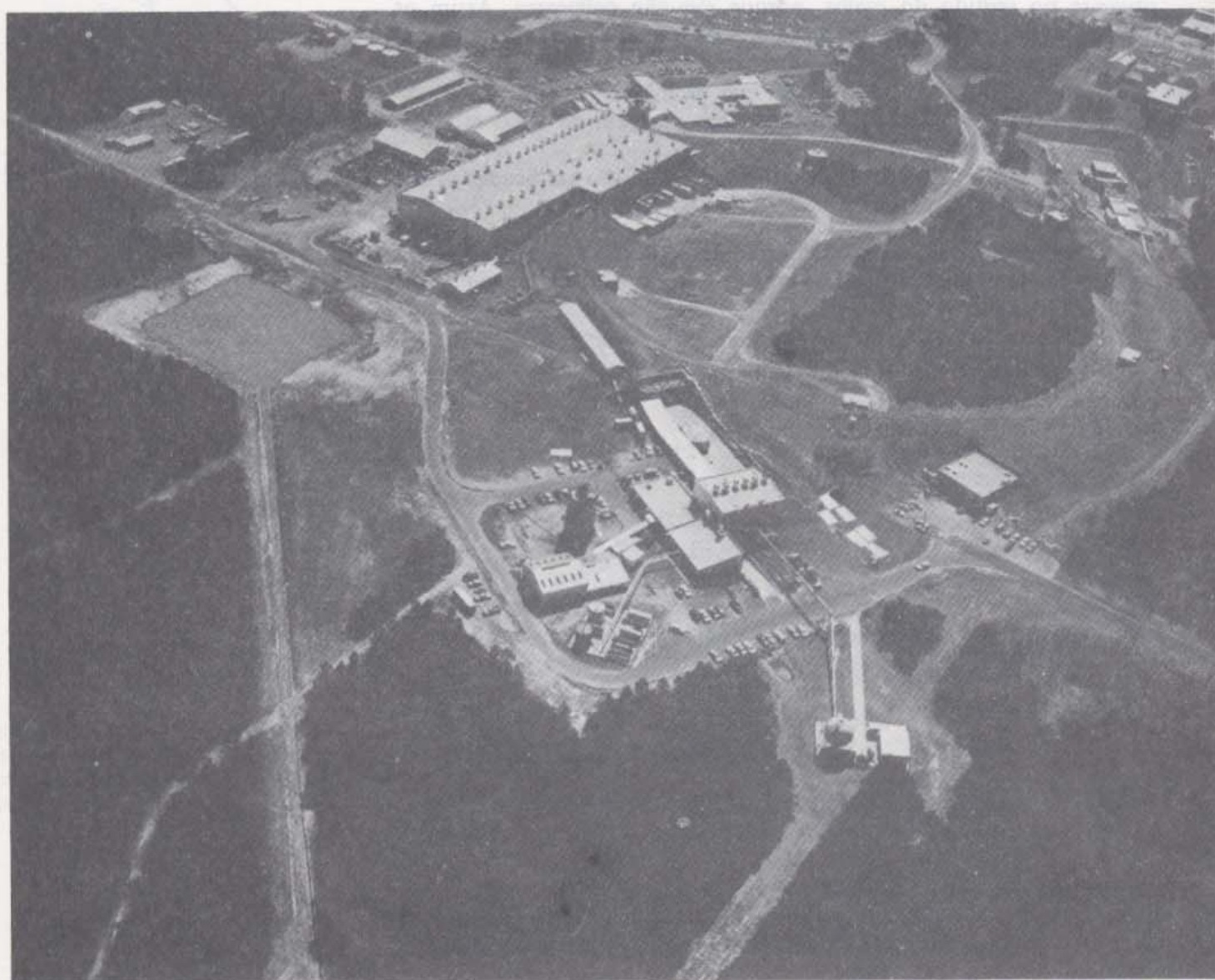
No declínio de Σ^+ , uma interacção fraca, conserva-se a carga e o n.º de bariões, mas a estranheza não, como se vê a seguir:

	$\Sigma^+ \rightarrow \pi^+ + n^0$		
carga	+1	+1	0
carga total	+1		+1
número de bariões	+1	0	+1
número total de bariões	+1		+1
estranheza	-1	0	0
estranheza total	-1		0



Embora fossem necessárias altas energias para produzir mesões K no feixe, a reacção aqui estudada tem lugar a baixa energia.

3.1 A situação em 1932	47
3.2 O Neutrino	48
3.3 O Positrão	51
3.4 O Antiprotão	53
3.5 O Antineutrão	56
3.6 O Mesão pi	57
3.7 O Muão	60
3.8 A simplicidade de 1947	61



Vista aérea do Edifício da Câmara de Bolhas de Hidrogénio Líquido AGS de 80 polegadas, no «Brookhaven National Laboratory».

CAPÍTULO TRÊS

A História das Partículas

3.1 A situação em 1932

Vamos fazer um breve resumo do estado dos nossos conhecimentos sobre a composição da matéria em Maio de 1932, quando Chadwick tinha acabado de descobrir o neutrão. As partículas elementares conhecidas nessa altura são apresentadas a seguir:

TABELA 3.1 LISTA DE PARTÍCULAS CONHECIDA EM 1932

Partícula	Símbolo	Massa (MeV)	Carga (Unid. carga)
Fotão	γ	0	0
Electrão	e^-	0,5	-1
Protão	p^+	938	+1
Neutrão	n^0	938 ± 4	0

Concordou-se em que o átomo é composto de um núcleo rodeado de electrões ligados a ele por forças eléctricas. Era possível explicar as propriedades dos elementos, incluindo a forma como formam os compostos químicos, em termos do comportamento destes electrões. Os princípios básicos da Química foram completamente estabelecidos, de acordo com este modelo do átomo. Não só isso, mas considerava-se que o núcleo era composto de protões e neutrões, e isto podia dar conta dos pesos atómicos observados, bem como de muitas outras propriedades do núcleo. Os fotões eram as partículas que transportavam a luz e outras perturbações electromagnéticas, e a sua emissão e absorção, bem como a propagação através do espaço, eram bem compreendidas. É claro que havia muito a fazer na forma de aplicar este conhecimento básico a várias situações específicas, mas parecia que a lista de parti-

culas elementares devia estar completa. Havia alguma esperança de se conseguir obter uma total compreensão da matéria, com base nas partículas conhecidas nessa altura.

Mas mesmo então havia pontos de dificuldade, pontos que podem ter sugerido que mais estava para vir. No respeitante a uma coisa, ninguém sabia o que mantinha o núcleo unido, em face da repulsão electrostática entre os seus protões. E havia dificuldades peculiares com a teoria do electrão, que era magnífica em muitos aspectos, mas parecia ter algumas consequências matemáticas extra que não tinham significado físico. Havia também fenómenos associados com o decaimento radioactivo, quando partículas beta eram emitidas pelo núcleo, que ninguém era capaz de explicar utilizando as teorias correntemente usadas.

Uma partícula beta é um electrão ou um positrão (e^- ou e^+) emitido por um núcleo em decaimento radioactivo. Aos processos de decaimento envolvendo a emissão de partículas beta chama-se decaimento beta.

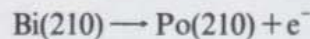
3.6 O Modelo pt

3.7 O Modelo

3.8 A simplicidade de 1947

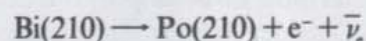
3.2 O Neutrino (ν)

O problema do decaimento beta era particularmente desagradável porque ameaçava uma das mais queridas leis da Física: a lei da conservação da energia. Um processo típico do decaimento beta é o bismuto 210 quando decai para o polónio 210 e um electrão.



O estudo experimental deste processo mostra que a energia cinética do núcleo de Po é extremamente pequena, enquanto que a do electrão emitido (e^-) pode ter qualquer valor de 0 a 0,65 MeV. A energia total do núcleo de bismuto é devida à sua massa e iguala 195 595,59 MeV, mas a energia total dos produtos de decaimento é muitas vezes menor que a energia total do núcleo original de bismuto, aparentemente parte da energia desaparece completamente!

Em 1930, um jovem brilhante físico austríaco, denominado Wolfgang Pauli, fez a hipotética sugestão de que no decaimento beta devia haver emissão de outra partícula além do electrão. De acordo com os seus cálculos, esta partícula, o neutrino (ν), deveria ter uma massa muito pequena e carga nula. O facto de não ter sido detectada previamente podia ser explicado se ele tivesse um elevado poder de penetração. O físico italiano Enrico Fermi captou esta ideia e trabalhou a teoria em detalhe, publicando-a finalmente em 1933. Na teoria de Fermi do decaimento beta, a energia que falta era transportada pelo neutrino, e assim a equação correcta para a reacção discutida atrás era: bismuto 210 dá polónio 210, um electrão e um neutrino.



Esta teoria explicava tão bem a variação de energia dos electrões emitidos, que o mundo dos físicos aceitou a existência do neutrino muito antes deste ter sido observado de qualquer forma directa.

Se um neutrino transportava realmente a energia que faltava no decaimento beta, devia transportar também algum momento. A fim de testar esta nova possibilidade, foram planeadas experiências para medir o reduzido momento do núcleo de recuo, bem como o do electrão. Isto

A letra grega nu (ν) é usada aqui para representar qualquer neutrino, embora vejamos mais tarde que há actualmente quatro diferentes espécies de neutrinos, ν_e , ν_μ , $\bar{\nu}_e$ e $\bar{\nu}_\mu$.

Neutrino é uma palavra derivada do italiano significando «pequeno e neutro».

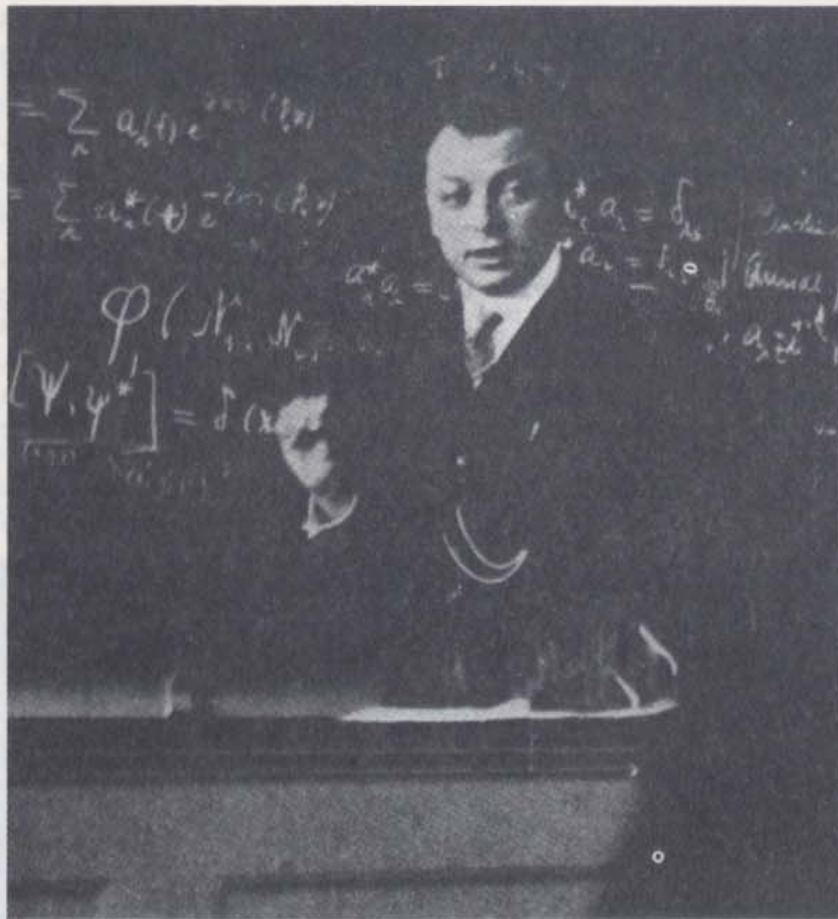


Fig. 3.1 Wolfgang Pauli em 1929.

permitiria o cálculo do momento que faltava, que podia então ser comparado com o momento que se presumia ser transportado pelo neutrino. Tais experiências tiveram êxito no final de 1930, mas ainda não satisfaziam a necessidade de detecção experimental do próprio neutrino livre.

Para detectar a presença do neutrino era necessário arranjar uma colisão ou outra interacção entre esta partícula e um núcleo nalgum alvo material. Contudo, em média, um só neutrino tinha de deslocar-se 50 anos luz através do chumbo sólido, antes que qualquer interacção pudesse ocorrer. Assim, a experiência necessitava de uma fonte muito intensa que pudesse fornecer muitos neutrinos por segundo. De facto, foi calculado que um fluxo de 10^{16} neutrinos por minuto, através de um detector de dez ton seria adequado para conseguir que pudesse ser detectado numa experiência um número mensurável de partículas. Onde podia ser encontrado um feixe tão intenso de neutrinos? Apenas num dos grandes reactores da Comissão de Energia Atómica, como os de Hanford, Washington, ou Savannah River, Carolina do Sul. Eles foram construídos para produzir armas nucleares, mas um produto derivado do seu funcionamento, devido aos seus níveis de alta potência, era a produção de muitos neutrinos no declínio beta de vários isótopos radioactivos no seu interior. Clyde Cowan e Frederick Reines, do Labo-

Zurich, 4 de Dezembro de 1930

Caros Senhoras* e Senhores
radioactivos

Peço-vos que ouçam atentamente o portador desta carta. Ele vos dirá que, devido à «errada» estatística dos núcleos de N e Li⁶ e do espectro beta contínuo, encontrei um remédio desesperado para salvar as leis de conservação da energia e a estatística. É a possibilidade de existirem partículas electricamente neutras, a que chamarei neutrões, que existem no núcleo, que têm *spin* 1/2 e obedecem ao princípio de exclusão, e que diferem dos fótons também porque não se movem com a velocidade da luz. A massa dos neutrões deve ser da mesma ordem da dos electrões e não deve exceder em caso algum 0,01 da massa do protão. O espectro beta contínuo seria então compreensível se se considerasse que durante o declínio beta é emitido com cada electrão um neutrão, de tal modo que a soma das energias do neutrão e do electrão é constante.

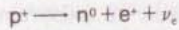
Admito que o meu remédio pode parecer muito improvável, porque há muito teríamos visto estes neutrões se eles realmente existissem. Mas apenas ele, que se atreve a vencer todos os obstáculos, e a seriedade da situação provocada pelo espectro contínuo é iluminado por uma nota do meu honrado predecessor, Mr. Debye, que recentemente me disse em Bruxelas: «Oh, é melhor não pensar em nada disso, tal como nas novas taxas.» Portanto podíamos discutir seriamente cada passo possível para nos ajudarmos. Assim, caro povo radioactivo, examinem e julguem. Infelizmente não posso aparecer em Tübingen pessoalmente, porque sou indispensável aqui, devido a um baile que vai ter lugar em Zurich, na noite de 6 para 7 de Dezembro.

O vosso mais obediente criado,
W. Pauli

* Os «neutrões» aqui referidos são os actuais neutrinos. A «Senhora radioactiva» é Lise Meitner.

Na equação que descreve uma possível reacção, podemos deslocar qualquer partícula para o membro oposto da equação, substituí-la pela sua antipartícula, e obter outra reacção possível. Isto é uma propriedade geral das reacções com partículas, chamada simetria de cruzamento.

O processo de decaimento beta positivo no interior de um núcleo pode ser representado por



Se se desloca o neutrino para o lado contrário da equação e substituímos por um antineutrino obtemos



que é a reacção que Reines e Cowan se propunham observar.

ratório de Los Alamos conduziram experiências em cada um destes reactores para pôr em evidência a reacção neutrino e protão dando neutrão e positrão:



Se pudermos detectar um neutrão e um positrão com as energias próprias e provar que foram produzidos precisamente ao mesmo tempo, podemos dizer que foi observada uma reacção induzida por um neutrino. Os resultados da primeira experiência em Hanford, em 1953, deu evidência provável, mas não conclusiva a esta reacção. Então em 1956, uma experiência realizada em Savannah River mostrou bom êxito: a reacção desejada foi observada cerca de uma vez em cada vinte minutos.

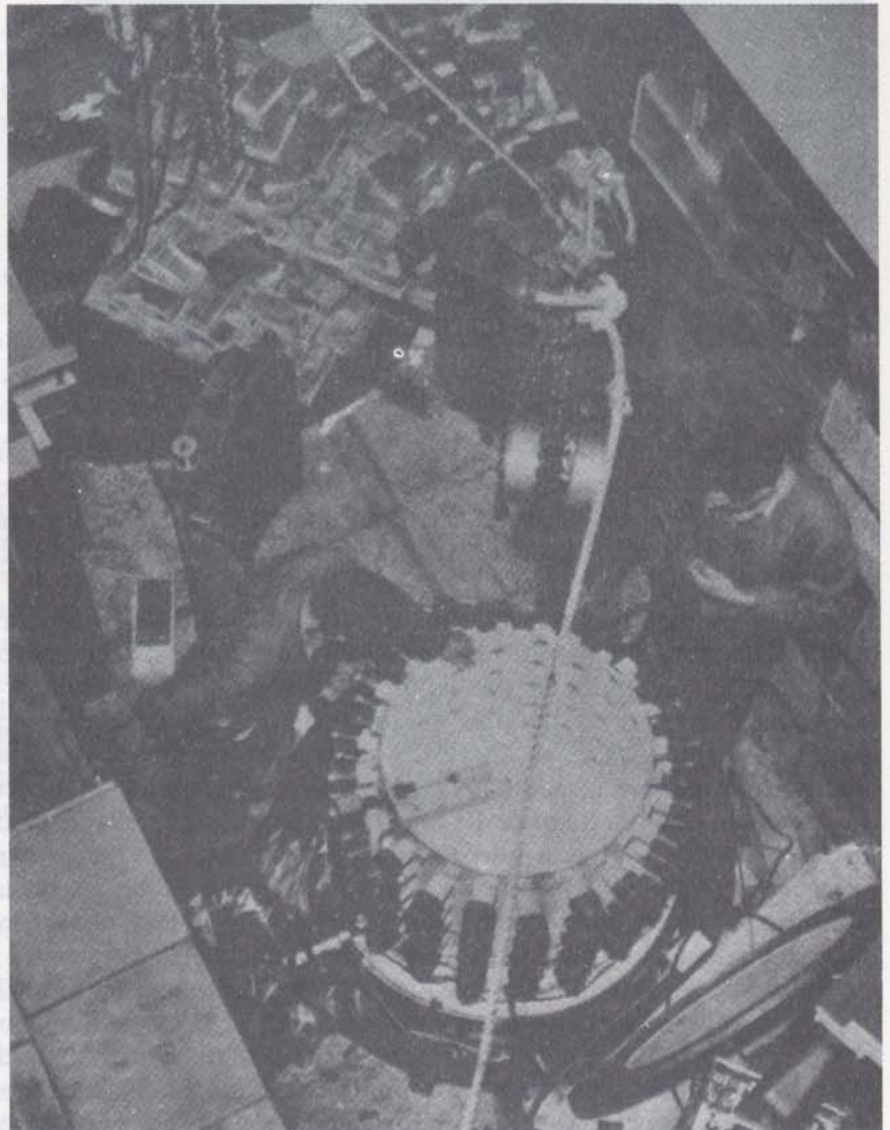


Fig. 3.2 Contador de cintilações utilizado por Reines e Cowan na sua primeira experiência com neutrinos em Hanford, Washington, em 1953. O contador, que pesava dez toneladas é o objecto cilíndrico próximo da parte inferior.

Trabalho experimental posterior mostrou que há neutrinos e anti-neutrinos (ν e $\bar{\nu}$), diferindo no sentido em que rodam em torno dos seus eixos. Além disso, parece haver duas espécies de pares neutrino-antineutrino: um nu e (ν_e) pertencendo à família do electrão, e o outro nu mu (ν_μ) pertencendo à família dos muões. Estes serão discutidos mais tarde na secção dos muões.

3.3 O Positrão (e^+)

Entre os grandes teóricos de 1920 estava um jovem inglês, Paul A. M. Dirac, que foi nomeado professor de matemática em St. John's College da Universidade de Cambridge. As suas contribuições em física matemática foram muitas, e até à data, o seu livro *Os Princípios da Mecânica Quântica* é o trabalho básico neste campo.

Em 1928 Dirac publicou um belo trabalho propondo uma nova teoria do electrão, teoria que combinava a mecânica quântica geral com a teoria especial da relatividade de Einstein. A partir desta teoria relativista do electrão ele foi capaz de fazer cálculos detalhados de muitos fenómenos atómicos com precisão e elegância, de modo que esta teoria em breve ganhou aceitação geral. Foi por este trabalho que ele recebeu o seu prémio Nobel, partilhado com Erwin Schrödinger em 1933.

Para compreender as implicações desta teoria, precisamos rever alguns factos da física atómica. Deve estar lembrado que um dos resultados básicos da teoria quântica é que um electrão pode apenas apresentar alguns valores «permitidos» para a sua energia. Para um electrão ligado, num átomo de hidrogénio, os estados permitidos são simplesmente os estados discretos estacionários prescritos pelo modelo de Bohr e representados na Fig. 3.3. nenhuns outros valores foram alguma vez encontrados. Na figura m_0c^2 é 0,5 MeV, a energia em repouso do electrão.

Para um electrão livre, há muitos mais estados permitidos que para um electrão ligado. De facto, num centímetro cúbico há cerca de 10^{24} estados disponíveis com energias entre 0 e 1 eV. Se aumentarmos o volume a que restringimos o electrão, o número de estados permitidos aumenta, tal como o número por unidade de intervalo de energia. Para um electrão livre no espaço infinito, os estados permitidos aproximam-se de uma série contínua, correspondendo a todas as energias cinéticas de zero para cima. Incluindo a energia em repouso do electrão, a energia total destes estados permitidos vai desde 0,5 MeV para cima, sem qualquer limite. Isto pode ser um diagrama de níveis de energia como o que se representa na Fig. 3.4, onde os estados permitidos estão indicados por uma mancha escura porque estão muito próximos uns dos outros. É importante lembrar que cada nível de energia permitido tem uma capacidade definida para electrões, tal como os níveis electrónicos num átomo. A capacidade de um dado nível pode ou não ser utilizada, mas é perfeitamente limitada: é o vulgarmente chamado princípio de exclusão.

Agora a teoria de Dirac, embora elegante, continha um problema: não só predizia todos os estados de energia do electrão livre, mas também predizia que havia estados permitidos com energia total negativa!

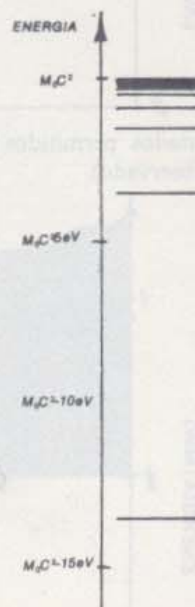


Fig. 3.3 Estados permitidos do electrão num átomo de hidrogénio (observado).

O eixo horizontal não tem qualquer significado num diagrama de níveis de energia — toda a informação está contida ao longo do eixo vertical. Contudo, por causa da aparência visual, é costume traçar o diagrama como fizemos aqui.

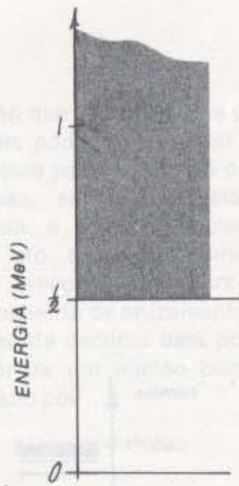


Fig. 3.4 Estados permitidos do electrão livre (observado).



Fig. 3.5 Estados permitidos do electrão livre (teoria de Dirac).

De acordo com este modelo, se um electrão cai num buraco, o electrão e o buraco deixam de ser observáveis. Tudo o que resta é a energia perdida pelo electrão no processo, energia que aparece normalmente na forma de radiação gama. Neste tipo de situação é costume falar de electrão e lacuna aniquilando-se um ao outro.

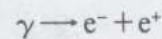
Como mostra a Fig. 3.5 predizia estados com energia total menor do que *menos* 0,5 MeV, bem como os estados geralmente observados com energia maior do que *mais* 0,5 MeV. Como o significado actual de energia total negativa era confuso e tais estados não tinham certamente sido observados, pretendia-se uma explicação, que é a seguinte:

Suponhamos que todos os estados de energia negativa estavam cheios. Isto requeria, é claro, muitíssimos electrões, mas não há razão física para proibir a nossa hipótese da presença de todos eles. Além disso, se estes estados permanecem cheios todo o tempo, nenhum electrão poderia entrar ou sair deles e não haveria processo de estes estados poderem ser observados. Suponhamos agora que um estado singular neste «mar de Dirac» de estados preenchidos, estava vago. Haveria então um electrão a menos que o normal, ou podíamos dizer que haveria uma carga positiva mais do que o normal. Um «buraco» no mar negativo actua como uma carga positiva! Como o protão era a única partícula fundamental conhecida com carga positiva, possivelmente os protões não eram mais que buracos num mar de electrões. De um só golpe isto podia fornecer uma teoria, que explicasse não só o comportamento dos electrões mas também o dos protões.

Infelizmente para esta hipótese, cálculos posteriores de J. Robert Oppenheimer e do próprio Dirac mostraram que a estabilidade da matéria ordinária não podia ser explicada segundo este modelo: os electrões disponíveis cairiam nos buracos em tempos da ordem de 10^{-10} s, ou, por outras palavras, todos os electrões e protões do Mundo se aniquilariam rapidamente uns aos outros. Assim foi proposto que os protões deviam ser observados como estando completamente separados dos electrões e que os buracos de Dirac, se existissem, deviam representar um novo tipo de partículas com massa igual à do electrão, mas com carga positiva.

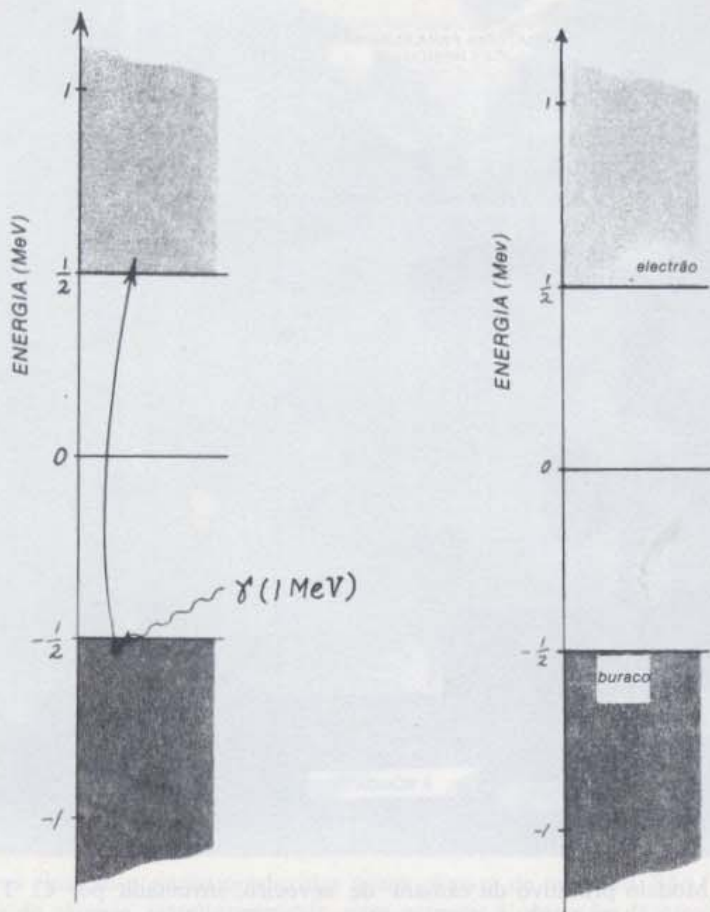
O «electrão positivo» ou positrão (e^+) podia ser produzido num par com um electrão vulgar (e^-) quando um fóton energético colidisse com um electrão num dos estados de energia negativos, como se mostra nos diagramas acima. O fóton deve dar ao electrão alvo pelo menos 1 MeV de energia, a fim de o arrancar e elevar para um dos estados de energia positiva permitida, deixando assim para trás um buraco.

O resultado deste processo é o desaparecimento de um fóton e aparecimento de um par electrão-positrão, de modo que podemos escrever a equação de um fóton a originar um electrão e um positrão:



Recentemente os físicos deixaram de falar acerca do inobservável «mar de Dirac» de estados de energia negativos para electrões; apenas falam dos próprios positrões e electrões. A matemática permanece a mesma, mas a interpretação mudou.

Toda esta conversa de electrões positivos teria permanecido mera especulação se não fossem os experimentalistas, que estavam muito ocupados com os seus próprios esforços. A câmara de Wilson tinha sido aplicada ao estudo da radiação cósmica por D. Skobelzya no Instituto Politécnico de Leninegrado, em 1929. Então, em 2 de Agosto de



(a) Fóton de 1 MeV embate num electrão do mar negativo.

(b) O electrão desloca-se para um estado superior de energia positiva deixando para trás o «buraco» (positrão).

1932, Carl D. Anderson, um investigador post-doutoral de 27 anos, que trabalhava com o Prof. Robert A. Millikan no Instituto de Tecnologia da Califórnia, viu um traço na câmara de nevoeiro deixado pelo primeiro positrão a ser identificado. O seu primeiro relatório era cauteloso, falando apenas de «uma partícula carregada positivamente, comparável em massa e valor da carga ao electrão», mas uma série de experiências realizadas no ano seguinte vieram confirmar rapidamente a descoberta do positrão. É interessante notar que após um ano da primeira observação de Anderson haviam sido publicados pelo menos sete trabalhos sobre experiências relacionadas com isso. Nestes estão incluídos o trabalho de Irene Curie e F. Joliot, em França e de P. M. S. Blackett e G. Occhialini no Lab. Cavendish em Inglaterra. Já nessa altura, como agora, despertava aparentemente nos físicos uma excitação febril.

3.4 O Antiprotão (\bar{p})

A descoberta do positrão não deixou dúvidas de que o antiprotão também existia, embora essa partícula não viesse a ser descoberta senão

Fig. 3.6 Produção de pares

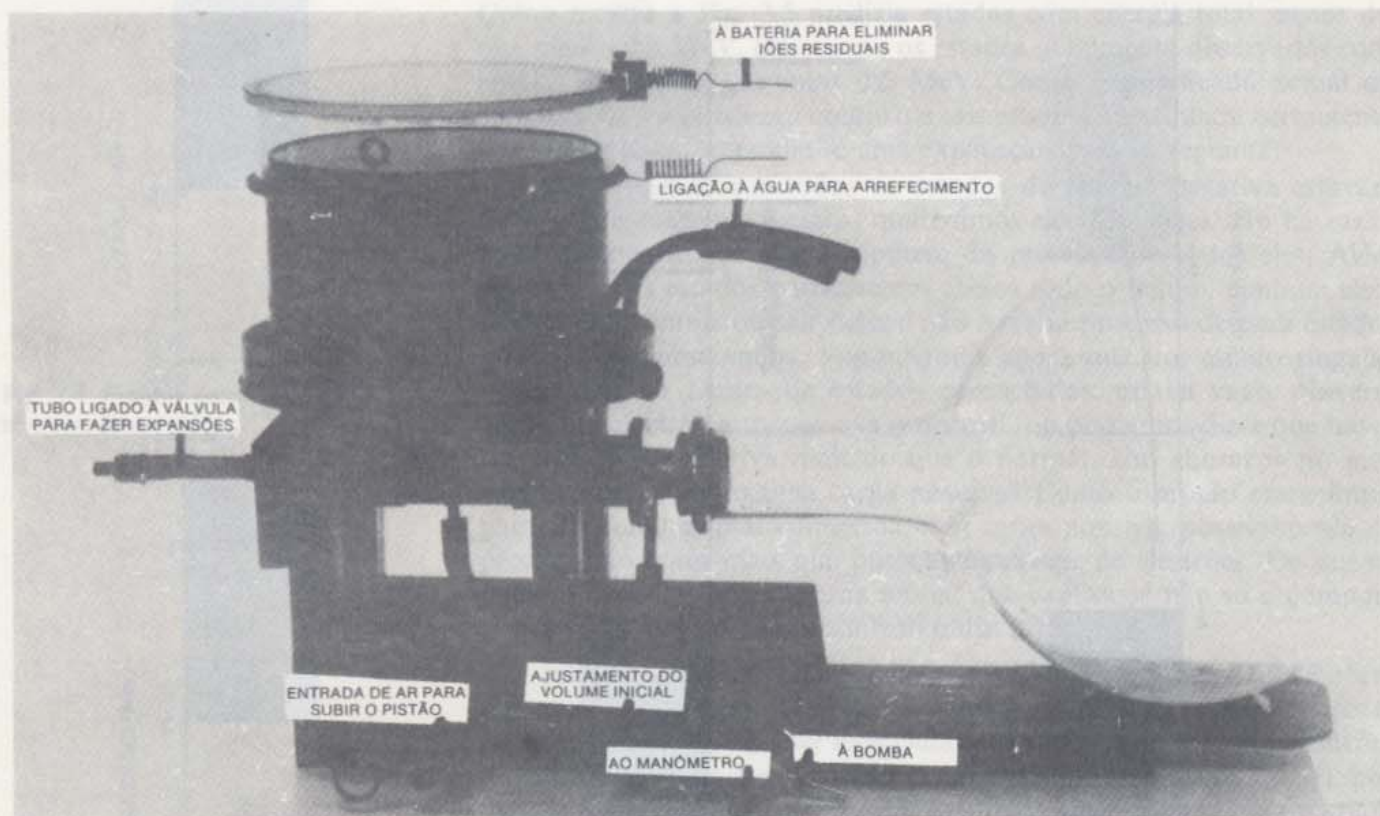


Fig. 3.7 Modelo primitivo da câmara de nevoeiro, inventada por C. T. R. Wilson da Escócia em 1912. Partículas carregadas passam através da câmara, deixando visíveis traços, que podem então ser fotografados para fornecer um registo permanente. Este dispositivo foi o pioneiro da câmara de bolhas dos nossos dias.

A «antimatéria» podia ser feita de positrões e antiprotões tal como a matéria ordinária é feita de electrões e protões. As antipartículas não são o oposto das partículas «ordinárias» mas são simplesmente partículas com certas propriedades opostas às das partículas «ordinárias». As partículas «ordinárias» são assim designadas porque acontece precisamente que o nosso próprio Mundo é feito delas em vez de antipartículas, embora seja provável que algures no espaço possa existir um mundo feito de antipartículas. A única coisa exótica acerca desta situação é que se uma partícula e a sua antipartícula se encontram, se aniquilam uma à outra, e a sua massa converte-se em energia. Assim, na colisão entre um objecto de grandes dimensões feito de antimatéria, com um de matéria ordinária, a massa total devia ser imediatamente convertida em energia.

mais de 20 anos mais tarde. Uma partícula de «antimatéria» havia sido observada pelo menos numa circunstância, a do positrão, e havia fortes razões teóricas para acreditar que cada partícula tem a sua correspondente antipartícula. De facto, no trabalho de Dirac de 1931, em que se mencionou pela primeira vez o antielectrão (positrão), também foi mencionado o antiprotão.

A razão para este atraso foi estritamente tecnológica: para fazer um antiprotão é necessário um feixe de partículas com uma energia de cerca de 6 GeV, e até 1954 energias desta ordem só se obtinham na radiação cósmica. Infelizmente a radiação cósmica não pode ser controlada e tais energias são relativamente raras, de modo que nenhuns protões foram claramente identificados em experiências de radiação cósmica, embora tenham sido encontrados pelo menos três possíveis candidatos.

Em 1954, foi completado um novo acelerador de protões com energia suficientemente grande para produzir antiprotões. Foi o famoso Bevatrão de 6,2 GeV no Lawrence Radiation Laboratory da Universidade de Califórnia, em Berkeley. Tem interesse ver como esta energia foi escolhida e estudar a experiência do antiprotão com um certo pormenor.

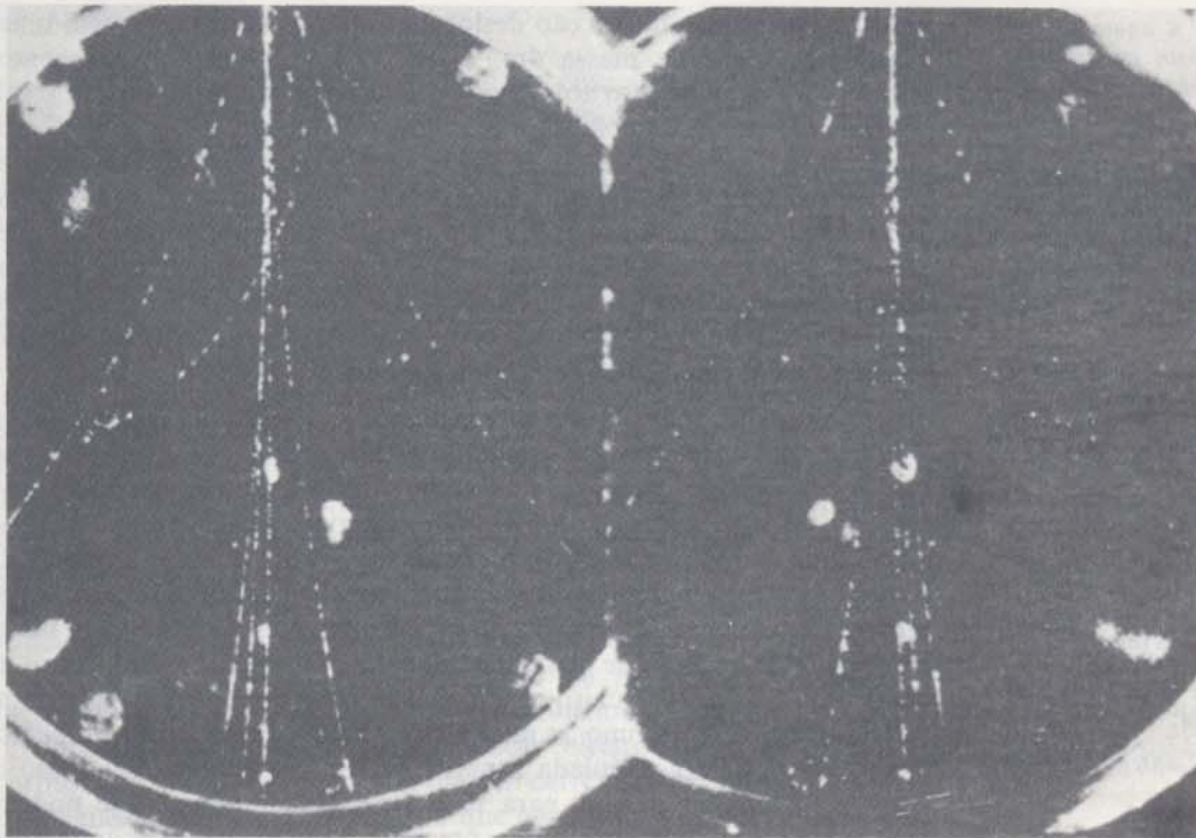


Fig. 3.8 Pares electrão-positrão produzidos numa câmara de nevoeiro. São fotografadas duas vias da câmara, simultaneamente, para permitir a obtenção de uma informação completa tridimensional acerca dos traços.

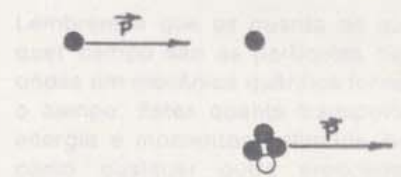
Para produzir um antiprotão devemos produzir simultaneamente um novo protão: eles vêm aos pares tal como os positrões e electrões. Contudo, em vez de usar fótons para chocar com o alvo, como fazemos para produzir pares electrão-positrão, usamos protões de elevada energia. Uma reacção possível é então:

	p^+	$+$	p^+	\longrightarrow	p^+	$+$	p^+	$+$	p^+	$+$	\bar{p}^-
carga	+1		+1		+1		+1		+1		-1
carga total	+2				+2						
número de bariões	+1		+1		+1		+1		+1		-1
número total de bariões	+2				+2						

Note-se que a carga total e o número de bariões se conservam nesta reacção. É claro que o protão incidente deve ter energia suficiente para satisfazer também a conservação da energia e de momento. A energia necessária deve ser pelo menos 1876 MeV (2×938 MeV) a fim de fornecer a massa das duas novas partículas que são criadas, mas a conservação do momento requiere que seja muito maior do que este.

Geralmente um protão incidente de grande energia, de massa m e momento \vec{p} embate num protão alvo de massa m em repouso. No caso mais simples, quando existe apenas a energia suficiente para produzir

Lembrem-se que um GeV (Giga-electrão volt) iguala um milhar de milhões de electrão volt, por vezes chamado BeV.



Relativisticamente a energia total de uma partícula com massa m e momento linear p é dada por

$$\sqrt{(mc^2)^2 + (pc)^2}$$

Assim, se E é a energia total do próton incidente, m a massa do próton alvo, em repouso, e p o momento linear antes e após a colisão, podemos escrever a lei de conservação da energia, como segue:

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{Energia do próton} \\ \text{incidente} \end{array} \right\} + \left\{ \begin{array}{l} \text{Energia} \\ \text{do alvo} \end{array} \right\} =$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{Energia da partícula re-} \\ \text{sultante de massa } 4m \end{array} \right\}$$

$$E + mc^2 = \sqrt{(4mc^2)^2 + (pc)^2}$$

Quadrando ambos os lados:

$$E^2 + 2E(mc^2) + (mc^2)^2 = 16(mc^2)^2 + (pc)^2$$

Substituindo E^2 pelo seu equivalente $(mc^2)^2 + (pc)^2$, à direita:

$$E^2 + 2E(mc^2) + (mc^2)^2 = 15(mc^2)^2 + E^2$$

Agrupando os termos vem:

$$2E(mc^2) = 14(mc^2)^2$$

Dividindo por $2(mc^2)$:

$$E = 7(mc^2)$$

que é a energia total necessária do próton incidente. Como a energia cinética E_k é a energia total menos a energia em repouso mc^2 ,

$$E_k = 6mc^2 = 6 \times 938 \text{ MeV} = 5728 \text{ MeV} = 5.7 \text{ GeV}$$

um \bar{p} , os produtos da reacção deslocam-se juntos como se fossem uma «partícula» única de massa $4m$. A lei de conservação do momento requiere que o momento total após a colisão iguale o momento total precisamente antes da colisão, o qual tinha o valor p . Usando este facto juntamente com a lei da conservação da energia, encontramos que a energia cinética do próton incidente deve ser pelo menos 5,7 GeV para que este processo seja possível. (Se a energia incidente é maior do que este valor, as partículas resultantes não se mantêm juntas, mas usam a energia extra para se afastarem umas das outras.) Assim a especificação de uma energia de 6,2 GeV para o Bevatrão dava uma margem de 10% acima do valor mínimo para a produção de antiprotões.

O aparelho utilizado nesta investigação é típico das experiências de altas energias, que utilizam contadores electrónicos. Os princípios em que se baseia são os descritos na Secção 1.6. Primeiro o alvo é introduzido no feixe de prótons de 6 GeV no interior do acelerador, produzindo uma grande mistura de partículas de vários tipos e momentos. Então utilizam-se imans encurvados para enviar partículas de diferentes momentos e diferente carga, em percursos diferentes. O passo final neste caso é tomar o feixe de partículas com o momento e carga certos e verificar se ele inclui quaisquer partículas com a massa correcta para serem antiprotões. Como a massa de uma partícula com momento conhecido pode ser calculada a partir da sua velocidade, este passo é realizado dirigindo o feixe para uma série de contadores que podem detectar a velocidade com muita precisão. Estes contadores assinalam quando atingidos por uma partícula cuja velocidade sugira que pode ser um antiprotão. Os sinais correctos devem ser obtidos de todos os contadores no aparelho para que uma partícula que os atravesse seja identificada como um antiprotão.

Um ano após o Bevatrão ter começado a funcionar, Emilio Segré, Owen Chamberlain, e seus colaboradores puseram este sistema de detecção em funcionamento e encontraram o antiprotão. De facto, por volta do fim do ano, os contadores tinham dado sinais afirmativos correspondentes a mais de sessenta antiprotões.

3.5 O Antineutrão (\bar{n}^0)

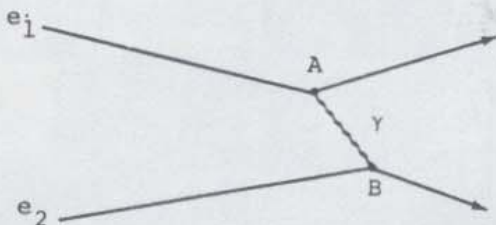
Uma vez firmemente estabelecida a ideia de antipartículas, devida à observação do positrão, a possibilidade de existência de um antineutrão foi fortemente sugerida também, embora o termo não apareça na literatura até 1937. Contudo, nessa altura, o próprio neutrão foi novamente descoberto e as possibilidades que ele apresentava dominaram o trabalho dos físicos experimentais durante algum tempo. Não só isso, mas a produção de um antineutrão tinha as mesmas dificuldades de energia que a produção de um antiprotão, por isso não é de surpreender que só em 1956, um ano após a descoberta do antiprotão, tenha sido observado o primeiro antineutrão no Bevatrão de Berkeley.

3.6 O Mesão pi (π)

Por vezes em Física surge um teórico com a intuição para ver que um fenómeno não explicado pode ser entendido em termos de uma nova partícula, e pode estimular o mundo dos físicos experimentais na pesquisa desta partícula. Tal homem foi Hideki Yukawa, que em 1935 era leitor de física na Universidade de Kyoto, no Japão. O problema que ele estudou foi um dos mencionados anteriormente: o que mantém o núcleo atómico unido. Os prótons, sendo carregados positivamente, deviam repelir-se imediatamente e parecia não haver nada para evitar que os neutrões se mantivessem desligados, visto não terem carga eléctrica e a força gravitacional ser tão fraca que é desprezível no interior do núcleo. A sua solução era que devia existir outra força, específica do núcleo, uma força que só podia ser observada em acontecimentos à escala nuclear. Tal força devia ter muito curto alcance, talvez 2×10^{-13} cm, cerca do diâmetro de uma partícula nuclear, mas devia ser muito forte para ultrapassar as forças eléctricas no núcleo. Experiências posteriores convenceram os cientistas que existe uma força que possui estas características especiais: actualmente chama-se a esta força interacção forte.

A interacção forte actua por meio de partículas denominadas mesões pi. Para compreender como isto funciona voltamos primeiro a um processo mais familiar: a interacção electromagnética entre dois corpos carregados. Sabe que um objecto carregado tem um campo electromagnético associado com ele, e que este campo pode produzir uma força noutro objecto carregado. Sabe também que a emissão de energia electromagnética por um átomo é melhor descrita como a emissão de um fóton com frequência e energia específicas. Da mesma forma a absorção de energia electromagnética por um electrão, como no efeito Compton ou efeito fotoeléctrico, pode ser descrita como absorção de um fóton. Como se ligam os pontos de vista do campo e do fóton? Fazemos a ligação pensando que o próprio campo electromagnético é composto por um grande número de fótons. Estes fótons foram emitidos pelo objecto carregado produzindo o campo, e a acção do campo noutro corpo carregado pode ser descrita em termos de absorção de fótons pelo campo deste corpo. Como os fótons são as partículas que transportam o campo electromagnético de um lugar para outro, dizemos que os fótons são os quanta desse campo. Os fótons não devem conservar o número de família, de modo que podem ser simplesmente criados e destruídos num processo destes.

A interacção de dois electrões pela força electromagnética pode ser ilustrada pelo seguinte diagrama.



Lembremos que os quanta de qualquer campo são as partículas cujas ondas em mecânica quântica formam o campo. Estes quanta transportam energia e momentos definidos, bem como qualquer outra propriedade física do campo.

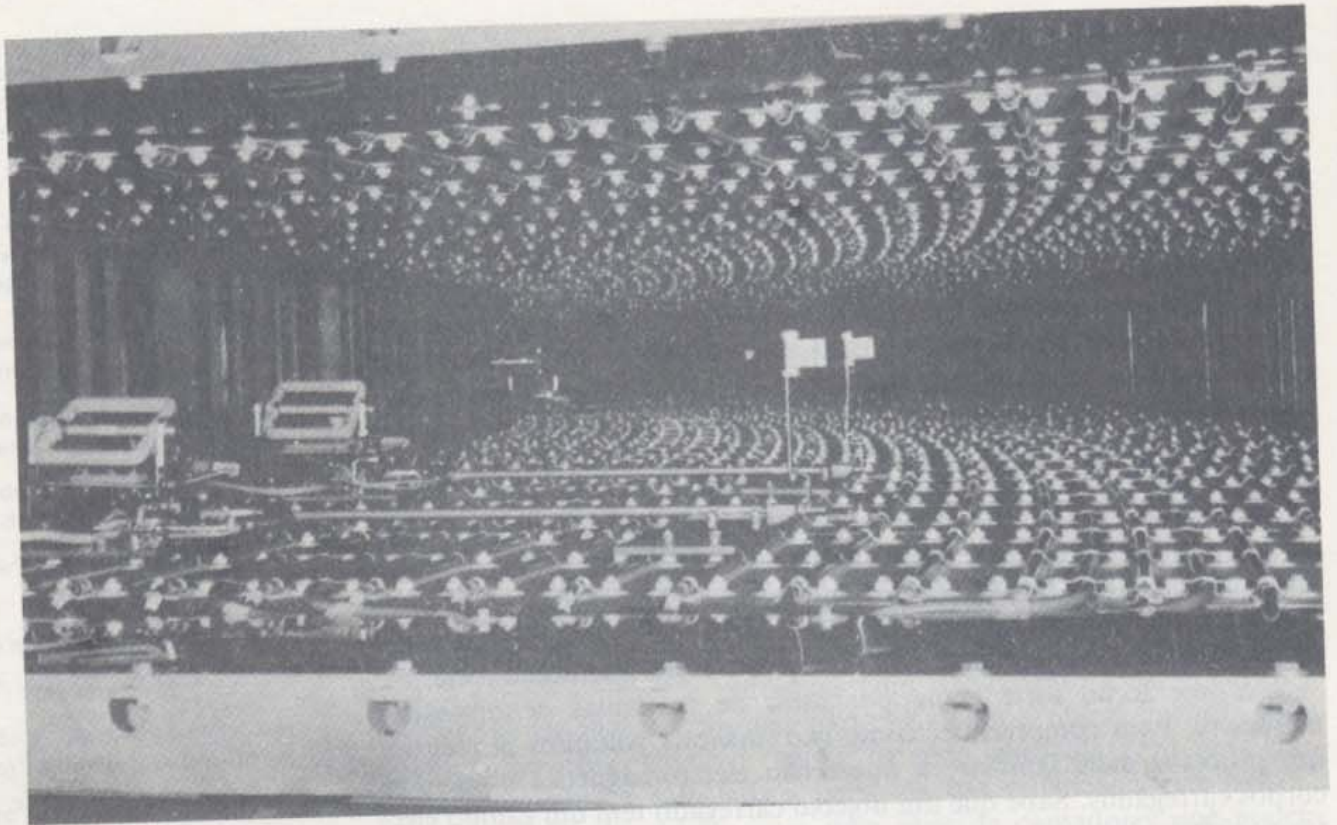


Fig. 3.9 Vista interior pela abertura do Bevatrão, mostrando alvos (centro) que são introduzidos no feixe quando se deseja. Quando o feixe colide com um alvo são produzidos antiprotões, entre outras partículas.



Fig. 3.10 Hideki Yukawa (à direita) e Niels Bohr (à esquerda) com outros dois físicos, verificando experiências na Universidade de Johns Hopkins em 1959.

O electrão e_1 chega a A onde emite um fóton e segue outra direcção, a fim de conservar o momento. O fóton vai para B, onde é absorvido pelo electrão e_2 e provoca a deflexão deste. Podemos dizer que os dois electrões se repelem pela força electromagnética (Coulomb), mas outra maneira de descrever o acontecimento é dizer que um fóton é trocado entre os electrões e que esta troca provoca a deflexão observada. Prefere-se esta última maneira de falar, em física das partículas, porque descreve a «repulsão» entre electrões, em termos de processos simples e bem entendidos: a emissão de um fóton por uma partícula carregada num ponto, deslocação deste fóton através do espaço, e absorção do fóton por outra partícula carregada noutro ponto. A atracção electromagnética entre duas partículas de cargas opostas tem também lugar através do mecanismo de troca de fótons.

De forma semelhante, a interacção entre dois nucleões (isto é, prótons ou neutrões) pode ser descrita em termos da troca da partícula que é o quantum do campo de interacção forte, tal como o fóton é o quantum do campo electromagnético. Esta foi a proposição de Yukawa. Estabeleceu as equações que descrevem o movimento desta nova partícula e avaliou que ela devia ter de massa cerca de 100 MeV. É claro que são necessários pelo menos 100 MeV de energia para produzir uma partícula com esta massa, e tais energias eram nessa época apenas disponíveis na radiação cósmica. Estas experiências eram difíceis, mas, em 1947 C. F. Powell e os seus colaboradores em Bristol, Inglaterra, realizaram a primeira observação nos raios cósmicos das partículas esperadas e que actualmente designamos por mesões pi. Um ano mais tarde, com o novo ciclotorão de frequência modulada em Berkeley, tornou-se possível produzi-las também no laboratório.

Há um argumento interessante, mas impreciso, baseado no princípio da incerteza, que permite uma avaliação da massa dos mesões transportando a força forte entre dois nucleões. O alcance desta força sabe-se ser da ordem de 2×10^{-13} cm, de modo que mesmo que um mesão se desloque à velocidade da luz, levaria pelo menos $0,7 \times 10^{-23}$ s a deslocar-se de um nucleão para outro com o qual está a interactuar. Durante este tempo a energia do sistema devia provavelmente aumentar pelo menos a massa do mesão, violando aparentemente a lei da conservação da energia. Contudo esta lei só se aplica a valores de energia mensuráveis experimentalmente, e de acordo com o princípio da incerteza, durante o curto intervalo de tempo em que o mesão está em voo, apenas podemos medir a energia do sistema com uma incerteza de $\Delta E = h/2\pi\Delta t = 100$ MeV. Então, se a massa do mesão fosse menor que 100 MeV, a aparente violação da conservação da energia no processo de troca de mesões, não seria detectável experimentalmente. Por outro lado, não devemos esperar que a massa do mesão seja muito inferior a 100 MeV, porque isso iria permitir-lhe deslocar-se por um tempo mais longo e portanto com maior alcance sem uma violação observável da conservação de energia. O alcance conhecido da força nuclear apresenta-se contra esta possibilidade. Assim esperamos que a massa seja cerca de 100 MeV, valor que concorda com a precisão de Yukawa, embora o argumento deste fosse algo diferente do que acabámos de apresentar.

O princípio da incerteza foi discutido na Unidade 5, Secção 20.5, onde foi destacado que a natureza ondulatória da matéria tornava impossível medir o momento e a posição de uma partícula simultaneamente com uma precisão melhor que a relação

$$\Delta p \Delta x \geq h/2\pi$$

sendo Δp a incerteza no momento, Δx a incerteza na posição e h a constante de Planck.

Este princípio também se aplica à medida simultânea da energia e do tempo, de acordo com a relação

$$\Delta E \Delta t \geq h/2\pi$$

onde ΔE é a incerteza na energia e Δt a incerteza no tempo, ou, por outras palavras, o intervalo de tempo que leva a fazer a medição da energia.

$$\Delta E = \frac{h}{2\pi\Delta t}$$

$$\frac{h}{2\pi} = 6,6 \times 10^{-22} \text{ MeV s}$$

$$\Delta t = 0,7 \times 10^{-23} \text{ s}$$

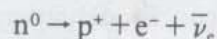
$$\begin{aligned} \Delta E &= \frac{6,6 \times 10^{-22}}{0,7 \times 10^{-23}} \\ &= 100 \text{ MeV} \end{aligned}$$

Um estudo posterior, mostrou que os mesões pi ocorrem em três estados de carga: 1 , -1 e 0 em termos de carga fundamental. Assim a interacção forte entre nucleões pode provir da troca de qualquer destas partículas, de modo a fazê-lo de forma consistente com a conservação da carga. Isto conduz-nos a uma importante característica da interacção forte: a sua independência da carga. Neutrões e protões, que diferem apenas na carga, não diferem em nada no que respeite às interacções fortes e a força forte entre dois neutrões ou entre um neutrão e um próton é a mesma que entre dois protões. Como a força electromagnética é muito mais fraca que a força forte, o efeito da carga eléctrica na interacção de dois nucleões pode ser incluído como uma pequena correcção após terem sido calculados os efeitos da força forte (independência da carga). Pensa-se que a diferença de massa de $0,14\%$ entre o neutrão e o próton é devida à diferença nas suas cargas eléctricas, enquanto o resto da sua diferença de massa é o resultado das suas interacções fortes.

3.7 O muão

No estudo da radiação cósmica por diferentes laboratórios, no começo e meados de 1930, foram observadas algumas partículas que eram muito mais penetrantes que outras; foram denominadas as componentes «duras» da radiação cósmica. De início, não se sabia se essas partículas eram simplesmente protões e electrões de energia excessivamente alta ou se eram um novo tipo de partículas, mas, as medidas efectuadas no Instituto de Tecnologia da Califórnia em 1937 tornaram evidente que havia sido descoberta uma nova partícula. Esta partícula, a que agora chamam muão (μ) podia ser melhor descrita como um electrão pesado, porque é semelhante ao electrão em todos os aspectos, excepto a massa, e que é cerca de 200 vezes a massa do electrão. A princípio parecia que podia ser a partícula postulada por Yukawa para dar conta das forças nucleares, mas observou-se que as novas partículas interactuavam demasiado raramente com núcleos para que essa identificação fosse correcta. De facto, mesmo hoje sabemos muito pouco mais que isso acerca do muão, ou seja, que é um «electrão pesado».

O muão foi a primeira partícula elementar observada experimentalmente a decair no estado livre. Suspeitava-se teoricamente que neutrões livres podiam sofrer declínio beta na reacção em que o neutrão se transforma em próton, electrão e antineutrino:



mas isso não fora observado até 1950. Os muões, por outro lado, não só decaíam eles próprios, mas eram também produzidos no declínio radioactivo de outra partícula, o mesão pi. As equações seguintes esquematizam e a Fig. 3.11 mostra vários declínios «pi-mu-e» numa câmara de bolhas.

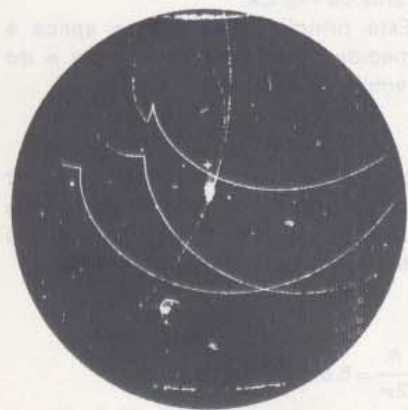
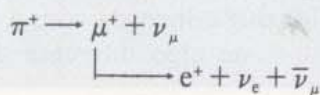


Fig. 3.11 A vida de três muões é registada em três curtos traços produzidos em hidrogénio líquido da câmara de bolhas.

Assim um pi mais decai num mu mais e num neutrino. Então o mu mais decai num positrão, num neutrino e num antineutrino. Note que a carga eléctrica se conserva, visto que é +1 de cada lado da cadeia de declínio. Uma série semelhante de declínios começa com um mesão pi menos.

O facto de que há duas espécies de neutrinos, ν_e e ν_μ , não foi descoberto experimentalmente senão em 1962. Contudo, incluímos estas designações aqui para nos permitir falar sobre a conservação do número de família do electrão e número de família do muão. O quadro com estas propriedades é apresentado aqui por conveniência. Usando o quadro podemos examinar a conservação destes números na cadeia de declínio pi-mu-e

TABELA 3.2 AS FAMÍLIAS DO ELECTRÃO E DO MUÃO

Nome	Símbolo	Electrão N.º de Família	Muão N.º de Família
Electrão	e^-	+1	0
Neutrino de electrão	ν_e	+1	0
Positrão	e^+	-1	0
Antineutrino de electrão	$\bar{\nu}_e$	-1	0
Mu menos	μ^-	0	+1
Neutrino de muão	ν_μ	0	+1
Mu mais	μ^+	0	-1
Antineutrino de muão	$\bar{\nu}_\mu$	0	-1
Todas as outras partículas		0	0

Consideremos o declínio de um mesão pi, usando este quadro.

	$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \bar{\nu}_\mu$		
número família do electrão	0	0	0
número total família electrão	0	0	
número família do muão	0	-1	+1
número total família muão	0	0	

Agora consideremos o declínio do muão.

	$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$		
número família do electrão	0	-1	+1
número total família do electrão	0	0	
número família do muão	-1	0	0
número total família muão	-1	0	-1

Vemos assim que se conservam nestes declínios os números de família do electrão e do muão.

3.8 A simplicidade de 1947

Embora a lista de partículas conhecidas crescesse apreciavelmente entre 1932 e 1947, este crescimento não tornou necessariamente a Física mais complicada. Como vimos, trouxe com ela explicações para os três

problemas incómodos mencionados na Secção 3.1. As forças nucleares podiam ser entendidas em termos de troca de mesões pi; os detalhes do declínio beta eram explicados pela hipótese do neutrino e a descoberta do positrão conduziu a uma interpretação aceitável da teoria de Dirac, do electrão. As partículas, que estavam bem estabelecidas experimentalmente ou teoricamente em 1947, estão apresentadas na Tabela 3.3. É interessante comparar esta com a primeira lista na Tabela 3.1.

TABELA 3.3 LISTA DAS PARTÍCULAS CONHECIDAS EM 1947

Partícula	Símbolo	Carga	Massa (MeV)
Fotão	γ	0	0
Neutrino	ν	0	0
Antineutrino	$\bar{\nu}$	0	0
Electrão	e^-	-1	0,5
Positrão	e^+	+1	0,5
Muão	μ^-	-1	106
Antimuão	μ^+	+1	106
Mesão pi	π^+	+1	140
	π^0	0	135
	π^-	-1	140
Protão	p^+	+1	938
Antiprotão	\bar{p}^-	-1	938
Neutrão	n^0	0	940
Antineutrão	\bar{n}^0	0	940

Em 1947 esta tabela mostrava toda a evidência de estar completa. De facto, se não fosse algo, estava demasiado completa, devido ao muão que aparentemente não tinha qualquer finalidade útil. Algumas das partículas desta linha não tinham ainda sido observadas experimentalmente, mas isso não constituía problema, pois a sua existência estava bem estabelecida em bases teóricas. De facto, havia razoável esperança de explicar totalmente o comportamento microscópico da matéria com base apenas nas partículas conhecidas nessa altura.

- Q1. Para cada uma das partículas da Tabela 3.3 descreva a sua função em termos das suas interacções e em termos do modelo atómico da matéria.
- Q2. Para cada um dos traços na Fig. 3.11 identifique a partícula e a sua direcção de deslocamento.
- Q3. Na Fig. 3.11 quais as partículas que se deslocam mais depressa? Como sabe?
- Q4. Discuta o que podia acontecer se um antiprotão de baixa energia colidisse com um protão. Utilize o conhecimento que tem das leis de conservação.

problemas incómodos mencionados na Secção 3.1. As forças nucleares podiam ser entendidas em termos de troca de mesões pi; os detalhes do declínio beta eram explicados pela hipótese do neutrino e a descoberta do positrão conduziu a uma interpretação aceitável da teoria de Dirac, do electrão. As partículas, que estavam bem estabelecidas experimentalmente ou teoricamente em 1947, estão apresentadas na Tabela 3.3. É interessante comparar esta com a primeira lista na Tabela 3.1.

TABELA 3.3 LISTA DAS PARTÍCULAS CONHECIDAS EM 1947

Partícula	Símbolo	Carga	Massa (MeV)
Fotão	γ	0	0
Neutrino	ν	0	0
Antineutrino	$\bar{\nu}$	0	0
Electrão	e^-	-1	0,5
Positrão	e^+	+1	0,5
Muão	μ^-	-1	106
Antimuão	μ^+	+1	106
Mesão pi	π^+	+1	140
	π^0	0	135
	π^-	-1	140
Protão	p^+	+1	938
Antiprotão	\bar{p}^-	-1	938
Neutrão	n^0	0	940
Antineutrão	\bar{n}^0	0	940

Em 1947 esta tabela mostrava toda a evidência de estar completa. De facto, se não fosse algo, estava demasiado completa, devido ao muão que aparentemente não tinha qualquer finalidade útil. Algumas das partículas desta linha não tinham ainda sido observadas experimentalmente, mas isso não constituía problema, pois a sua existência estava bem estabelecida em bases teóricas. De facto, havia razoável esperança de explicar totalmente o comportamento microscópico da matéria com base apenas nas partículas conhecidas nessa altura.

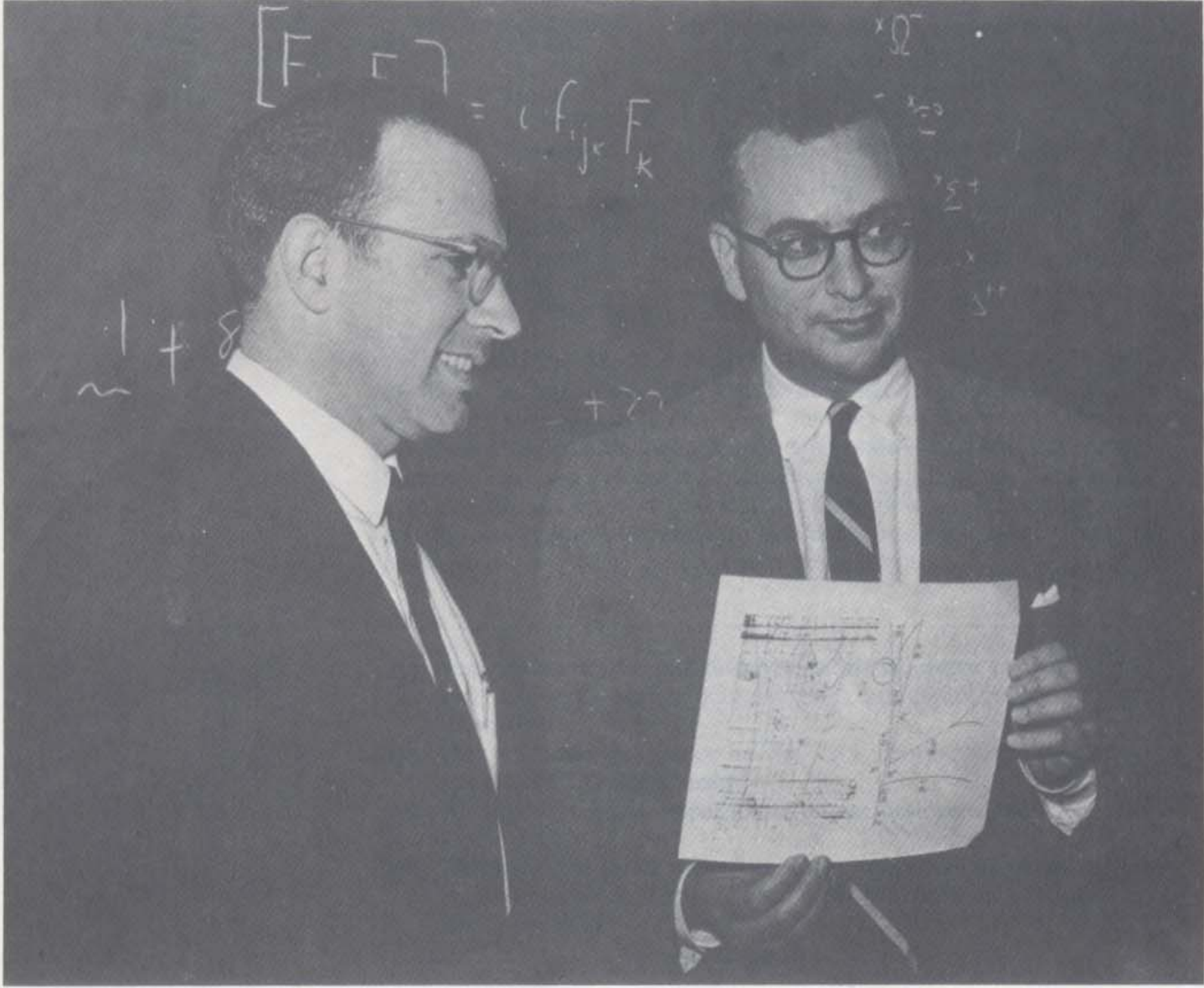
- Q1. Para cada uma das partículas da Tabela 3.3 descreva a sua função em termos das suas interacções e em termos do modelo atómico da matéria.
- Q2. Para cada um dos traços na Fig. 3.11 identifique a partícula e a sua direcção de deslocamento.
- Q3. Na Fig. 3.11 quais as partículas que se deslocam mais depressa? Como sabe?
- Q4. Discuta o que podia acontecer se um antiprotão de baixa energia colidisse com um protão. Utilize o conhecimento que tem das leis de conservação.

4.1 Início do Caos 65
 4.2 Estranheza 65
 4.3 Aumento do Caos: Ressonâncias 68
 4.4 A Situação Actual 70
 4.5 O Caminho dos Oito Ramos 71
 4.6 A História do Omega Menos 74
 4.7 As Ressonâncias Explicadas 75
 4.8 Resolvido o Caos? 78
 Epílogo 80

problemas incómodos relacionados na Secção 3.1. As forças nucleares podiam ser entendidas em termos de troca de mésons pi, os detalhes do declínio beta eram explicados pelo hipotético neutrino e a descoberta do positrão e uma interpretação aceitável da teoria de Dirac do efeito Compton. As partículas que estavam bem estabelecidas experimentalmente em 1947, estão apresentadas na Tabela 3.3. É interessante comparar esta com a primeira lista na Tabela 3.1.

TABELA 3.3 LISTA DAS PARTÍCULAS CONHECIDAS EM 1947

Partícula	Símbolo	Carga	Massa (MeV)
Fóton	γ	0	0



Dr. Yuval Ne'eman (esquerda) e Dr. Murray Gell-Mann que propuseram independentemente o «Caminho dos Oito Ramos».

CAPÍTULO QUATRO

Início do Caos e o Caos Resolvido

4.1 Início do Caos

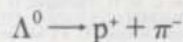
A esperança de que a lista de partículas iria permanecer curta e simples foi de pequena duração. Em 1947, no mesmo ano em que a nossa lista foi «completada» pela descoberta do mesão pi, um estudo cuidadoso das fotografias da radiação cósmica revelou a presença de novas partículas estranhas. Devia ter espantado os seus descobridores, G. D. Rochester e C. C. Butler de Manchester, Inglaterra, o saber que as suas duas novas partículas eram apenas as pioneiras de mais de duzentas que viriam a ser descobertas nos vinte anos seguintes! Na verdade, mesmo agora, há indicação de que há muitas mais para vir. Vamos examinar brevemente alguns dos processos pelos quais os físicos esperam dar sentido a esta situação aparentemente caótica.

4.2 Estranheza

Uma das propriedades mais peculiares das partículas recentemente descobertas era que decaem muito lentamente, apesar do facto dos produtos de decaimento serem partículas sujeitas a interacção forte. As partículas instáveis previamente conhecidas também decaem muito lentamente, mas isto não era surpreendente porque os seus produtos de decaimento incluem sempre algumas partículas que não estão sujeitas a interacção forte. As novas partículas são produzidas rapidamente em colisões de alta energia, por exemplo pi menos e protão dão capa zero e lambda zero:



e decaem por processos como lambda zero a dar um protão e pi menos:



A produção tem lugar em 10^{-23} s, tempo característico da interacção forte, mas o decaimento tem lugar durante um tempo muito mais

20 de Dezembro de 1947 NATURE

EVIDÊNCIA PARA A EXISTÊNCIA DAS
NOVAS PARTÍCULAS ELEMENTARES
INSTÁVEIS

por DR. G. D. ROCHESTER

e

DR. C. C. BUTLER

Laboratório de Física, Universidade de Manchester

ENTRE algumas cinquenta fotografias em câmara de nevoeiro controladas por contador, de cascatas penetrantes, que obtivemos durante o último ano, como parte de uma investigação sobre a natureza das partículas penetrantes que aparecem em cascatas de radiação cósmica sobre chumbo, há duas fotografias que contêm traços bifurcados de carácter muito marcante. Estas fotografias foram seleccionadas de cinco mil fotografias tiradas num tempo efectivo de operação de 1500 horas. Com base na análise abaixo apresentada, acreditamos que um dos traços bifurcados, mostrado na Fig. 1 (traços *a* e *b*) representa a transformação espontânea no gás da câmara, de um novo tipo de partículas elementares não carregadas em partículas carregadas mais leves e que o outro, mostrado na Fig. 2 (traços *a* e *b*) representa igualmente a transformação de um novo tipo de partículas carregadas em duas partículas leves, uma das quais é carregada e a outra não.

Os dados experimentais para estas duas bifurcações são dados no Quadro 1; H é o valor do campo magnético, α o ângulo entre os traços, p e Δp o momento medido e o erro avaliado. Os sinais das partículas são dados na última coluna do quadro, indicando o sinal mais, que a partícula é positiva se se move para baixo na câmara. Uma cuidadosa projecção das fotografias estereoscópicas mostrou que cada par de traços é copontual. Além disso, ambos os traços ocorrem no meio da câmara, numa região de iluminação uniforme, indicando a presença de fundo rodeando os traços, boas condições de condensação.

Embora as duas bifurcações difiram em muitos aspectos importantes, têm pelo menos dois aspectos essenciais em comum: primeiro, consistem ambos de dois ramos com o vértice no gás; segundo, em nenhum caso há qualquer sinal de um traço devido a uma terceira partícula ionizante. Além disso, muito poucos acontecimentos semelhantes a estes foram observados na placa de chumbo de 3 cm, enquanto que se as bifurcações fossem devidas a qualquer tipo de processo de colisão, devia esperar-se várias centenas de vezes mais do que no gás. Este argumento indica, portanto, que os traços não podem ser devidos a um processo de colisão mas devem ser devidos a algum tipo de processo espontâneo para o qual a probabilidade depende da distância percorrida e não da quantidade de matéria atravessada.

QUADRO 1. DADOS EXPERIMENTAIS

Fotografia	H (gauss)	α (grau)	Traço	p (eV/c)	Δp (eV/c)	Sinal
1	3500	66,6	<i>a</i>	$3,4 \times 10^8$	$1,0 \times 10^8$	+
			<i>b</i>	$3,5 \times 10^8$	$1,5 \times 10^8$	-
2	7200	161,1	<i>a</i>	$6,0 \times 10^8$	$3,0 \times 10^8$	+
			<i>b</i>	$7,7 \times 10^8$	$1,0 \times 10^8$	+

Esta conclusão pode ser confirmada por argumentos detalhados. Por exemplo, se qualquer dos traços bifurcados fosse devido à deflexão de uma partícula carregada por colisão com um núcleo, a transferência de momento linear devia ser tão grande como a que produz um traço de recuo facilmente visível. Então agora a tentativa para explicar a Fig. 2 por um processo de colisão encontra-se com a dificuldade de que a partícula incidente é deflectida de 19° numa colisão simples no gás e apenas $2,4^\circ$ ao atra-

versar 3 cm de chumbo — um acontecimento muito pouco provável. Um processo de colisão específico, o de produção de um par de electrões por um fóton de alta energia no campo do núcleo, pode ser excluído por duas razões: o ângulo observado entre os traços devia ser apenas uma fracção do grau, por exemplo $0,1^\circ$ para a Fig. 1, e uma grande quantidade de componente electrónica devia ter acompanhado o fóton, porque em cada caso uma placa de chumbo está logo acima da bifurcação.

Concluimos assim que as duas bifurcações não representam processos de colisão, mas transformações espontâneas. Representam um tipo de processo com o qual estamos já familiarizados no declínio do mesão num electrão e num suposto neutrino, e no pretenso declínio do mesão pesado recentemente descoberto por Lattes, Occhialini e Powell¹.

Vamos agora discutir explicações alternativas possíveis das duas bifurcações.

Fotografia 1. Devemos examinar a possibilidade alternativa da Fotografia 1 poder representar a desintegração espontânea de uma partícula carregada, proveniente da parte inferior da câmara, numa partícula carregada e noutra descarregada. Se aplicamos o argumento que conduziu à equação (4), a este processo, vê-se facilmente que a partícula incidente devia ter a massa mínima de $1.280m$. Assim a fotografia não pode ser explicada pelo declínio de um mesão de recuo ordinário. Tendo em mente a direcção geral das outras partículas na cascata, pensa-se que a hipótese de desintegração de uma partícula neutra deslocando-se para baixo é mais provável. Além disso pode mostrar-se com alguma confiança que as partículas ionizantes observadas são pouco provavelmente prótons porque a ionização de um próton de momento $3,5 \times 10^8$ eV/c devia ser mais que quatro vezes a ionização observada.

Fotografia 2. Neste caso, devemos examinar a possibilidade de a fotografia representar o declínio espontâneo de uma partícula neutra, vinda do lado direito da câmara em duas partículas carregadas. O resultado de aplicar a equação (4) a este processo é mostrar que a massa mínima da partícula neutra seria cerca de $3.000m$. Atendendo ao facto de que a direcção da partícula neutra devia ter sido muito diferente da direcção da parte principal da cascata, pensa-se que a hipótese original do declínio de uma partícula carregada numa partícula penetrante carregada e numa suposta partícula neutra é a mais provável.

Concluimos com toda a evidência que a Fotografia 1 representa o declínio de uma partícula neutra, cuja massa é menor que $770m$ ou maior que $1.600m$, nas duas partículas carregadas observadas. De forma análoga, a Fotografia 2 representa a desintegração de uma partícula carregada de massa maior do que $980m$ e menor do que a do próton, numa partícula penetrante observada e numa partícula neutra. Deve notar-se que nenhuma partícula neutra de massa $1000m$ foi ainda observada; uma partícula carregada de massa $990m \pm 12$ por cento foi contudo observada por Leprince-Ringuet e L'héritier².

Fotografias peculiares da câmara de nevoeiro tiradas por Janossy, Rochester e Broadbent³ e por Daudin⁴ podem ser outros exemplos da Fotografia 2.

É um prazer registar os nossos agradecimentos ao Prof. P. M. S. Blackett pelo profundo interesse que manifestou nesta investigação e pelo benefício de numerosas discussões estimulantes. Queremos também agradecer o auxílio prestado pelo Prof. L. Rosenfeld, Mr. J. Hamilton e Mr. H. Y. Tzu do Departamento de Física Teórica da Universidade de Manchester. Estamos gratos a Mr. S. K. Runcorn pela assistência no funcionamento da câmara de nevoeiro nas primeiras fases do trabalho.

¹ Lattes, C. M. G., Occhialini, G. P. S., e Powell, C. F., *Nature*, **160**, 453, 486 (1947).

² Leprince Ringuet, L., e L'héritier, M., *J. Phys. Radium* (Ser. 8), **7**, 66, 69 (1946). Bethe, H. A., *Phys. Rev.*, **70**, 821 (1946).

³ Janossy, L., Rochester, G. D., e Broadbent, D., *Nature*, **155**, 142 (1945). (Fig. 2. Traço em baixo do lado esquerdo da fotografia).

⁴ Daudin, J., *Annales de Physique*, **11**, Série, **19** (Abril-Junho), 1944 (Placa IV, Fot. 16).

longo, 10^{-10} s, típico da interacção fraca. Isto sugere que algo está a suprimir a interacção forte no processo de declínio, deixando apenas a interacção fraca provocar isto. Embora o declínio via interacção electromagnética pudesse conduzir a diferentes produtos, podia esperar-se que prosseguisse a uma taxa maior que o declínio via interacção fraca. Como isso não é geralmente observado para estas novas partículas, algo deve estar a suprimir os declínios electromagnéticos também.

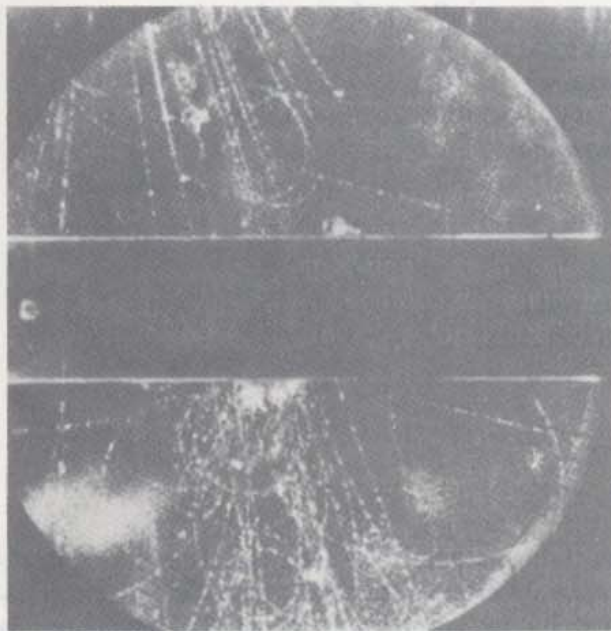


Fig. 1 Fotografia mostrando uma bifurcação fora do vulgar (a, b) no gás. A direcção do campo magnético é tal que uma partícula positiva vinda para baixo é desviada no sentido contrário dos ponteiros do relógio.

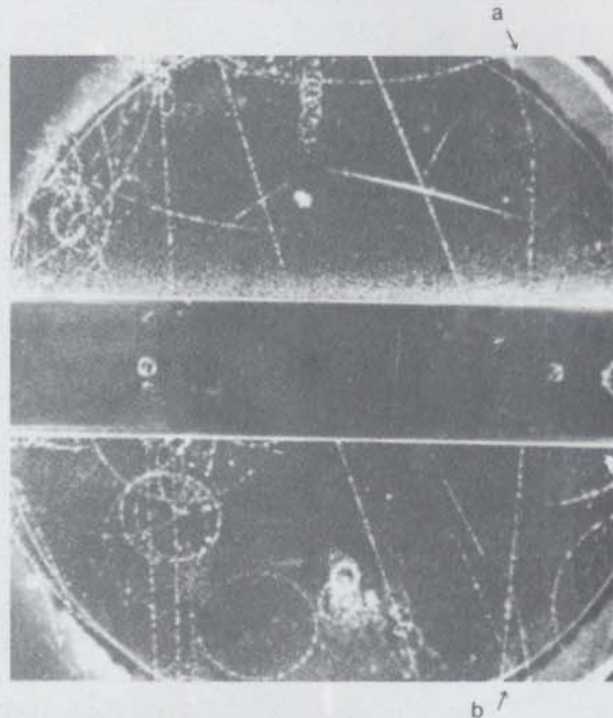


Fig. 2 Fotografia mostrando uma bifurcação fora do vulgar (a, b). A direcção do campo magnético é tal que uma partícula positiva vindo para baixo é desviada no sentido dos ponteiros do relógio.

Murray Gell-Mann nos Estados Unidos e Kazuhiko Nishijima no Japão propuseram independentemente em 1953 que as partículas elementares tinham uma nova propriedade, que podia ser descrita em termos de um número quântico a que agora chamamos estranheza. Na secção 2.6 desta unidade observamos os traços de partículas estranhas na câmara de bolhas e discutimos o conceito de estranheza. Recordam-se que existe uma lei de conservação da estranheza, mas ao contrário das outras leis de conservação que estudámos, apenas se mantém algumas vezes. Especificamente, as reacções que provêm de uma interacção fraca não obedecem à lei de conservação da estranheza. Contudo a estranheza é um conceito muito útil para tratar de reacções que provêm de interacções fortes ou electromagnéticas, para as quais a lei de conservação se mantém.

A reacção de produção ($\pi^- + p^+ \rightarrow \Lambda^0 + K^0$) pode provir rapidamente, via interacção forte, porque se conserva a estranheza. A reacção

As Figs. 1 e 2 foram reproduzidas do livro *Cloud Chamber Photographs of the Cosmic Radiation* de G. D. Rochester e J. G. Wilson, Academic Press, Inc. New York, 1952.

A estranheza está gradualmente a ser substituída por uma quantidade relacionada, a hipercarga, que é igual à soma da estranheza com o número de barião. A hipercarga conserva-se exactamente na mesma situação que a estranheza, como era de esperar, visto que o n.º de barião se conserva sempre.

de declínio ($\Lambda^0 \rightarrow p^+ + \pi^-$) pode apenas ir lentamente, via interacção fraca, porque a estranheza não se conserva, embora todas as outras leis de conservação relevantes sejam obedecidas. O balanço da estranheza nestas reacções é indicado a seguir:

Produção de partículas estranhas

	$\pi^- + p^+ \rightarrow K^0 + \Lambda^0$
estranheza	0 0 +1 -1
estranheza total (conserva-se)	0 0

Declínio de partículas estranhas

	$\Lambda^0 \rightarrow p^+ + \pi^-$
Estranheza	-1 0 0
estranheza total (não conservada)	-1 0

4.3 Aumento do Caos

Ressonâncias. Nem todas as partículas têm um esquema de declínio que viole a conservação da estranheza e portanto não podem prosseguir via interacção forte; há um grande número para as quais quer na produção quer no declínio se conserva a estranheza e realizam-se em tempos típicos da interacção forte. Como o tempo de vida média de tais partículas é apenas 10^{-23} s, é necessário usar meios indirectos para as observar. Estas partículas de vida curta são muitas vezes designadas «ressonâncias», nome utilizado para as distinguir das suas irmãs de duração mais longa. A grande maioria das partículas da nossa presente lista são de facto ressonâncias, embora as ressonâncias sejam menos importantes na matéria ordinária do que as partículas mais estáveis.

A primeira ressonância, «sigma asterisco» (Σ^*) foi observada em 1960 pelo grupo da câmara de bolhas sob a direcção de Luis W. Alvarez na Universidade de Califórnia em Berkeley. Na Fig. 4.1 mostra-se um acontecimento típico. A reacção é kapa menos e protão dando sigma asterisco mais, e pi menos, seguida imediatamente do declínio de sigma asterisco mais, dando lambda zero e pi zero, como se indica nas seguintes equações:

Produção de ressonância

	$K^- + p^+ \rightarrow \Sigma^{*+} + \pi^-$
estranheza	-1 0 -1 0
estranheza total (conservada)	-1 -1

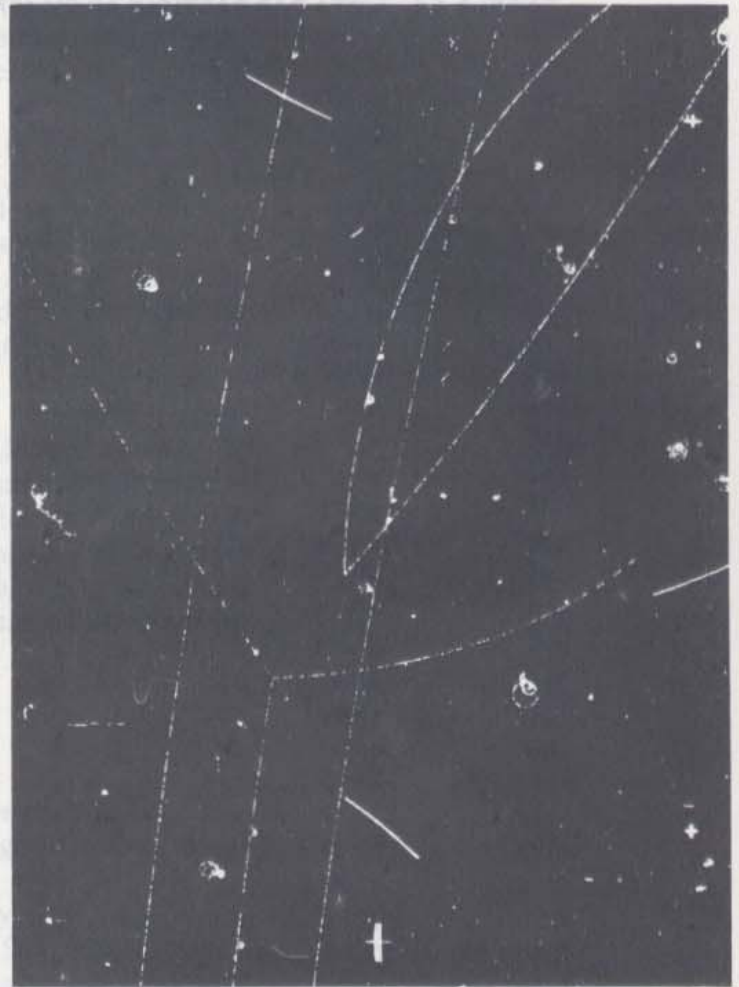
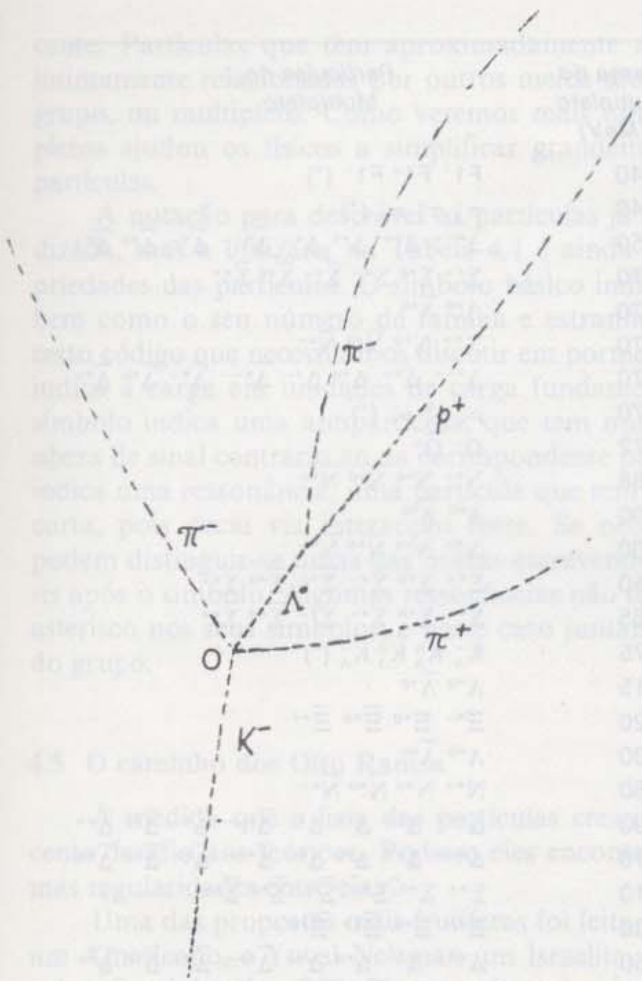


Fig. 4.1 Uma partícula de ressonância Σ^{*+} e um mesão π^- são produzidos numa câmara de colisões entre um mesão K^- e um próton em O. A partícula de ressonância desintegra-se antes de deixar um traço, num Λ^0 e numa partícula π^+ . A partícula Λ^0 neutra não deixa traço, mas decai num π^- e num próton que pode ser visto no sentido do fluxo.

Declínio de ressonância

Partícula	Simbolo	Massa (MeV)	Decaimento	Carga
Neutrão	n	939	$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$	0
Lambda	Λ	1115	$\Lambda \rightarrow p + \pi^-$	0
Sigma mais	Σ^+	1189	$\Sigma^+ \rightarrow p + \pi^0$	1
Sigma zero	Σ^0	1193	$\Sigma^0 \rightarrow p + \pi^-$	0
Sigma menos	Σ^-	1193	$\Sigma^- \rightarrow n + \pi^-$	-1
Xi zero	Ξ^0	1315	$\Xi^0 \rightarrow p + \pi^- + \pi^0$	0
Xi menos	Ξ^-	1315	$\Xi^- \rightarrow n + \pi^- + \pi^-$	-1
Omega menos	Ω^-	1672	$\Omega^- \rightarrow p + \pi^- + \pi^- + \pi^-$	-1

	Σ^{*+}	Λ^0	π^+
estranheza	-1	-1	0
estranheza total (conservada)	-1	-1	-1

A estranheza total soma -1 de ambos os lados destas duas reacções; assim elas seguem a interacção forte e as Σ^{*+} declinam muito mais rapidamente do que as partículas como Λ^0 discutido anteriormente que não conservam a estranheza no seu declínio. Note-se que na figura o Σ^* decaiu em Λ^0 e π^+ quase imediatamente após a produção, mas que o Λ^0 produzido como resultado deste declínio percorre uma distância mensurável antes de se decompor num próton e num mesão pi menos.

TABELA 4.1 LISTA DAS PARTÍCULAS EM 1970

Massa do Multipleteo (MeV)	Partículas do Multipleteo	Massa do Multipleteo (MeV)	Partículas do Multipleteo
0	γ	1540	$F1^+ F1^0 F1^- (*)$
0	$\nu_e \bar{\nu}_e$	1640	$\pi_A^+ \pi_A^0 \pi_A^- (*)$
0	$\nu_\mu \bar{\nu}_\mu$	1650	$\Delta^{*++} \Delta^{*+} \Delta^{*0} \Delta^{*-} \bar{\Delta}^{*-} \bar{\Delta}^{*0} \bar{\Delta}^{*+}$
0,5	$e^- e^+$	1670	$\Sigma^{*+} \Sigma^{*0} \Sigma^{*-} \bar{\Sigma}^{*-} \bar{\Sigma}^{*0} \bar{\Sigma}^{*+}$
106	$\mu^- \mu^+$	1670	$\Lambda^{*0} \bar{\Lambda}^{*0}$
138	$\pi^+ \pi^0 \pi^-$	1670	$N^{*+} N^{*0} \bar{N}^{*0} \bar{N}^{*-}$
496	$K^+ K^0 \bar{K}^0 \bar{K}^-$	1670	$\Delta^{*++} \Delta^{*+} \Delta^{*0} \Delta^{*-} \bar{\Delta}^{*-} \bar{\Delta}^{*0} \bar{\Delta}^{*+}$
549	η^0	1670	$\rho_N^+ \rho_N^0 \rho_N^- (*)$
700	ϵ^0	1672	$\Omega^- \bar{\Omega}^+$
765	$\rho^+ \rho^0 \rho^- (*)$	1688	$N^{*+} N^{*0} \bar{N}^{*0} \bar{N}^{*-}$
784	$\omega^0 (*)$	1690	$\Delta^{*0} \bar{\Delta}^{*0}$
892	$K^{*+} K^{*0} \bar{K}^{*0} \bar{K}^{*-}$	1700	$N^{*+} N^{*0} \bar{N}^{*0} \bar{N}^{*-}$
939	$\rho^+ n^0 \bar{p}^0 \bar{n}^+$	1750	$\Sigma^{*+} \Sigma^{*0} \Sigma^{*-} \bar{\Sigma}^{*-} \bar{\Sigma}^{*0} \bar{\Sigma}^{*+}$
958	$\eta'^0 (*)$	1765	$\Sigma^{*+} \Sigma^{*0} \Sigma^{*-} \bar{\Sigma}^{*-} \bar{\Sigma}^{*0} \bar{\Sigma}^{*+}$
966	$\delta^+ \delta^0 \delta^- (*)$	1775	$K_A^+ K_A^0 K_A^- (*)$
1016	$\pi_N^+ \pi_N^0 \pi_N^- (*)$	1815	$\Lambda^{*0} \bar{\Lambda}^{*0}$
1019	$\phi^0 (*)$	1820	$\Xi^{*-} \Xi^{*0} \Xi^{*+} \bar{\Xi}^{*+}$
1060	$\eta (*)$	1830	$\Lambda^{*0} \bar{\Lambda}^{*0}$
1070	$A1^+ A1^0 A1^- (*)$	1860	$N^{*+} N^{*0} \bar{N}^{*0} \bar{N}^{*-}$
1116	$\Lambda^0 \bar{\Lambda}^0$	1890	$\Delta^{*++} \Delta^{*+} \Delta^{*0} \Delta^{*-} \bar{\Delta}^{*-} \bar{\Delta}^{*0} \bar{\Delta}^{*+}$
1193	$\Sigma^+ \Sigma^0 \Sigma^- \bar{\Sigma}^- \bar{\Sigma}^0 \bar{\Sigma}^+$	1910	$\Delta^{*++} \Delta^{*+} \Delta^{*0} \Delta^{*-} \bar{\Delta}^{*-} \bar{\Delta}^{*0} \bar{\Delta}^{*+}$
1235	$B^+ B^0 B^- (*)$	1910	$\Sigma^{*+} \Sigma^{*0} \Sigma^{*-} \bar{\Sigma}^{*-} \bar{\Sigma}^{*0} \bar{\Sigma}^{*+}$
1236	$\Delta^{*+} \Delta^+ \Delta^0 \Delta^- \bar{\Delta}^{*-} \bar{\Delta}^- \bar{\Delta}^0 \bar{\Delta}^+ (*)$	1930	$\Xi^{*-} \Xi^{*0} \Xi^{*+} \bar{\Xi}^{*+}$
1240-1400	$Q^+ Q^0 \bar{Q}^0 \bar{Q}^- (*)$	1950	$\Delta^{*++} \Delta^{*+} \Delta^{*0} \Delta^{*-} \bar{\Delta}^{*-} \bar{\Delta}^{*0} \bar{\Delta}^{*+}$
1260	$f^0 (*)$	1990	$N^{*+} N^{*0} \bar{N}^{*0} \bar{N}^{*-}$
1285	$D^0 (*)$	2030	$\Sigma^{*+} \Sigma^{*0} \Sigma^{*-} \bar{\Sigma}^{*-} \bar{\Sigma}^{*0} \bar{\Sigma}^{*+}$
1300	$A2^+ A2^0 A2^- (*)$	2040	$N^{*+} N^{*0} \bar{N}^{*0} \bar{N}^{*-}$
1318	$\Xi^- \Xi^0 \Xi^+ \bar{\Xi}^+$	2100	$\Lambda^{*0} \bar{\Lambda}^{*0}$
1385	$\Sigma^{*+} \Sigma^{*0} \Sigma^{*-} \bar{\Sigma}^{*-} \bar{\Sigma}^{*0} \bar{\Sigma}^{*+}$	2190	$N^{*+} N^{*0} \bar{N}^{*0} \bar{N}^{*-}$
1405	$\Lambda^{*0} \bar{\Lambda}^{*0}$	2250	$\Sigma^{*+} \Sigma^{*0} \Sigma^{*-} \bar{\Sigma}^{*-} \bar{\Sigma}^{*0} \bar{\Sigma}^{*+}$
1420	$K_N^+ K_N^0 \bar{K}_N^0 \bar{K}_N^- (*)$	2350	$\Lambda^{*0} \bar{\Lambda}^{*0}$
1422	$E^0 (*)$	2420	$\Delta^{*++} \Delta^{*+} \Delta^{*0} \Delta^{*-} \bar{\Delta}^{*-} \bar{\Delta}^{*0} \bar{\Delta}^{*+}$
1470	$N^{*+} N^{*0} \bar{N}^{*0} \bar{N}^{*-}$	2455	$\Sigma^{*+} \Sigma^{*0} \Sigma^{*-} \bar{\Sigma}^{*-} \bar{\Sigma}^{*0} \bar{\Sigma}^{*+}$
1514	$f'^0 (*)$	2575	$\Sigma^{*+} \Sigma^{*0} \Sigma^{*-} \bar{\Sigma}^{*-} \bar{\Sigma}^{*0} \bar{\Sigma}^{*+}$
1520	$\Lambda^{*0} \bar{\Lambda}^{*0}$	2650	$N^{*+} N^{*0} \bar{N}^{*0} \bar{N}^{*-}$
1520	$N^{*+} N^{*0} \bar{N}^{*0} \bar{N}^{*-}$	2850	$\Delta^{*++} \Delta^{*+} \Delta^{*0} \Delta^{*-} \bar{\Delta}^{*-} \bar{\Delta}^{*0} \bar{\Delta}^{*+}$
1530	$\Xi^{*-} \Xi^{*0} \Xi^{*+} \bar{\Xi}^{*+}$	3030	$N^{*+} N^{*0} \bar{N}^{*0} \bar{N}^{*-}$
1535	$N^{*+} N^{*0} \bar{N}^{*0} \bar{N}^{*-}$	3230	$\Delta^{*++} \Delta^{*+} \Delta^{*0} \Delta^{*-} \bar{\Delta}^{*-} \bar{\Delta}^{*0} \bar{\Delta}^{*+}$

Nota: * indica uma ressonância.

4.4 A Situação Actual

A descoberta de novas partículas e ressonâncias continuou a ritmo rápido, como se pode ver pelo tamanho da lista de 1970 apresentada na Tabela 4.1. As partículas são apresentadas por ordem de massa cres-

cente. Partículas que têm aproximadamente a mesma massa e estão intimamente relacionadas por outros meios são apresentadas como um grupo, ou multiplete. Como veremos mais tarde, o conceito de multipletos ajudou os físicos a simplificar grandemente a classificação das partículas.

A notação para descrever as partículas já está totalmente standardizada, mas a utilizada na Tabela 4.1 é ainda sugestiva de várias propriedades das partículas. O símbolo básico indica o nome da partícula, bem como o seu número de família e estranheza, de acordo com um certo código que necessitamos discutir em pormenor. O índice ($^+$, 0 , ou $^-$) indica a carga em unidades de carga fundamental. Um traço sobre o símbolo indica uma antipartícula, que tem número de família e estranheza de sinal contrário ao da correspondente partícula. Um asterisco (*) indica uma ressonância, uma partícula que tem apenas existência muito curta, pois decai via interacção forte. Se necessário, as ressonâncias podem distinguir-se umas das outras escrevendo a massa entre parêntesis após o símbolo. Algumas ressonâncias não têm convencionalmente o asterisco nos seus símbolos, e nesse caso juntamos um asterisco no fim do grupo.

4.5 O caminho dos Oito Ramos

À medida que a lista das partículas crescia, apresentava um crescente desafio aos teóricos. Podiam eles encontrar alguma ordem, algumas regularidades entre elas?

Uma das propostas mais frutíferas foi feita por Murray Gell-Mann, um Americano, e Yuval Ne'eman um Israelita, em 1961. Foi baptizada pelo «Caminho dos Oito Ramos», frase inspirada na teologia Budista. Consideremos as seguintes oito partículas, como exemplo do funcionamento desta teoria:

TABELA 4.2 LISTA DE BARIÕES COM SPIN 1/2 E PARIDADE +

Nome	Símbolo	Massa (MeV)	Estranheza	Carga
Protão	p^+	938	0	1
Neutrão	n^0	940	0	0
Lambda	Λ^0	1116	-1	0
Sigma mais	Σ^+	1189	-1	1
Sigma zero	Σ^0	1193	-1	0
Sigma menos	Σ^-	1197	-1	-1
Qui zero	Ξ^0	1315	-2	0
Qui menos	Ξ^-	1321	-2	-1

Embora difiram umas das outras em carga e estranheza, estas partículas foram seleccionadas da longa lista de partículas porque apenas estas têm em comum as seguintes propriedades:

1. São todas bariões, com número de barião igual a 1.
2. Têm todas momento angular de *spin* de 1/2.
3. Têm todas paridade positiva.
4. São todas estáveis contra o declínio via interacção forte.

Uma lista actualizada com detalhes completos das propriedades destas partículas pode encontrar-se na «Review of Particle Properties», publicada anualmente na edição de Janeiro da *Reviews of Modern Physics* pelo Grupo de Dados de Partículas.

Fig. 4.2 Exemplo de bariões com spin 1/2 paridade +

Note-se que as oito partículas neste octeto de bariões aparecem em multipletos de carga. Por exemplo, o neutrão e próton formam um dobreto de carga: são os mesmos, excepto na carga eléctrica e na massa levemente diferente. Podemos ter isto em conta, dizendo que o neutrão e o próton são apenas estados de carga diferentes de uma partícula simples denominada nucleão e podemos pôr isso em evidência usando os símbolos N^0 e N^+ em vez de n^0 e p^+ , embora não seja convencional fazê-lo. Julga-se que as diferenças de massa entre membros de um multiplete de carga podem ser completamente explicadas com base apenas nas diferenças de carga. A maior diferença de massa, 8 MeV, ocorre para os diferentes estados de carga do multiplete sigma e esta é menor que 1% da massa da partícula sigma. Este processo permite-nos pensar neste octeto em termos de apenas quatro partículas diferentes, ocorrendo em vários estados de carga. Esta ideia é ilustrada na seguinte lista:

TABELA 4.3 LISTA DE MULTIPLETES DE BARIÕES COM SPIN 1/2 E PARIDADE +

Nome	Símbolo	Multiplicidade	Massa média	Estranheza
Nucleão	N	2	939	0
Lambda	Λ	1	1116	-1
Sigma	Σ	3	1193	-1
Qui	Ξ	2	1318	-2

Esta aproximação pode ser levada mais longe: os quatro multipletes N, Λ , Σ e Ξ podem considerar-se como formando outra espécie de multiplete, diferindo uns dos outros apenas na estranheza e um pouco na massa. Julga-se que estas diferenças de massa que vão até cerca de 100 MeV, ou cerca de 10% da massa destas partículas, podem ser completamente explicadas com base nas suas diferenças de estranheza e multiplicidade.

Não é de estranhar então ouvir referir o octeto original como um supermultiplete cujas partículas diferem apenas na carga e estranheza, com diferenças de massa relativamente pequenas que essas outras diferenças provocam.

Assim a lista original de oito foi reduzida a uma «lista» com uma simples entrada!

TABELA 4.4 SUPERMULTIPLIETE DE BARIÕES COM SPIN 1/2 E PARIDADE +

Símbolo	Massa média (MeV)
Barião 1/2 ⁺	1151

A ideia de Gell-Mann e Ne'eman foi de que as partículas deste octeto não devem considerar-se oito espécies diferentes de uma partícula, mas apenas uma espécie de partícula: o barião de *spin* 1/2 e pari-

dade positiva. Este barião pode encontrar-se em vários estados de carga e vários estados de estranheza, mas fundamentalmente é ainda a mesma espécie de partícula. Um gráfico (Fig. 4.2) mostra os seus vários estados. Cada estado é indicado pelo símbolo apropriado. Σ^0 e Λ^0 têm os mesmos valores de carga e estranheza.

Como uma analogia consideremos uma série de quinze bolas de bilhar. São semelhantes em muitos aspectos, mas diferem na cor, textura (estriado ou sólido), e número inscrito. Podemos dizer que há apenas um objecto básico: a bola de bilhar, mas que aparece em vários estados de cor, textura e número, tal como existe um só barião básico $1/2^+$ que aparece em vários estados de carga, estranheza e massa.

Esta classificação de partículas, que é relevante para as suas interacções fortes, é baseada na possibilidade de que a força forte entre duas partículas não deve depender do estado de carga ou do estado de estranheza em que estejam, embora outras espécies de forças possam depender destas quantidades. Para ver o que isto significa devemos considerar que há dois aspectos para as interacções entre partículas. Primeiro, há a força entre as partículas que pode depender de algumas das propriedades internas das partículas bem como da sua posição relativa e velocidade. Segundo, há leis que requerem que certas quantidades sejam conservadas durante a reacção, embora a força de interacção possa ou não depender destas quantidades. Por exemplo, a força electromagnética entre dois prótons depende das suas cargas, mas a força forte entre elas não. Contudo, a carga total conserva-se quando os prótons interaccionam, qualquer que seja a força envolvida.

Os resultados experimentais mostram que a força forte é na verdade independente da carga das partículas envolvidas, e é aproximadamente independente da estranheza. Por isso tem sido especulado que a interacção forte pode realmente ser composta de duas partes: uma dominante «muito forte» que não depende da estranheza, e uma de «força média» que depende. Nenhuma das partes da força forte depende da carga. Assim, pelo menos do ponto de vista da interacção muito forte, há apenas um barião com *spin* $1/2$ e paridade positiva, embora possa vir com qualquer das oito diferentes combinações de carga e estranheza. Conforme mencionado acima, o facto de que a força muito forte não depende da carga ou estranheza não altera o facto adicional de que numa interacção forte os produtos da reacção devem ser consistentes com a conservação destas duas quantidades.

O Caminho dos Oito Ramos agrupa as partículas que interaccionam fortemente em supermultipletos, que podem conter 1, 8 ou 10 partículas. Estas são designadas singuletos, octeto, e decupletos respectivamente e foram encontradas algumas de cada. Esta teoria não só determina a dimensão dos supermultipletos mas também especifica certas relações entre as propriedades das partículas de um supermultipletos. O seu mais notável sucesso foi prever com precisão as diferenças de massa entre os membros de um supermultipletos, como veremos abaixo.

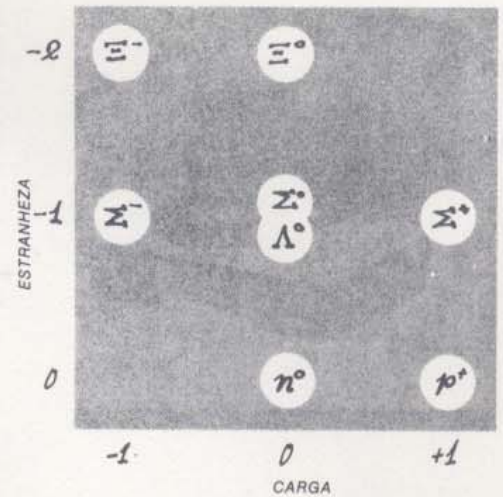


Fig. 4.2 Estados de barião com *spin* $1/2$ paridade $^+$.



Fig. 4.3 Estados do barião com $spin$ $3/2$ e paridade $^+$ em 1961.

4.6 A história do omega menos

Na altura em que foi proposto, o Caminho dos Oito Ramos era apenas um dos vários esquemas em competição para classificar as partículas elementares, e como usual, competia aos experimentalistas aprová-lo ou reprová-lo. A evidência surgiu com os bariões de $spin$ $3/2$ e paridade positiva. Em 1961, eram conhecidos sete dentre eles:

TABELA 4.5 BARIÕES COM SPIN $3/2$ E PARIDADE $^+$

Nome	Símbolo	Massa (MeV)	Estranheza	Carga
Delta duplo mais	Δ^{++}	1233	0	+2
Delta mais	Δ^+	1235	0	+1
Delta zero	Δ^0	1237	0	0
Delta menos	Δ^-	1239	0	-1
Sigma asterisco mais	Σ^{*+}	1382	-1	+1
Sigma asterisco zero	Σ^{*0}	1385	-1	0
Sigma asterisco menos	Σ^{*-}	1388	-1	-1

De acordo com a teoria, este supermultiplete não estava completo devia ser um decuplete, contendo dez partículas no conjunto. A Fig. 4.3 é um gráfico mostrando a estranheza e a carga deste decuplete. As partículas conhecidas são representadas pelos símbolos apropriados, enquanto as previstas mas ainda não observadas são representadas por círculos abertos.

Em 1962, os experimentadores referiram a descoberta de um par de partículas, qui asterisco zero (Ξ^{*0}) e qui asterisco menos (Ξ^{*-}), com estranheza -2 , que preenchia lindamente duas das lacunas neste capítulo de bariões. Isto conduziu a uma pesquisa intensiva da partícula final, a

omega menos (Ω^-). Se encontrada, esta partícula devia ter *spin* 3/2, paridade positiva, estranheza -3 , e carga -1 . O Caminho dos Oito Ramos previa que a massa média dos diferentes multipletos de carga, num decuplo, devia ser regularmente espaçada. Então o omega menos devia ter massa de cerca de 1677 MeV, como se mostra na seguinte lista:

TABELA 4.6 MULTIPLETOS DE BARIÕES COM SPIN 3/2 E PARIDADE +

Nome	Símbolo	Massa média (MeV)	Diferença de massa
Delta	Δ	1236	} } } } 149 145 (147, média das anteriores)
Sigma asterisco	Σ^*	1385	
Qui asterisco	Ξ^*	1530	
Omega menos	Ω^-	(prevista, 1677)	

A pesquisa da omega menos foi realizada nos maiores aceleradores do mundo — CERN em Geneve e Laboratório Nacional de Brookhaven em Nova York. A 31 de Janeiro de 1963 foi encontrada a primeira partícula Ω^- pelo grupo de Brookhaven, usando a câmara de bolhas de hidrogénio de 80 polegadas exposta a um feixe K^- de 5 GeV. Desde então várias destas partículas elusivas têm sido encontradas, confirmando a descoberta original. O traço deixado por uma destas partículas Ω^- numa câmara de bolhas, mostra-se na Fig. 4.4 da página seguinte. Não só as novas partículas tinham o valor correcto de *spin*, paridade, carga e estranheza, mas a sua massa andava à volta de 1674 MeV, quase exactamente o valor previsto! Assim as lacunas no decuplo estavam preenchidas, e a teoria de Gell-Mann e Ne'eman estava confirmada de forma notável. O decuplo completo mostra-se na Fig. 4.5 da pág. 77.

Até agora só discutimos bariões, mas é natural que haja os correspondentes supermultipletos para os antibariões. Não só isso, mas os mesões podem ser agrupados de forma semelhante. Assim o Caminho dos Oito Ramos simplifica grandemente a nossa compreensão da longa lista de partículas agrupando a maior parte delas em supermultipletos e considerando então os membros de cada supermultiplo apenas como manifestações levemente diferentes da mesma partícula.

4.7 As Ressonâncias Explicadas

Para compreender o desenvolvimento seguinte na teoria das partículas, devemos retomar brevemente a física atómica e considerar os estados em que podíamos encontrar o átomo de hidrogénio. Este átomo consiste de um núcleo com um electrão orbital à volta; de acordo com a teoria quântica, este electrão pode estar apenas em certas órbitas permitidas, enquanto outras são proibidas. As órbitas à volta de um núcleo atómico correspondem a valores definidos da energia total, momento angular e paridade do átomo, e como as próprias órbitas não podem ser observadas, geralmente fala-se do átomo em termos de estados de



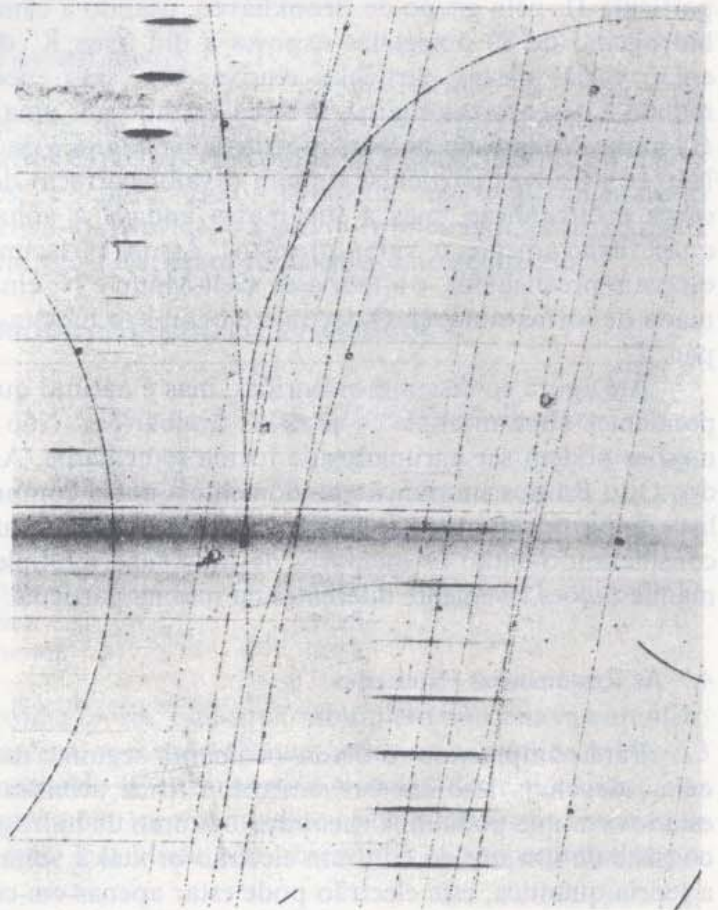
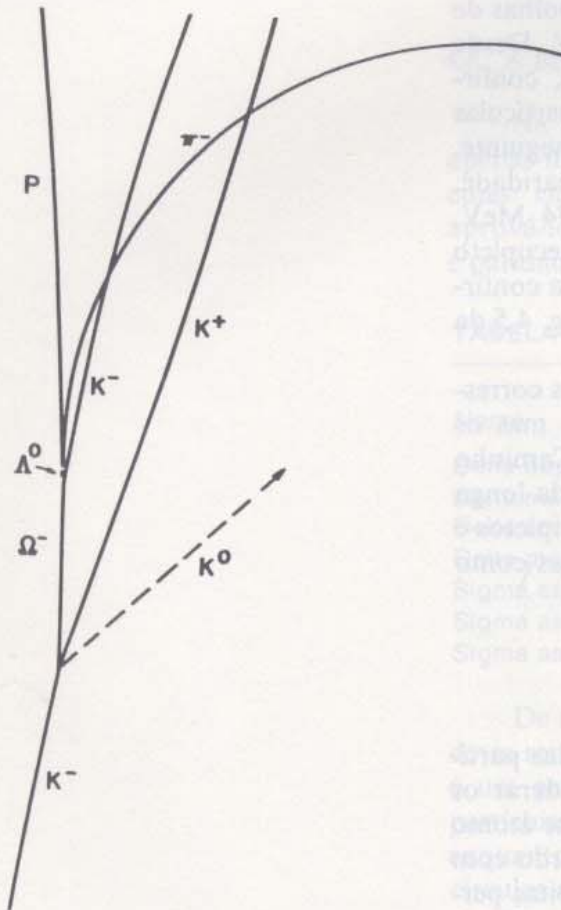
Fig. 4.4 Algumas traças de energia por unidades para um átomo de hidrogénio.

Fig. 4.4 Esta fotografia na câmara de bolhas de hidrogénio líquido é a 3.ª observação feita da produção de uma partícula omega menos (Ω^-). O esquema ao lado da fotografia mostra a atribuição própria de uma partícula a cada traço. Os percursos de partículas neutras, que não produzem bolhas no hidrogénio líquido e portanto não deixam traços, mostram-se por linhas e tracejado. A presença e propriedades de partículas neutras são estabelecidas pela análise dos traços dos seus produtos de declínio carregados ou da aplicação das leis de conservação da massa e energia, ou a combinação de ambas.

O mesão K^- que chega do Sincrotrão de Gradiente Alternado, colide com um próton estacionário, invisível no hidrogénio líquido, produzindo um mesão K neutro (K^0), um mesão K positivo (K^+) e um barião omega negativo (Ω^-). O Ω^- decai, após uma vida média de aproximadamente um décimo bilionésimo de segundo, num barião neutro, lambda, e num mesão K negativo (K^-). O Λ^0 decai então num próton (p) e num mesão pi negativo (π^-).

A fotografia foi tirada na Câmara de Bolhas de Hidrogénio Líquido de 80 polegadas no Laboratório Nacional de Brookhaven.

Fig. 4.4 Fotografia da câmara de bolhas de hidrogénio líquido. O esquema ao lado da fotografia mostra a atribuição própria de uma partícula a cada traço.



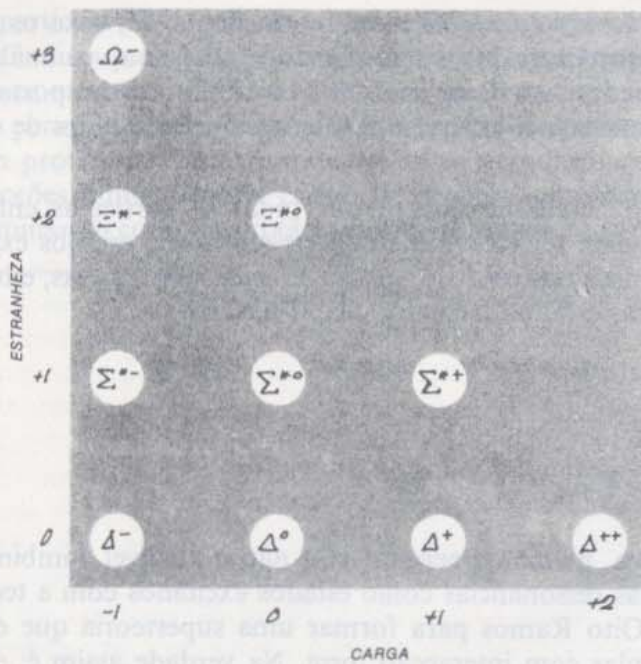


Fig. 4.5 Estados do barião com spin 3/2, paridade+, em 1963.

energia permitidos. Um diagrama parcial de níveis de energia está esboçado na Fig. 4.6 para ilustrar esta situação. As colunas indicadas como *spin* e paridade referem-se ao momento angular total e paridade do átomo completo.

Suponhamos agora que tomamos um átomo de hidrogénio no estado normal (de mais baixa energia) e lhe damos alguma energia interna extra. O que acontece à sua estrutura interna? Uma possibilidade é que o átomo se mudará para um estado de energia e momento angular mais elevados, um dos estados excitados indicados no diagrama. Este estado excitado difere do estado normal no momento angular, paridade e massa (devido à equivalência da energia total do átomo com a sua massa, de acordo com a equação $E=mc^2$). Contudo, ainda temos um átomo de hidrogénio. Variando o seu *spin* paridade e massa não mudou contudo a sua identidade básica.

É claro que um átomo de hidrogénio real não permanece num estado excitado por muito tempo. Em breve emite o seu excesso de energia (massa) sob a forma de um fóton de energia $h\nu$ e volta ao seu estado normal.

Vamos agora comparar o comportamento das partículas com o de um sistema atómico como o agora descrito. Se olharmos para a lista completa das partículas, encontramos que muitas delas podem ser dipostas de forma semelhante à dos estados excitados do hidrogénio. Tal sequência está representada na Fig. 4.7 para bariões com carga nula e estranheza -1. Feita esta disposição, é sugestivo que as partículas Λ^* com várias massas podem ser estados excitados da partícula lambda. Esta hipótese é reforçada pelo comportamento dos Λ^* , que não vivem muito tempo. Em breve emite o seu excesso de energia (massa) sob a forma de um mesão com energia apropriada e volta ao seu estado normal com uma partícula Λ . A emissão de um mesão é aqui apropriada

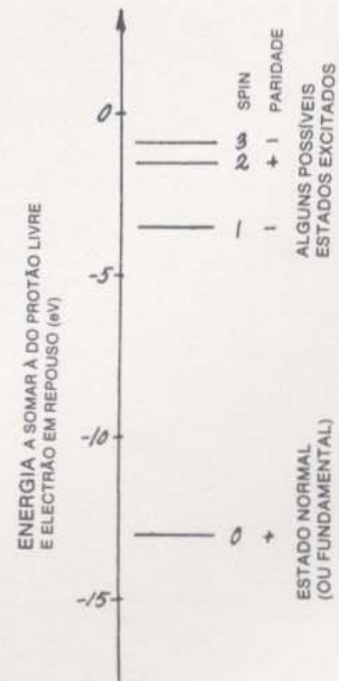


Fig. 4.6 Alguns níveis de energia permitidos para um átomo de hidrogénio.

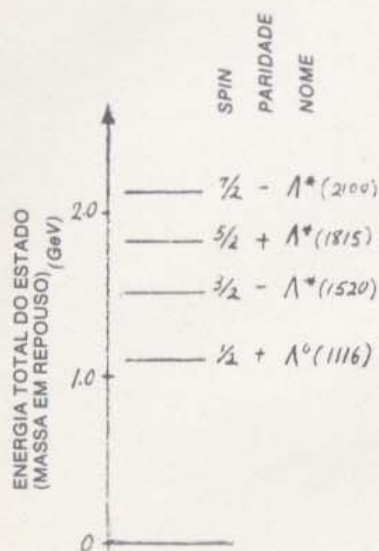


Fig. 4.7 Alguns níveis de energia permitidos para a partícula lambda.

4.8 Resolvido o Caos?

Nesta altura, podemos perguntar se não é possível combinar esta compreensão das ressonâncias como estados excitados com a teoria do Caminho dos Oito Ramos para formar uma superteoria que envolva todas as partículas com interação forte. Na verdade assim é, embora não seja claro nesta altura como é que tal combinação será adequada em todo o pormenor. A aproximação mais prometedora parece ser a que é chamada de SU(6), um nome que se refere à estrutura matemática em que a teoria está mergulhada. É interessante que a matemática da SU(6) foi desenvolvida pelo norueguês Sophus Lie no século 19 num estudo puramente abstracto, sem qualquer ideia de que podia transformar-se na física de um século mais tarde.

É claro que esta classificação não pretende incluir as 9 partículas que não participam nas interações fortes: electrão, múon e neutrinos, as suas antipartículas e o fóton. Como notámos no Capítulo 3, o papel de todas estas partículas é quase bem compreendido com precisão, com excepção dos da família do múon, cuja existência é ainda um completo mistério.

A grande vantagem do esquema SU(6) é que toma todas as centenas das partículas conhecidas de interação forte e descreve-as como variações de três entidades básicas: o barião, o antibarião e o mesão. Para dar uma breve analogia, muitas das propriedades das pessoas podem ser entendidas considerando cada indivíduo como uma variação relativamente pequena de um dos dois tipos básicos: macho ou fêmea. É claro que, na física como na vida, estas variações são extremamente interessantes.

Q1. Na Fig. 4.1 e 4.2 mostram-se dois traços bifurcados, fora do vulgar, que foram identificados como sendo produzidos pelo declínio de novas espécies de partículas. Que explicações alternativas podiam ser dadas para os traços e como é que os Autores as classificaram?

Q2. Usando um modelo de quarks, como o descrito no epílogo, mostre como podia ser construído cada mesão e barião do Quadro 1.1.

- Q3.** A partícula Ξ^- é conhecida como instável, com uma vida média que indica que a estranheza não se conserva no seu declínio. Quais são os modos de declínio, com duas partículas no estado final, que são permitidas pelas sete leis de conservação absolutas?
- Q4.** Um protão é o único barião estável no estado livre. Enumere as reacções numa possível cadeia de declínio, começando com Ω^- e terminando com um protão e outros produtos.

Neste modelo, cada mesão é feito de um par quark-antiquark. Isto garante que o número de bariões seja o valor correcto zero, e pode obter-se qualquer valor requerido de carga ou estranheza por selecção própria dos quarks. O movimento rotacional dos quarks nos em relação aos outros pode ser escolhido de modo a dar o spin e massa próprias da partícula composta. Por exemplo, um mesão π^+ pode ser feito de um u e um \bar{d} , simbolizado por $(u\bar{d})$. Mostre-se abaixo que esta combinação tem as propriedades correctas.

carga:	$(+2/3) + (-1/3) = +1$
número de barião:	$(1/3) + (-1/3) = 0$
estranheza:	$0 + 0 = 0$

O barião de spin zero com esta topologia não contém dois quarks e as simetrias de spin adequadas para mostrar como isto funciona, mas que um protão deve ter uma estrutura (uud) , que dá um número de carga de +1, uma carga de +1, e uma estranheza de 0 como

EPÍLOGO A questão mais importante da Física de Partículas é uma que ainda não está resolvida: são as partículas elementares realmente elementares? A evidência actual é que o não são, mas ninguém está certo de que maneira não são. O sucesso dos nossos esforços para encontrar a estrutura interna do átomo e depois do núcleo encoraja-nos a acreditar que a estrutura interna pode dar conta dos muitos estados diferentes observados, ou partículas, qualquer que seja o seu nome. Deve lembrar-se que os estados excitados dos átomos foram explicados por variações na estrutura interna, variações nas órbitas dos seus electrões. Como as partículas de ressonância parecem ser estados excitados de outras partículas, diferindo delas apenas no momento angular e energia, ficaríamos espantados se as partículas pudessem ter também alguma estrutura interna.

Há um modelo, também proposto por Gell-Mann, que tenta dar conta das propriedades observadas de todas as partículas de interacção forte, considerando-as construídas a partir de entidades mais fundamentais, a que ele chamou «quarks» (palavra tirada de uma novela de James Joyce, porque até agora apenas foram detectadas pelo seu «palpitante silvo, trinado, coaxar e quark»). Segue-se uma lista das propriedades dos três quarks e três antiquarks.

Quarks e Antiquarks, Spin 1/2

Símbolo	N.º de barião	Carga	Estranheza
u	1/3	+2/3	0
d	1/3	-1/3	0
s	1/3	-1/3	-1
\bar{u}	-1/3	-2/3	0
\bar{d}	-1/3	+1/3	0
\bar{s}	-1/3	+1/3	+1

Neste modelo, cada mesão é feito de um par quark-antiquark. Isto garante que o número de barião terá o valor correcto zero, e pode obter-se qualquer valor requerido de carga ou estranheza por selecção própria dos quarks. O movimento rotacional dos quarks uns em relação aos outros pode ser escolhido de modo a dar o *spin* e massa próprios da partícula composta. Por exemplo um mesão π^+ podia ser feito de um *u* e um \bar{d} , simbolizado por (*u* \bar{d}). Mostra-se abaixo que esta combinação tem as propriedades correctas.

	<i>u</i>	+	\bar{d}	=	π^+
carga	(+2/3)	+	(+1/3)	=	+1
número de barião	(1/3)	+	(-1/3)	=	0
estranheza	0	+	0	=	0

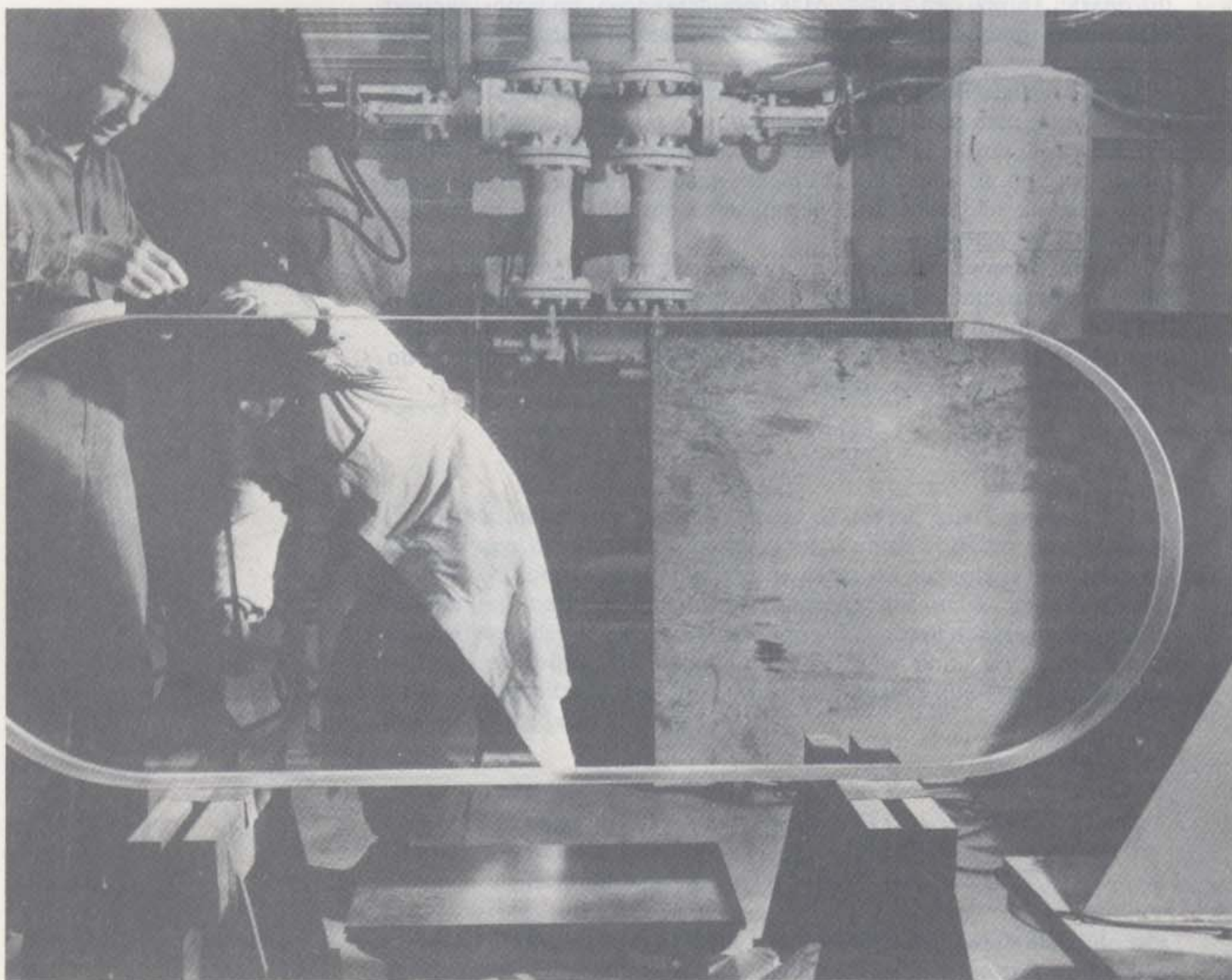
Os bariões, de acordo com esta hipótese, são construídos de três quarks, e os antibariões de três antiquarks. Para mostrar como isto funciona, note que um protão devia ter uma estrutura (*uud*), que dá um número de barião de +1, uma carga de +1, e uma estranheza de 0 como

se requeria. Uma partícula Σ^+ por outro lado tem a estrutura (uus) a fim de dar o valor apropriado para a estranheza de (-1).

O esquema dos quarks tem a vantagem não só de dar um modelo claro para a estrutura das «partículas elementares», mas também de conduzir às previsões matemáticas correctas sobre o comportamento das partículas em colisões. De facto, há apenas uma grande desvantagem: ainda ninguém observou um quark. Isto é particularmente sério porque tem sido feito um enorme esforço para os encontrar, desde a primeira sugestão de Gell-Mann em 1964. Além disso, a hipótese de que tem cargas fraccionais está em contradição com as muitas experiências que mostram que a carga do electrão é a mais pequena unidade de carga na natureza. Um ponto notável no trabalho corrente neste campo é a aproximação heurística, tão típica na ciência do Século 20, que tem sido feita neste caso. Há imensas dúvidas sobre a existência hipotética do quark. Talvez não exista. Mas considerando-o, podemos explicar bem alguns resultados intrincados. Victor Weisskopf do MIT, por exemplo, a quem perguntaram se acreditava no quark, respondeu contando a história de Niels Bohr que, ao visitar a casa de um amigo, notou a existência de uma ferradura pregada sobre a porta, e perguntou o que significava. O seu amigo respondeu-lhe, «traz sorte». Bohr ficou admirado e perguntou: «Acredita realmente nisso?» Ao que o amigo replicou: «Oh, eu não acredito. Mas disseram-me que funciona mesmo quando não se acredita».

Assim vamos terminar com uma nota ambígua, com uma ideia que é teoricamente satisfatória, mas experimentalmente dúbia. Só o trabalho vindouro pode dizer-nos o que é que isto significa. Mas quaisquer que sejam os resultados, é claro que trabalhar nestes domínios é do maior interesse entre todas as ciências de hoje.

L1	Introdução	83
L2	Notas sobre Mecânica Relativista	84
L3	Notas sobre o movimento de uma partícula carregada num campo magnético	86
L4	Notas sobre o uso do Escantilhão de Curvaturas	87
L5	Experiência 1, Dispersão Elástica e Leis de Conservação	88
L6	Experiência 2, Conservação da energia	91
L7	Experiência 3, Dispersão Inelástica e Reacções de alta-energia	95
L8	Experiência 4, Trabalho de detective	98
L9	Experiência 5, Declínio de Partículas e Vida Média	104



A janela de vidro para a Câmara de Bolhas de 80 polegadas.

Experiências de Laboratório em Física das Partículas

L1 Introdução

Nestas páginas, descrevemos cinco experiências de laboratório que ilustram em pormenor quantitativo os métodos e princípios físicos da Física das Partículas. Embora estejam aqui coligidos no fim desta unidade, podem ser realizados logo após o Capítulo 2, ou nalguns casos mesmo antes. Estão elaboradas de modo que qualquer experiência pode ser seleccionada e realizada independentemente das outras.

Antes de apresentar as experiências, devemos retomar brevemente alguns dos princípios físicos básicos que lhes vão ser aplicados. Como vai aplicar algumas fórmulas destas secções, é importante ter uma ideia donde elas vêm e o que significam, embora a capacidade de as derivar seja claramente menos importante.

A fotografia para a experiência 2 foi tirada na câmara de bolhas de 10 polegadas em Berkeley, onde foram também fotografados os traços das partículas que estudámos no Capítulo 2. As fotografias para todas as outras experiências foram tiradas na câmara de bolhas de 80 cm de Saclay, localizada no Síncrotrão de Protões do CERN em Geneve, Suíça. A câmara do CERN foi cheia com hidrogénio líquido, e o feixe consistia de mesões K^- com energia suficientemente baixa para parar na câmara.

Na câmara de Saclay, são tiradas simultaneamente três vistas de cada cena por diferentes máquinas para obter uma boa informação estereoscópica. Reproduz-se aqui apenas uma destas vistas por cada acontecimento. O campo magnético era 1,7 weber/metro quadrado, para o exterior da página com as fotografias. Esta informação permite-nos analisar o comportamento das partículas. A secção L3, pág. 87, mostra a dedução da relação entre o momento linear e a curvatura:

$$p \text{ (MeV/c)} = 3 B(\text{web/m}^2) r \text{ (cm)}$$

Usando esta relação obtemos

$$p \text{ (MeV/c)} = (3) (1,7)r \text{ (cm)} = 5,1 r \text{ (cm)}$$

Os traços deixados pelas partículas negativas encurvam no sentido contrário ao dos ponteiros do relógio. As fotografias são reproduzidas com ampliações diferentes, que estão indicadas, de modo que todas as distâncias medidas devem ser multiplicadas por factores apropriados para obter as distâncias verdadeiras.

Ao realizar estas experiências terão frequentemente necessidade de referir várias propriedades das partículas elementares. Para este fim reproduzimos aqui a Tabela de Partículas do Capítulo 1.

L2 Notas sobre Mecânica Relativista

Discutimos relatividade na Unidade 5, Capítulo 20. Aí aprenderam que a massa de uma partícula depende da sua velocidade. Para uma partícula com a massa m_0 quando em repouso (massa em repouso), a massa quando se desloca à velocidade v é dada por

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}$$

em que c é a velocidade da luz. Então, como o momento p de uma partícula é dado pelo produto da massa pela sua velocidade, obtemos

$$p = \frac{m_0 v}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}$$

Outro resultado de relatividade é a equivalência entre massa e energia, de acordo com a relação $E = mc^2$. Assim a energia total da partícula é

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

Pode considerar-se a energia total contendo duas partes: a energia em repouso $m_0 c^2$, que é devida à massa em repouso da partícula e a energia cinética E_k , que é a energia adicionada devido à partícula estar em movimento (se está). Como é habitual, a energia total iguala a energia em repouso mais a energia cinética:

$$E = m_0 c^2 + E_k$$

É por vezes conveniente ter a energia total em termos do momento linear em vez da velocidade porque o momento linear se mede mais facilmente numa câmara de bolhas. Tal expressão é

$$E = \sqrt{(m_0 c^2)^2 + (pc)^2}$$

Em Física das Partículas, a energia é normalmente expressa em MeV. Também em vez da massa utiliza-se a energia em repouso $m_0 c^2$

TABELA L1 TABELA DE PARTICULAS ELEMENTARES¹

Família do fóton	Símbolo ^c	Massa ^b (MeV)	Spin (Unid. de $h/2\pi$)	Paridade	Número da família do barião, muão ou electrão	Carga (unidades de $ e $)	Estranheza	Vida média (segundo)	Família do barião	Símbolo ^c	Massa ^b (MeV)	Spin (Unid. de $h/2\pi$)	Paridade	N.º da família do barião, muão ou electrão	Carga (Unidades de $ e $)	Estranheza	Vida média (segundo)
Família do electrão	γ	0	1	-	0	0	0	Estável	Protão	P^+	938	$\frac{1}{2}$	+	+1	+1	0	Estável
	e^-	0,5	$\frac{1}{2}$	+	-1	-1	0	Estável	Antiprotão	P^-	938	$\frac{1}{2}$	+	-1	-1	0	Estável
	e^+	0,5	$\frac{1}{2}$	-	+1	+1	0	Estável	Neutrão	N^0	940	$\frac{1}{2}$	+	+1	0	0	10^3
	ν_e	0	$\frac{1}{2}$	+	0	0	0	Estável	Antineutrão	\bar{N}^0	940	$\frac{1}{2}$	+	-1	0	0	10^3
	$\bar{\nu}_e$	0	$\frac{1}{2}$	-	-1	0	0	Estável	Lambda	Λ^0	1116	$\frac{1}{2}$	+	+1	0	-1	$2,5 \times 10^{-10}$
Família do muão									Antilambda	$\bar{\Lambda}^0$	1116	$\frac{1}{2}$	+	-1	0	+1	$2,5 \times 10^{-10}$
	μ^-	106	$\frac{1}{2}$	+	-1	-1	0	$2,2 \times 10^{-6}$	Sigma mais	Σ^+	1189	$\frac{1}{2}$	+	+1	+1	-1	$0,8 \times 10^{-10}$
	μ^+	106	$\frac{1}{2}$	-	+1	+1	0	$2,2 \times 10^{-6}$	Antisigma, menos	$\bar{\Sigma}^-$	1189	$\frac{1}{2}$	+	-1	-1	+1	$0,8 \times 10^{-10}$
	ν_μ	0	$\frac{1}{2}$	+	0	0	0	Estável	Sigma zero	Σ^0	1192	$\frac{1}{2}$	+	+1	0	-1	$< 10^{-14}$
	$\bar{\nu}_\mu$	0	$\frac{1}{2}$	-	-1	0	0	Estável	Antisigma, zero	$\bar{\Sigma}^0$	1192	$\frac{1}{2}$	+	-1	0	+1	$< 10^{-14}$
Família do mesão									Sigma menos	Σ^-	1197	$\frac{1}{2}$	+	+1	-1	-1	$1,5 \times 10^{-10}$
	π^0	135	0	-	0	0	0	$0,8 \times 10^{-16}$	Antisigma, mais	$\bar{\Sigma}^+$	1197	$\frac{1}{2}$	+	-1	+1	+1	$1,5 \times 10^{-10}$
	π^+	140	0	-	+1	0	0	$2,6 \times 10^{-8}$	Qui zero	Ξ^0	1315	$\frac{1}{2}$	+	+1	0	-2	3×10^{-10}
	π^-	140	0	-	-1	0	0	$2,6 \times 10^{-8}$	Antiqui zero	$\bar{\Xi}^0$	1315	$\frac{1}{2}$	+	-1	0	+2	3×10^{-10}
	K^+	494	0	-	+1	+1	-1	$1,2 \times 10^{-8}$	Qui menos	Ξ^-	1321	$\frac{1}{2}$	+	+1	-1	-2	$1,7 \times 10^{-10}$
	K^-	494	0	-	-1	-1	-1	$1,2 \times 10^{-8}$	Antiqui, mais	$\bar{\Xi}^+$	1321	$\frac{1}{2}$	+	-1	+1	+2	$1,7 \times 10^{-10}$
	K^0	498	0	-	0	+1	+1	$0,9 \times 10^{-10}$	Omega menos	Ω^-	1673	$\frac{1}{2}$	+	+1	-1	-3	$1,3 \times 10^{-10}$
	\bar{K}^0	498	0	-	0	-1	-1	$5,4 \times 10^{-8}$	Antiomiga, mais ^c	$\bar{\Omega}^+$	1673	$\frac{1}{2}$	+	-1	+1	+3	$1,3 \times 10^{-10}$
	η^0	549	0	-	0	0	0	2×10^{-19}									

¹ Adaptado do «Particle Data Group», Physics Letters, Agosto, 1970. Esta lista inclui só partículas de vida média de pelo menos 10^{-19} s.

² A «massa apresentada corresponde ao valor de mc^2 em MeV, isto é, a energia em repouso.

³ O traço sobre um símbolo indica uma «antipartícula», que é o mesmo que a correspondente «partícula», excepto no valor simétrico do número de família, carga e estranheza.

⁴ Um feixe de mesões K^0 ou \bar{K}^0 apresenta duas vidas médias diferentes: metade decai com vida média curta e a outra metade com uma mais longa.

⁵ Observada pela primeira vez na Universidade de Califórnia, Berkeley, Dezembro de 1970.

Por exemplo se $p = 100 \frac{\text{MeV}}{c}$ multiplique por c para obter $pc = 100 \frac{\text{MeV}}{c} \cdot c$. Cancelam-se então os c 's à direita dando $pc = 100 \text{ MeV}$ que é numericamente igual a p em MeV/c .

em MeV e coloquialmente denominada «a massa». O momento linear é dado em MeV/c , de modo que a quantidade (pc) que aparece na última equação tem por unidades MeV . Note-se que pc em MeV é numericamente igual a p em MeV/c .

Para os que estiverem interessados, segue-se a demonstração da relação entre energia e momento. A demonstração reduz ambos os lados desta equação a uma identidade.

$$E = \sqrt{(m_0 c^2)^2 + (pc)^2}$$

$$E^2 = (m_0 c^2)^2 + (pc)^2$$

$$= m_0^2 c^4 + \frac{m_0^2 v^2 c^2}{(1 - v^2/c^2)}$$

$$= \frac{m_0^2 c^4 - m_0^2 v^2 c^2 + m_0^2 v^2 c^2}{(1 - v^2/c^2)}$$

$$= \frac{m_0^2 c^4}{(1 - v^2/c^2)}$$

$$= \left(\frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} \right)^2$$

$$= E^2$$

c.q.d.

L3 Notas sobre o movimento de uma partícula carregada num campo magnético

Nas Secções 14.12 (Unidade 4) e 22.2 (Unidade 6), viram que uma partícula de carga q com a velocidade \vec{v} , perpendicular a um campo magnético \vec{B} , fica submetida a uma força magnética



De acordo com a regra da mão direita, se os dedos da mão direita apontam segundo \vec{v} e podem rodar segundo \vec{B} , então o polegar aponta na direcção de \vec{F} . Assim no diagrama representado, a força numa carga positiva será para fora da página.

$$F_{\text{mag}} = qvB$$

numa direcção perpendicular a \vec{v} e a \vec{B} , de acordo com a regra da mão direita se q é positivo, e de sentido contrário se q é negativo. Esta força leva a partícula a executar um movimento circular e uniforme num plano perpendicular a \vec{B} . Tal movimento requer sempre a presença de uma força centrípeta

$$F_{\text{cent}} = mv^2/r$$

onde r é o raio do círculo, e m a massa relativista da partícula.

Como essa força centrípeta é fornecida pelo campo magnético, podemos igualá-la à força magnética acima, dando

$$qvB = mv^2/r$$

e simplificando

$$qB = mv/r$$

de modo que

$$p = qBr$$

usando a definição de momento linear, $p = mv$.

No nosso trabalho vamos medir p em MeV/c, B em Weber/m² e r em centímetro. Para partículas com uma única carga, que tem $q = 1,6 \times 10^{-19}$ coulomb, obtemos

$$p \text{ (MeV/c)} = 3B \text{ (weber/m}^2\text{)} r \text{ (cm)}$$

Se a velocidade da partícula carregada não é perpendicular a \vec{B} então a análise acima é válida para a componente do momento e da velocidade num plano perpendicular a \vec{B} . As componentes destas quantidades que são paralelas a \vec{B} não são em nada afectadas pelo campo, de modo que em vez de um círculo, o percurso é uma hélice tendo uma linha do campo como eixo.

L4 Notas sobre o uso do Escantilhão de curvaturas

Um escantilhão de curvaturas consiste de uma série de arcos circulares de vários raios desenhados num plástico transparente. Os arcos são referenciados com o seu raio de curvatura em cm. Para medir uma curvatura desconhecida, sobrepõe-se simplesmente o escantilhão com a curva em questão.

O raio de curvatura de um traço de partícula pode variar ao longo do trajecto (um exemplo óbvio é a espiral do electrão). Para medir uma porção do traço, procura-se um arco do escantilhão que possa ser colocado de modo que passe exactamente pelo meio da linha de bolhas que constitui o traço, e permanece no meio à volta de 10 cm.

O escantilhão de curvaturas pode ser usado mais precisamente em traços que são razoavelmente longos. O método de determinar o momento linear a partir da curvatura funciona melhor para partículas que não estão demasiado perto da extremidade do seu percurso, de modo que o seu momento linear não varie demasiado rapidamente com a distância.

Um método conveniente para testar a técnica do escantilhão é medir o raio de curvatura em vários pontos da espiral do electrão da Fig. 2.1, e comparar com as suas medidas directas.

Em unidades mks

$$pc \text{ (joule)} = c \text{ (m/s)} q \text{ (coul)} \times \\ \times B \text{ (web/m}^2\text{)} r \text{ (m)} = (3 \times 10^8)(1,6 \times 10^{-19}) \times \\ \times B \text{ (web/m}^2\text{)} r \text{ (m)} = 4,8 \times 10^{-13} \times \\ \times B \text{ (web/m}^2\text{)} r \text{ (cm)}$$

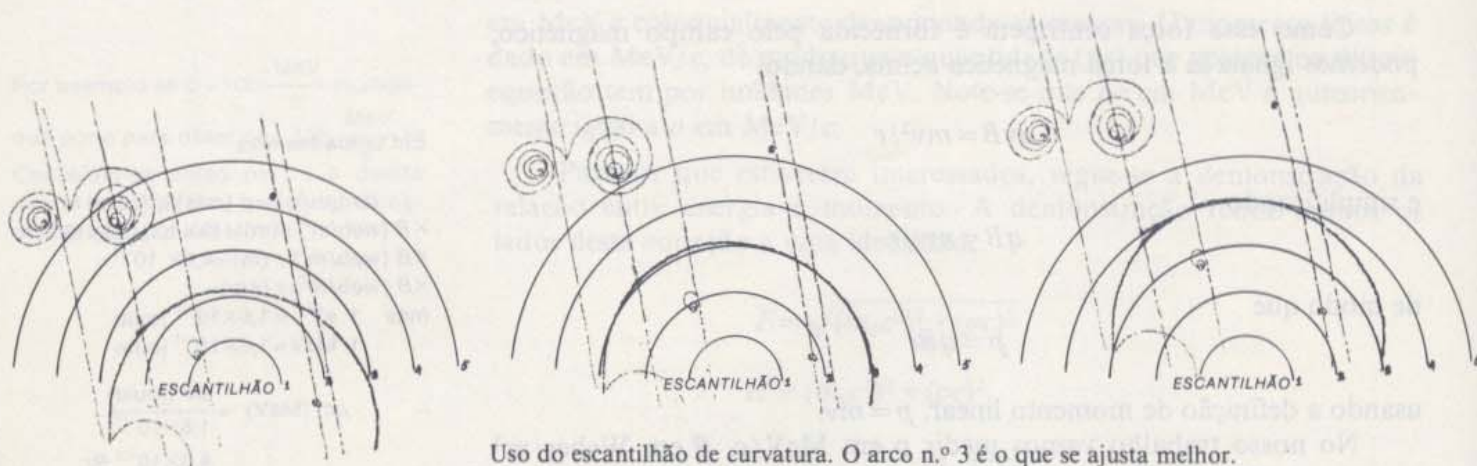
$$\text{mas } 1 \text{ eV} = 1,6 \times 10^{-19} \text{ joule} \\ 1 \text{ MeV} = 1,6 \times 10^{-13} \text{ joule}$$

$$\therefore pc \text{ (MeV)} = \frac{pc \text{ (joule)}}{1,6 \times 10^{-13}} \\ = \frac{4,8 \times 10^{-13} Br}{1,6 \times 10^{-13}}$$

$$\therefore pc \text{ (MeV)} = 3 B \text{ (web/m}^2\text{)} r \text{ (cm)} \\ \text{mas } P \text{ (MeV/c)} \text{ é numericamente} \\ \text{igual a } pc \text{ (MeV)}$$

$$\therefore P \text{ (MeV/c)} = 3 B \text{ (web/m}^2\text{)} r \text{ (cm)}$$

Um adequado escantilhão de curvatura é fornecido pela Ealing Corporation, 2225 Massachusetts Av., Cambridge, Mass., se não lhe foi fornecido ainda um pela sua turma.



Uso do escantilhão de curvatura. O arco n.º 3 é o que se ajusta melhor.

L5 Experiência 1, Dispersão Elástica e Leis de conservação

Fundamento. Nesta experiência vamos examinar uma colisão de partículas elementares numa câmara de bolhas para determinar a identidade de todas as partículas envolvidas e conseqüentemente se o acontecimento é ou não do tipo conhecido como de dispersão elástica. Dispersão elástica é a coisa mais simples que pode acontecer quando duas partículas elementares colidem. Significa uma dispersão em que se conservam quer a energia cinética quer a energia total; em Física das Partículas isto acontece sempre que as duas partículas presentes após a colisão são das mesmas espécies que as existentes antes da colisão, de modo que o acontecimento pode ser descrito sob a forma



Por detrás desta terminologia está um interessante aspecto da física. Como aprenderam na Unidade 5, os átomos podem existir em vários estados diferentes de energia, e como $m = E/c^2$ estes estados têm massas levemente diferentes. Contudo, quer esteja no estado fundamental ou num estado excitado, um átomo de hidrogénio é ainda um átomo de hidrogénio. Isto é verdade apesar do facto de algumas das suas propriedades (notavelmente massa e momento angular) serem diferentes em diferentes estados. Uma situação semelhante surge para o núcleo: também não se considera que um núcleo muda a sua identidade quando vai para um estado excitado. No caso das partículas elementares, contudo, a massa em repouso e o momento angular são consideradas propriedades bem definidas de uma dada espécie de partícula: se se modificarem produzimos uma partícula «diferente», não propriamente um estado excitado da mesma partícula. Esta diferença na terminologia é devida ao facto de que temos uma compreensão dos átomos e núcleos em termos das suas partes constituintes, enquanto que não temos ainda uma evidência convincente de que as partículas elementares não têm partes componentes. A menos que posteriores desenvolvimentos segundo linhas sugeridas no Epílogo nos obrigue a mudar de ideias, devemos continuar a considerar que as partículas elementares não têm partes

componentes. Assim, enquanto um estado excitado de um núcleo ou um átomo pode ser explicado em termos de rearranjo das suas partes, tal explicação não é possível no caso das partículas elementares.

A dispersão elástica pode ter lugar por meio de qualquer das quatro forças básicas, actuando em conjunto ou separadamente. Contudo, a experiência de dispersão elástica aqui apresentada envolve massas tão pequenas e tempos de interacção tão curtos, que só as interacções forte e electromagnética actuam de forma significativa.

Notas sobre esta experiência. As leis necessárias para estudar este processo são simplesmente as formas relativistas da lei de conservação do momento linear e da energia. Estudaram na Secção 23.4, Unidade 6, as colisões não relativistas a uma dimensão. Agora vamos usar expressões relativistas e trabalhar a duas dimensões. Uma dispersão elástica envolve geralmente três dimensões; contudo, escolhemos para esta experiência uma situação que pode ser reduzida a duas. A partícula alvo está inicialmente em repouso quando sofre a colisão da partícula incidente, de modo que todos os traços das partículas, antes e após a colisão, ficam no mesmo plano. O resultado é um problema a duas dimensões, em que o momento linear pode ser estudado por meio de um simples diagrama vectorial. Para simplificar a análise posterior, escolhemos um acontecimento que fica no plano da figura bidimensional que irão usar.

Recordam-se que para a câmara de bolhas de 80 cm de Saclay, o momento linear de uma partícula carregada no plano perpendicular ao campo magnético é proporcional ao raio de curvatura do traço nesse plano, de acordo com a relação $p = 5,1 r$, onde o momento linear está em MeV/c e o raio de curvatura em cm. Note-se, contudo, que a figura que vai usar é dupla da dimensão actual, de modo que todas as dimensões medidas devem ser divididas por dois para obter a verdadeira dimensão. A medição da curvatura faz-se mais facilmente utilizando um escantilhão de curvaturas, como o descrito acima, e dividindo por *dois* o raio obtido.

Para analisar a conservação da energia, deve também recorrer à expressão relativista da energia total de uma partícula com a massa em repouso m_0 e momento linear p , que é

$$E = \sqrt{(m_0 c^2)^2 + (pc)^2}$$

A energia total de um sistema de duas partículas é precisamente a soma das energias individuais.

Modo de proceder e resultados

1. Consideremos a fotografia na Fig. L1 da página seguinte, que foi tirada usando um feixe K^- na câmara de bolhas de hidrogénio em Saclay. O feixe entra pela extremidade inferior da página, e os traços negativos encurvam no sentido contrário ao dos ponteiros do relógio. Todos os traços se situam no plano da figura. O acontecimento de interesse está esboçado à margem da página 91.

Quando se diz o dobro da dimensão real, etc., estamos sempre a referir-nos a dimensões lineares, não a área.

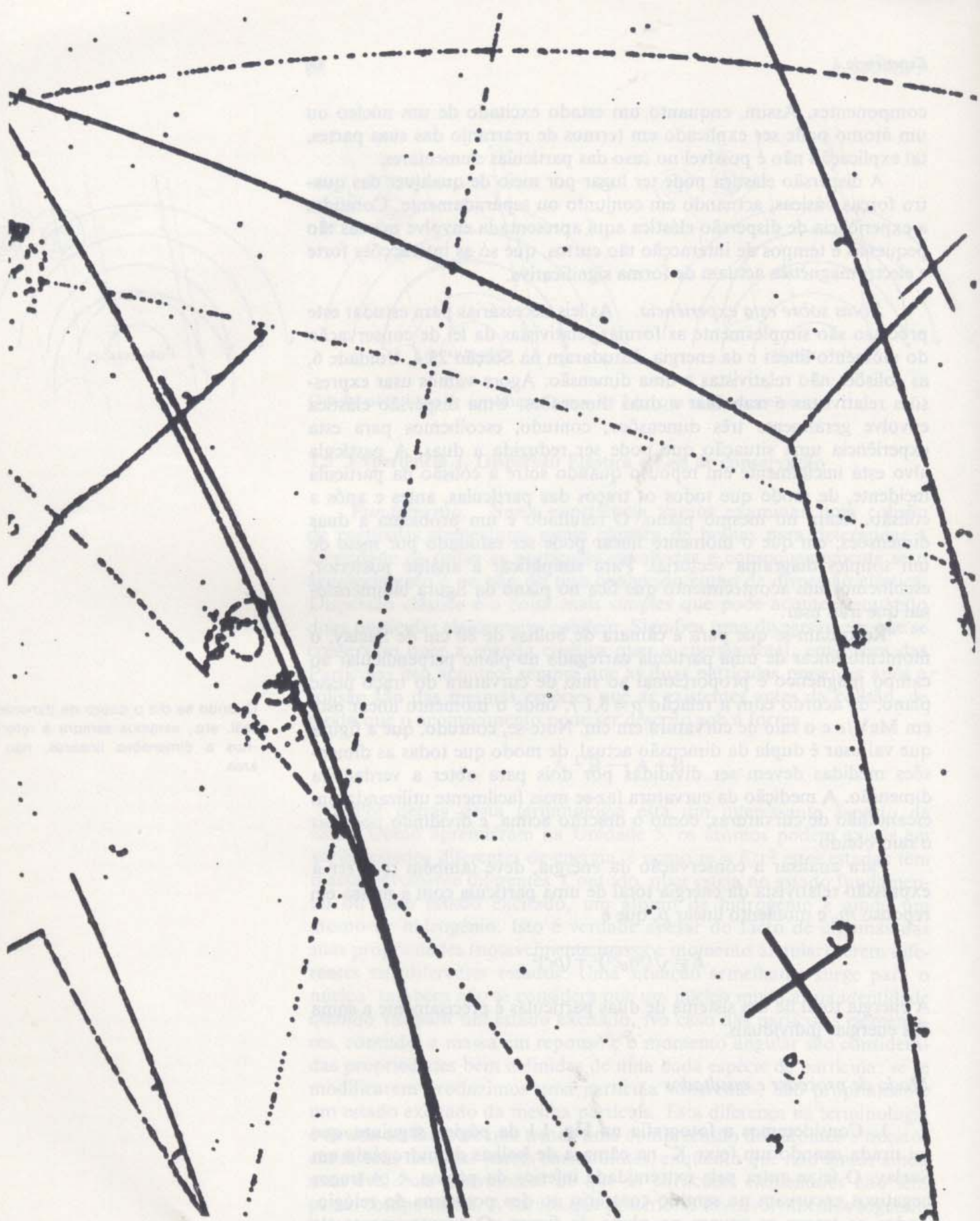


Fig. L1 Dispersão elástica do mesão K^- (o dobro da dimensão real).

Faça um esboço deste acontecimento. Considerando que ele representa uma dispersão elástica, indique em cada traço qual a partícula que pensa corresponder-lhe e uma seta indicando o sentido do movimento.

2. Qual pensa ser a partícula alvo? Descreva o acontecimento por uma equação da forma $A + B \rightarrow A + B$, usando os símbolos apropriados para as respectivas partículas.

3. Determine o momento linear a partir da curvatura dos traços 1 e 3. Pode também fazer esta determinação a partir do traço 2, mas é apenas uma estimativa porque esse traço é muito curto.

4. Utilizando a lei de conservação do momento linear na forma $\vec{p}_1 = \vec{p}_2 + \vec{p}_3$, trace um diagrama vectorial e obtenha \vec{p}_2 a partir de \vec{p}_1 e \vec{p}_3 . Note que a direcção de um traço encurvado está constantemente a mudar, mas lembre-se que está interessado nas direcções mesmo antes e logo após a colisão, i.e. linhas tangentes aos traços no vértice da colisão.

Concorda a direcção de \vec{p}_2 , obtida deste modo, com a direcção observada?

5. Parece-lhe o valor obtido no passo 4, para \vec{p}_2 , em acordo razoável com o avaliado no passo 3?

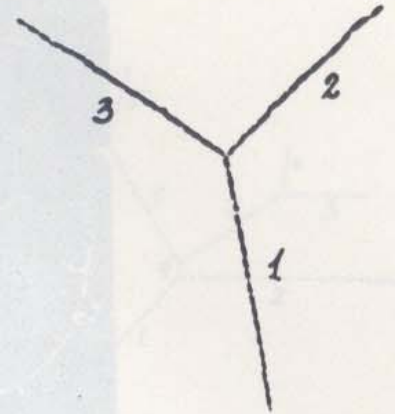
6. A partir do comprimento do traço 2, que é o percurso total desta partícula até parar, determine o momento inicial a partir do gráfico percurso-momento linear para prótons na Fig. L3, página 94. Se ele está de acordo com o valor obtido no diagrama vectorial, é uma forte confirmação de que a partícula que fez o traço 2 é um próton.

Note que ainda não usou a lei de conservação da energia. Pode usar esta lei agora para determinar de forma concludente a massa em repouso e assim obter a identidade da partícula que fez o traço 3. É ou não a partícula 3 a mesma que a incidente?

A identidade da partícula 1 é conhecida a partir do feixe incidente que foi escolhido. A identidade do alvo, a que se chama partícula 2 após a dispersão, é conhecida pela escolha do líquido da câmara e confirmada pelo teste de percurso feito no passo 6. Todos os momentos lineares são conhecidos a partir do diagrama vectorial do passo 4. Assim, pode escrever a lei de conservação da energia e obter a massa da partícula 3. A massa e a carga (como é que conhece a carga?) vão permitir-lhe identificar a partícula 3 sem qualquer dúvida. É este acontecimento realmente um caso de dispersão elástica?

L6 Experiência 2, Conservação da energia

Fundamento. Como sabe, uma das leis mais importantes da Física é a da conservação da energia. Nesta experiência será capaz de seguir uma série complicada de acontecimentos para ver de forma apenas gráfica como a energia inicial de uma partícula simples se distribui por muitas partículas em colisões sucessivas.



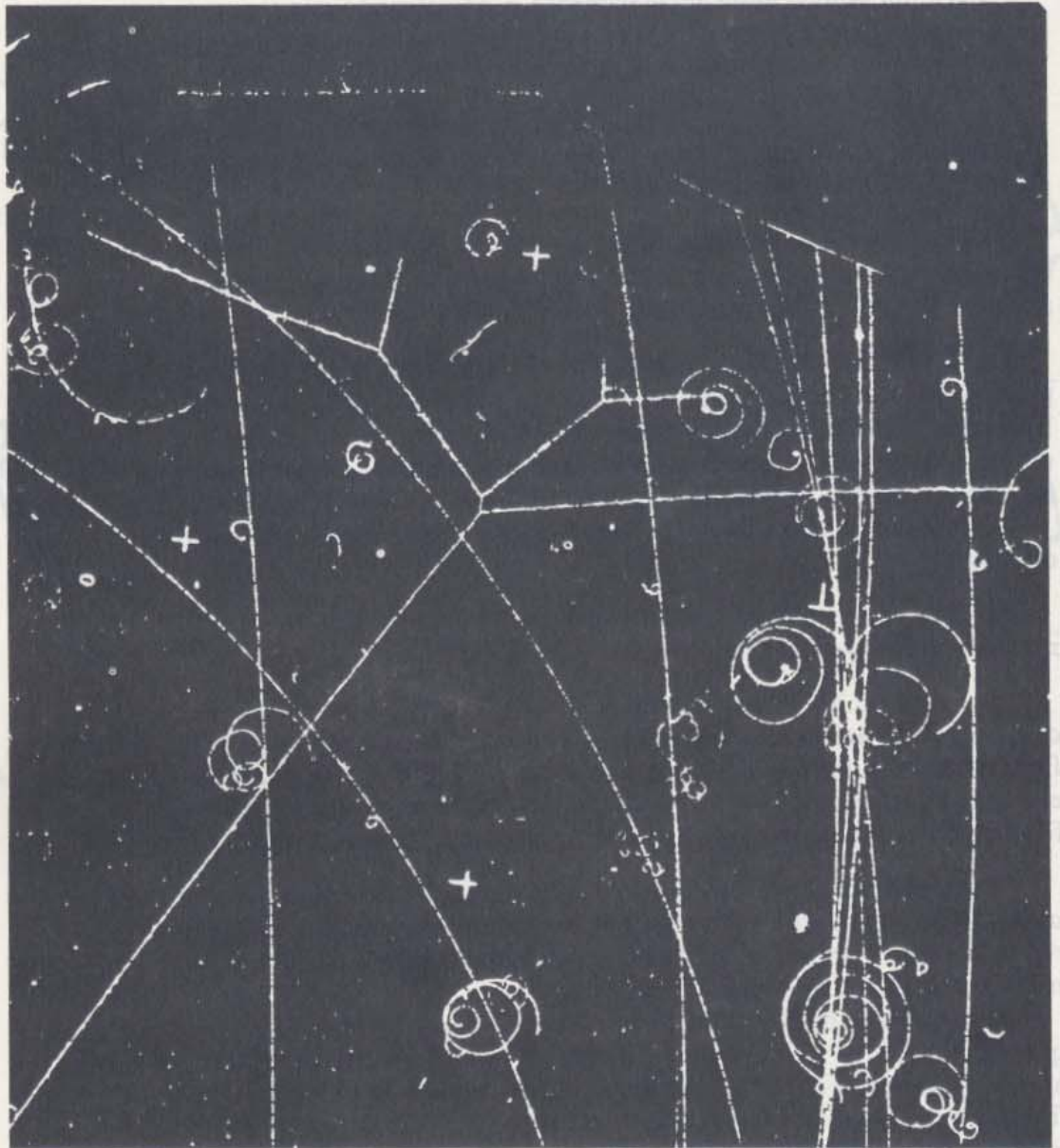


Fig. L2 Colisões múltiplas de prótons (dimensão real).

Como isto é uma experiência de câmara de bolhas, à medida que as partículas carregadas se deslocam no hidrogénio na câmara perdem energia, que vai finalmente conduzir à formação das bolhas que observamos. Como na maior parte das situações em que se dissipa energia, a energia cinética é finalmente transformada em energia calorífica. Assim o balanço total de energia nesta experiência pode ser descrito como

$$\left(\begin{array}{l} \text{Energia cinética da} \\ \text{partícula incidente} \end{array} \right) \longrightarrow \left(\begin{array}{l} \text{Energia cinética das} \\ \text{partículas colididas} \end{array} \right) \longrightarrow \left(\begin{array}{l} \text{Calor de formação das} \\ \text{bolhas de hidrogénio} \end{array} \right)$$

Notas sobre esta Experiência. Esta experiência vai usar o mesmo acontecimento de dispersão múltipla de prótons usado na Secção 2.3. A fotografia é reproduzida aqui por conveniência, como Fig. L2, e inclui-se à margem um esboço com os números dos traços. Como se recorda, esta fotografia foi tirada com a câmara de bolhas de 10 pol de Berkeley: a partícula incidente era um próton, penetrando na parte inferior esquerda e colidindo outro próton no hidrogénio, iniciando assim uma série de colisões elásticas próton-próton.

A análise deste acontecimento será feita utilizando os gráficos percurso – momento linear (Fig. L3 na pág. seguinte) que estão bem estabelecidos, quer teórica quer experimentalmente. Como deles se infere, se o momento linear de um dado tipo de partícula é conhecido, então a distância que ela tem que percorrer antes de parar (o percurso) no hidrogénio líquido é conhecido também. Inversamente, se se mede o percurso de uma partícula numa fotografia de câmara de bolhas, podemos recorrer a estes gráficos para obter qual era o momento linear desta partícula.

Para aplicar esta técnica ao acontecimento em questão, partimos das extremidades e analisamos para trás. As fotografias estéreo a três dimensões do mesmo acontecimento mostram que nenhum dos traços se desvia nitidamente do plano da fotografia bidimensional, com excepção possível do traço 9, que é relativamente curto em qualquer caso. Então, por simplicidade vamos medir comprimentos de traços na fotografia bidimensional, não esquecendo que pode ser necessário recorrer a medidas tridimensionais para obter elevada precisão.

Modo de proceder e resultados

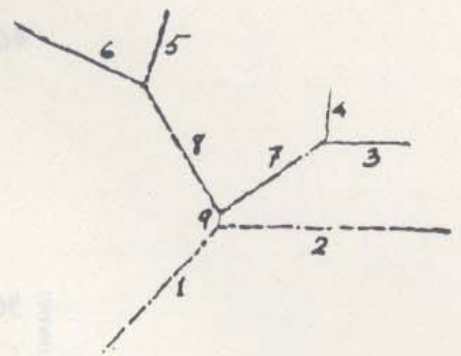
1. Meça os comprimentos dos traços 2, 3, 4, 5 e 6. Como todos estes prótons param, comprimento do traço = percurso, e pode obter o momento linear para cada traço a partir da Fig. L3. Por exemplo, o traço 6 tem cerca de 4,1 cm de comprimento no espaço real, de modo que o momento linear inicial da partícula 6 deve ter sido cerca de 210 MeV/c.

2. Converta este momento linear em energia cinética. Pode usar-se um cálculo não relativista porque os prótons não se deslocam muito depressa. Assim

$$E_k = \frac{1}{2}mv^2 = \frac{(mv)^2}{2m} = \frac{p^2}{2m} = \frac{(pc)^2}{2(mc^2)}$$

onde mc^2 para prótons é cerca de 1000 MeV, enquanto pc em MeV é numericamente igual ao momento linear p em MeV/c a partir do gráfico. Por exemplo a energia cinética da partícula 6 é cerca de 22 MeV.

3. Em seguida some as energias cinéticas que saem em cada vértice. Como a energia cinética se conserva nas colisões elásticas, isso dará a energia cinética da partícula incidente. Se as energias cinéticas das partículas 5 e 6 são 13 MeV e 22 MeV, então a energia cinética da partícula 8 deve ser 35 MeV.



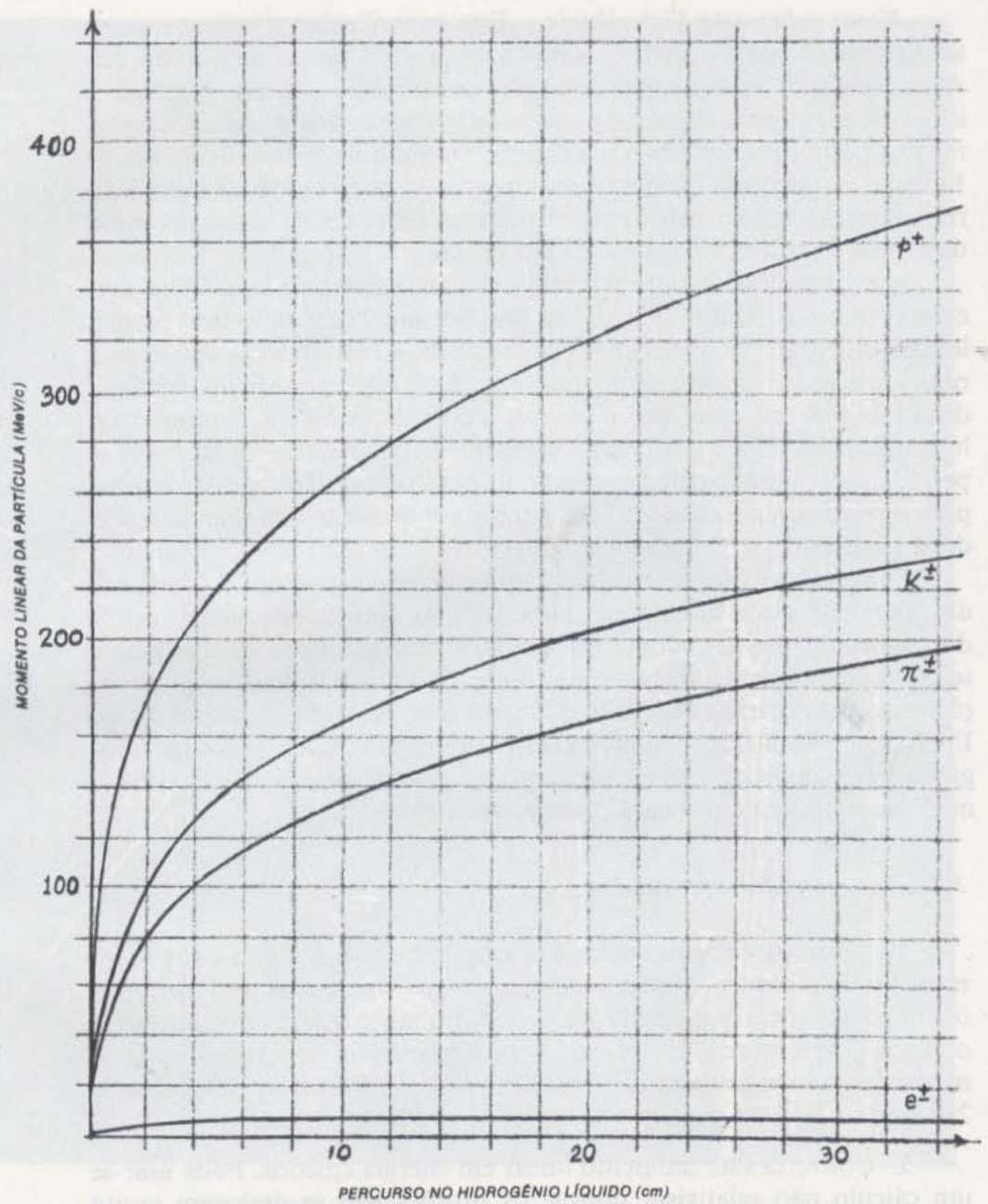


Fig. L3 Curvas de percurso — momento linear, para várias partículas. A curva para electrões é menos precisa que as outras.

4. Agora pode fazer de novo a conversão para obter os momentos lineares das partículas 7 e 8 nas extremidades dos seus traços. A equação a aplicar é uma variação da utilizada no passo 2:

$$p(\text{MeV}/c) = pc(\text{MeV}) = \sqrt{2(mc^2) E_k}$$

Por exemplo, o momento linear final da partícula 8 é cerca de 265 MeV/c.

5. Estes momentos lineares e o gráfico da Fig. L3 permitem-lhe calcular o «percurso residual», a distância adicional que uma partícula teria percorrido se não tivesse sofrido uma colisão. Quando se adiciona o percurso residual na extremidade de um traço ao comprimento desse traço, a soma é igual ao percurso total, e isso por sua vez permite-lhe obter o momento linear da partícula no começo do seu traço. Para a partícula 8 o percurso residual correspondente ao seu momento linear final de $265 \text{ MeV}/c$ é 10 cm e o comprimento do seu traço medido é $2,3 \text{ cm}$, de modo que o seu percurso total devia ser $12,3 \text{ cm}$, o que implica um momento linear inicial de $285 \text{ MeV}/c$.

6. Repetindo este processo para a partícula 7 e então para a partícula 9, pode obter a energia cinética total trazida pela partícula 1.

7. O seu resultado deve ser da ordem de 100 MeV . A energia deste próton incidente pode também ser obtida directamente medindo a curvatura do seu traço, obtendo o momento linear, e convertendo em energia cinética como acima. O escantilhão de curvaturas auxiliá-lo-á a medir o traço.

8. Deve obter praticamente o mesmo valor de energia pelos dois caminhos, o que indica que a energia cinética do próton incidente é responsável pela perda de energia dos vários prótons secundários à medida que diminuem de velocidade na câmara.

L7 Experiência 3, Dispersão Inelástica e Reacções de alta-energia

Fundamento. Nesta experiência vamos observar uma das coisas mais interessantes que podem acontecer quando duas partículas elementares se encontram: reagem e produzem dois produtos inteiramente diferentes! A sua tarefa será examinar os traços das partículas e descrever o acontecimento que teve lugar, identificando as partículas envolvidas.

Notas sobre esta experiência. Quando trazemos ao contacto duas partículas que podem interagir via interacção forte elas interagem desse modo e fazem-no muito rapidamente, em intervalos da ordem de 10^{-23} s . Mesmo a velocidades próximas da velocidade da luz, uma partícula mal pode atravessar o diâmetro de um próton durante um intervalo de tempo tão curto. Dada a identidade e energia de ambas as partículas, a incidente e a alvo, há muitas vezes vários resultados possíveis de tal colisão, mas devem todos satisfazer as leis de conservação apropriadas. Estas incluem as leis de conservação absoluta do momento linear, da energia, da carga e do número de barião. No caso das interacções fortes incluem ainda a conservação da estranheza.

Nesta experiência incide um feixe de mesões K^- na câmara de bolhas de hidrogénio de 80 cm de Saclay, com momento linear escolhido de modo que as partículas param próximo do meio da câmara a menos que algo aconteça primeiro, tal como a dispersão elástica da Experiência 1. O problema é calcular qual das muitas reacções possíveis tem realmente lugar.

Modo de proceder e resultados

1. A Fig. L4 e o esboço à margem mostram um acontecimento em que interactivam um mesão K^- e um próton, com ambas as partículas em repouso. Utilizámos linhas leves para representar traços de pequena densidade de bolhas. Usando a Tabela de Partículas Elementares, veja se consegue determinar as cinco reacções possíveis que originam um estado final (i.e. partículas 2 e 3) de duas partículas (bárions e/ou mesões), e que satisfazem as leis de conservação de energia, carga, número de barião e estranheza.

2. O feixe K^- entra na parte inferior da página e termina no vértice A. Que espécie de partícula pensa que deve ser a partícula alvo em A?

3. Porque é que os dois traços que se originam no vértice A indicam que o K^- estava em repouso no instante da interacção? (Veja a Secção 2.7 se não está muito certo).

4. Das cinco possibilidades que encontrou no passo 1, podem ser postas de parte duas aqui, porque tem apenas produtos neutros, que não deixariam traços de bolhas.

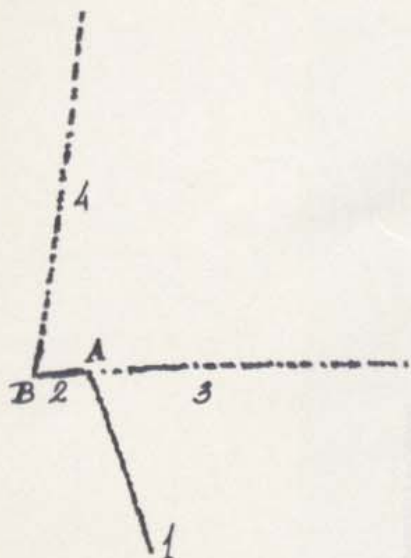
5. Como os valores dos momentos lineares das partículas que fizeram os traços 2 e 3 são iguais, a diferença nítida da densidade das bolhas entre elas deve ser devida à diferença de massa. Lembrando que para um dado momento linear a partícula mais pesada (mais lenta) produz uma maior densidade de bolhas, qual destas é a mais pesada? É a sua carga eléctrica positiva ou negativa? Questões como estas irão permitir-lhe estreitar o campo ainda mais. Que partícula pensa ter feito o traço 2? Denomine-a «partícula 2».

6. Considerando que o traço 3 é deixado por um mesão π^+ , e usando as leis de conservação e as identidades das outras duas partículas na reacção em A, determine o número de barião, carga, e estranheza da partícula 2. (Esta questão não requiere quaisquer medições na fotografia.)

7. Determine a massa da partícula 2 medindo o momento linear do mesão π^+ e aplicando a conservação da energia e do momento linear à interacção em A de forma semelhante ao método da Experiência 1, mas lembrando que quer K^- quer p^+ estão essencialmente em repouso antes da reacção (ver Secção 2.7 desta unidade).

8. Identifique a partícula 2 usando a Tabela de Partículas e a massa medida, bem como os números quânticos determinados na questão 6. É essa a partícula que esperava da sua análise no passo 5?

9. Note na fotografia que a partícula 2 se desloca para o vértice B, onde aparece uma nítida dobra no traço. O que é que pensa que aconteceu em B? Esse será o assunto da Experiência 5.



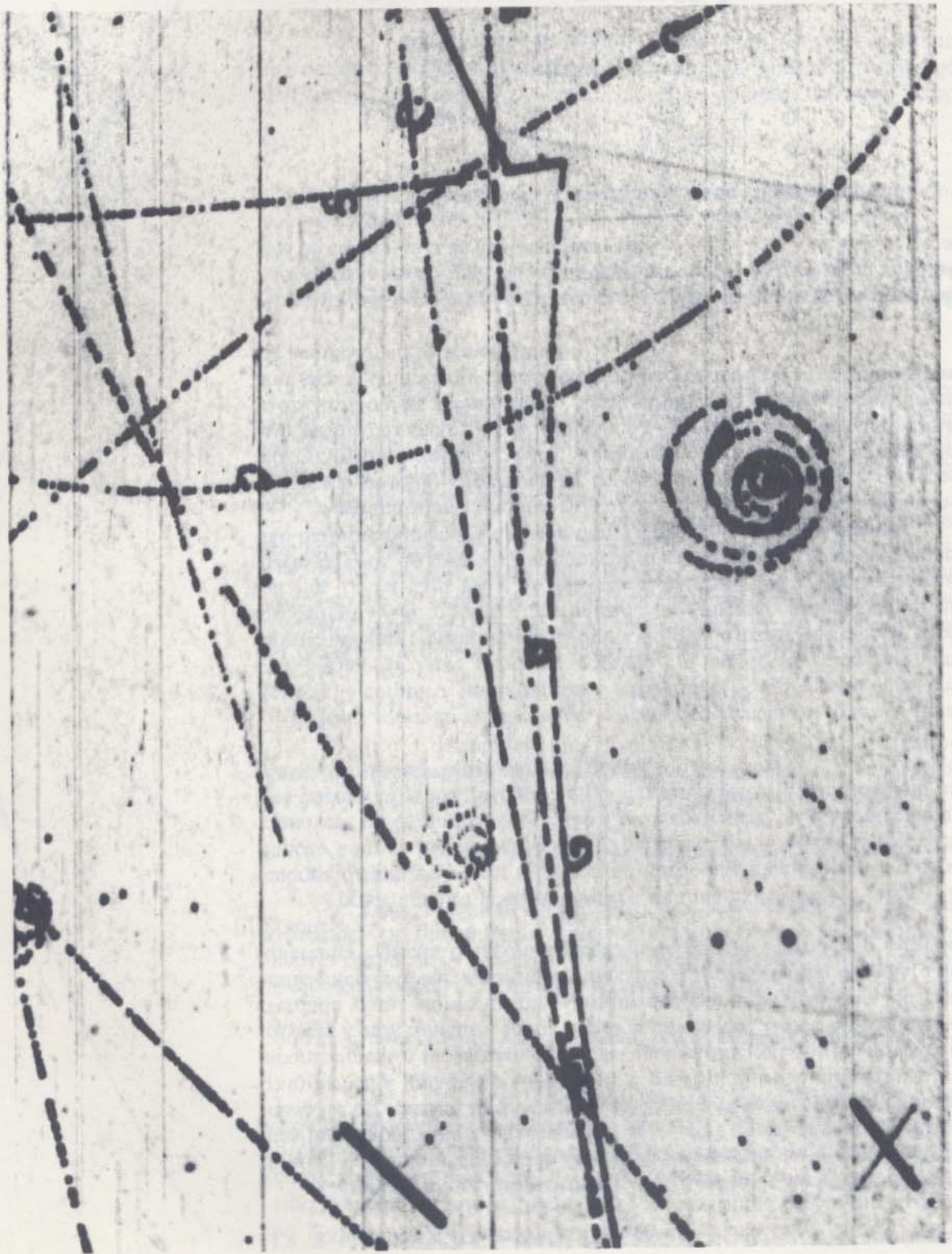


Fig. 14 Acontecimento inelástico produzido por mesão K^- e prótio (o dobro da dimensão real).

L8 Experiência 4, Trabalho de Detective

Fundamento. O primeiro passo na análise de uma série de fotografias da câmara de bolhas denomina-se «scanning»: é a observação das fotografias uma a uma para ver se contêm acontecimentos de interesse na experiência particular que está a ser realizada. Como aprenderam na volta guiada no Capítulo 2, é possível dizer muita coisa sobre acontecimentos na câmara de bolhas apenas observando-os e aplicando os seus conhecimentos sobre a Física envolvida. Isto é especialmente verdade para acontecimentos produzidos por um feixe com energia suficientemente baixa para parar na câmara, porque então o número de diferentes espécies de acontecimentos que podem ocorrer não é muito grande.

O procedimento geral no começo de uma experiência é calcular a energia disponível e usar a Tabela de Partículas Elementares, em conjugação com as leis de conservação, para determinar todas as reacções possíveis, tal como fez na questão 1 da Experiência 3. Os acontecimentos encontrados nas fotografias podem ser então comparados com as possibilidades esperadas para ver quais são realmente.

Notas sobre esta experiência. Nesta experiência vai observar uma fotografia completa tirada na câmara de bolhas de hidrogénio de 80 cm em Saclay. O feixe incidente consiste em mesões K^- que têm um momento linear bastante baixo de modo que a maior parte deles pára na câmara. A fotografia é reproduzida na dimensão praticamente real na Fig. L5 na pág. 100 e os seis traços de feixes foram numerados na parte inferior do esboço, por conveniência. Há vários traços extra que são bastante ponteados e atravessam a câmara, mas vamos ignorá-los.

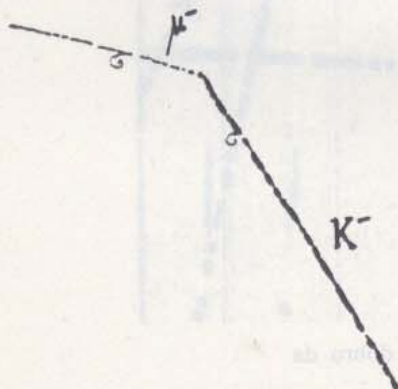
Mostrando-lhe exemplos dos tipos mais comuns de acontecimentos nesta situação experimental, esperamos prepará-los para os reconhecer quando voltar a vê-los. Vamos primeiro conduzi-lo através de um «scan» completo, identificando cada acontecimento nesta fotografia e discutindo essa identificação. Nessa altura está preparado para fazer um «scan» completo de uma fotografia desconhecida, mostrando tipos de acontecimentos semelhantes.

Modo de proceder e resultados, Parte I. Tomados por ordem os acontecimentos da Fig. L5, são depois esboçados e em seguida analisados de acordo com as leis de conservação.

— Feixe traço 1. Declínio de um Mesão K^- num Muão e Neutrino:

	K^-	\rightarrow	$\bar{\mu}$	+	$\bar{\nu}_\mu$
carga	-1		-1		0
número de barião	0		0		0
número total de barião	0		0		0

O declínio é um processo de interacção fraca, de modo que a estranheza não precisa ser conservada. O $\bar{\nu}_\mu$ é neutro portanto não deixa



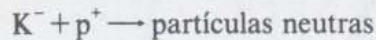
traço. Actualmente não se consegue distinguir entre os traços de um muão e um mesão pi apenas por observação, de modo que este acontecimento pode também ser $K^- \rightarrow \pi^- + \pi^0$. Para uniformização vamos considerar sempre a possibilidade do muão, mas põe-se um ponto de interrogação após a equação para ressaltar que existem outras equações que podiam corresponder a estes traços.

— Feixe traço 2, Declínio de um Mesão K^- num Muão e num Neutrino:

Embora à primeira vista pareça diferente, é a mesma espécie de acontecimento que o produzido pelo feixe traço 1. Note como o traço subitamente se torna ponteadado, indicando um aumento de velocidade: o μ^- vai mais depressa que o K^- com idêntico momento linear.

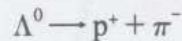
— Feixe Traço 3, Produção e declínio Lambda:

Como o traço negativo K^- termina simplesmente, sem traços carregados a continuar, a sua carga deve ter sido cancelada pela carga positiva de um protão. Assim a reacção inicial deve ser



Como entra um barião nesta reacção, a conservação do número de barião requiere que deva existir um barião entre os produtos. O K^- e o protão são partículas que interactuam fortemente, logo devem reagir via interacção forte. Como a interacção forte conserva a estranheza, e a estranheza total das partículas que entram é -1 , esperamos que um dos produtos tenha também estranheza -1 .

O V próximo parece apontar para a extremidade de K^- : podia ter sido devido ao declínio de um dos produtos neutros da primeira reacção. O traço curto e denso no V é característico de um protão de baixa energia e o V completo é característico do declínio de uma partícula lambda num protão e num mesão pi menos:

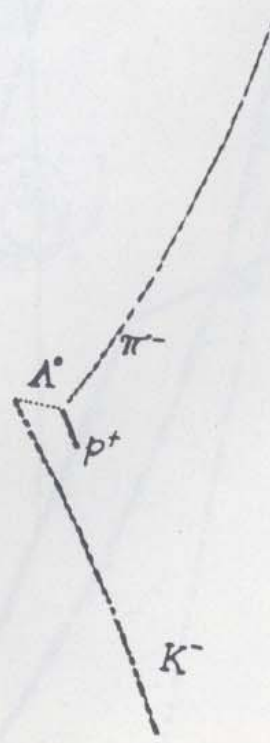
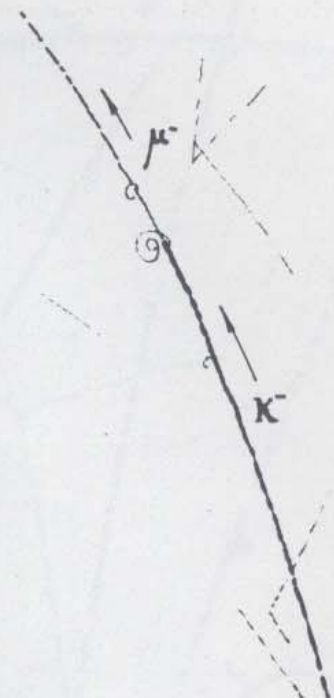
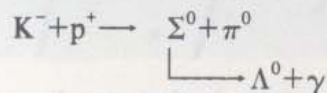


Pode verificar a conservação da carga e do número de barião neste declínio. A estranheza não se conserva no declínio porque se faz via interacção fraca.

A identificação do lambda a partir do seu declínio permite-nos completar a análise da reacção de produção. A equação é



como pode ver, testando as leis de conservação apropriadas às interacções fortes. Contudo, note que este acontecimento podia ter seguido por um passo adicional como segue:



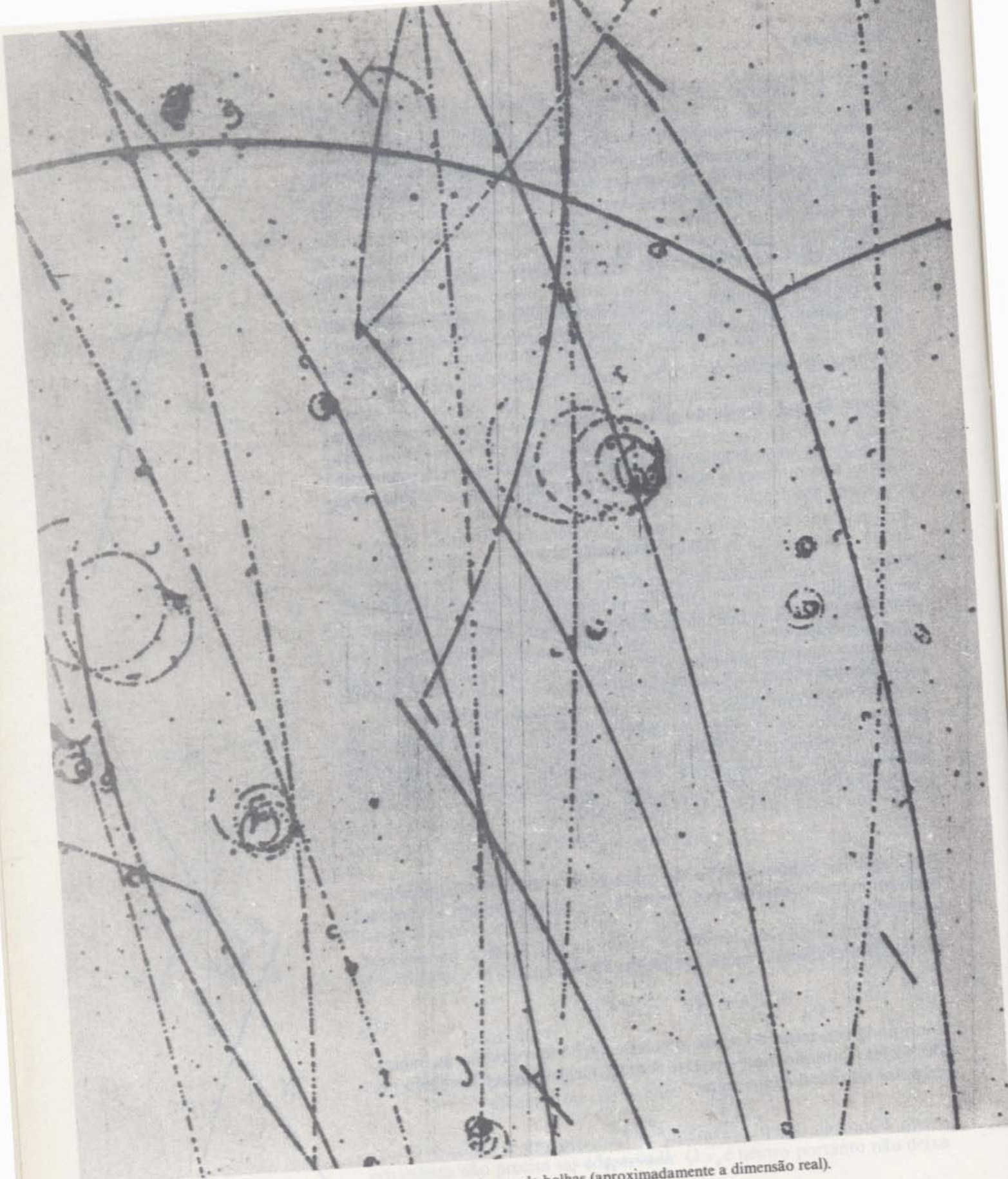
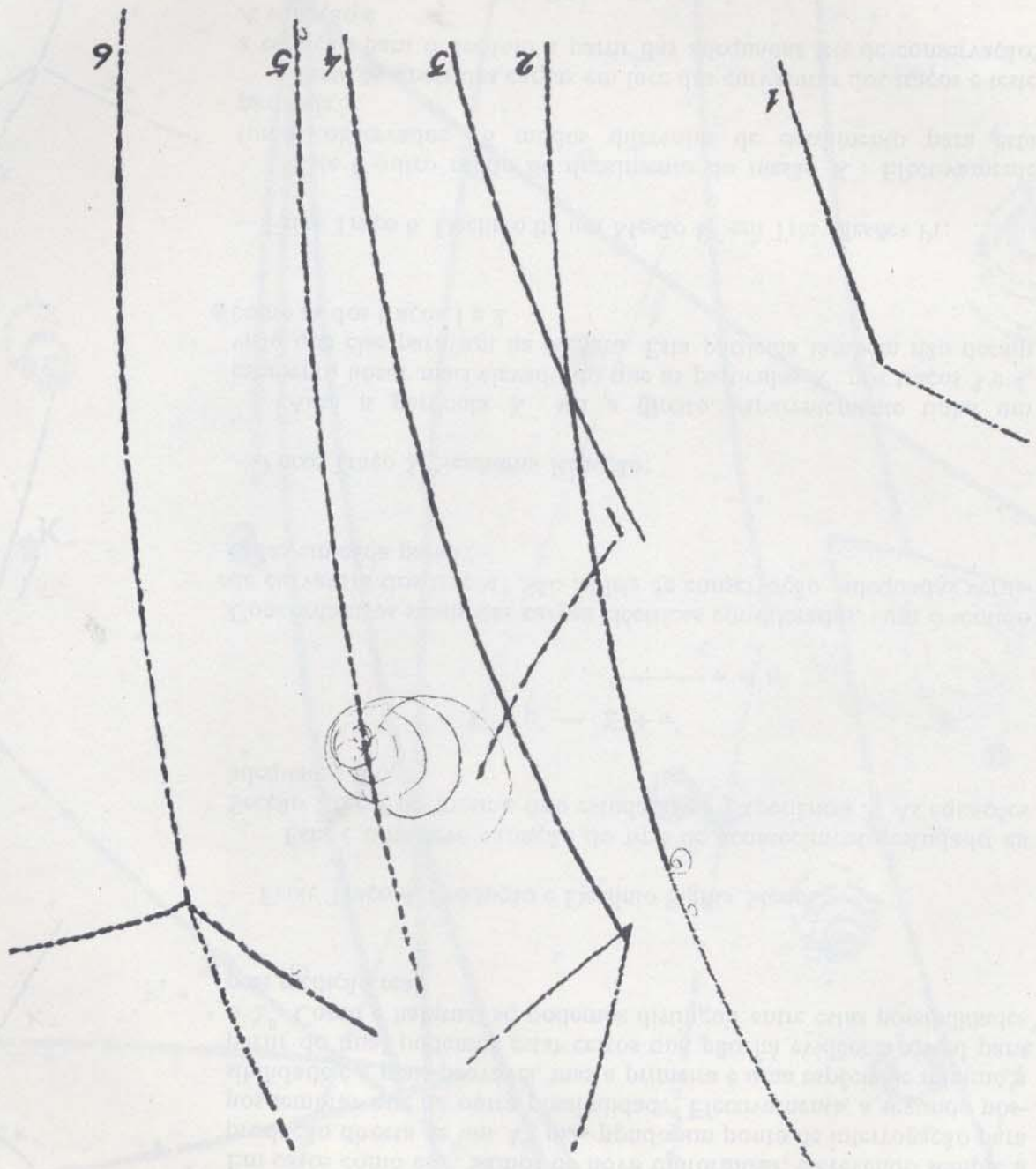
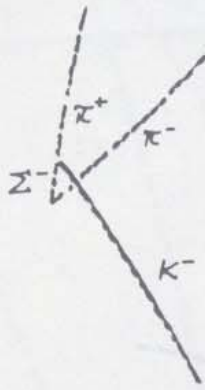


Fig. 15 Uma cena típica numa câmara de bolhas (aproximadamente a dimensão real).

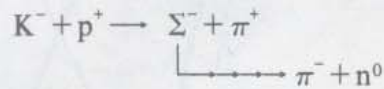




O decaimento de Σ^0 é via interacção electromagnética, de modo que é muito rápido. O fóton é neutro e inobservável, de modo que a aparência geral deste acontecimento seria a mesma da primeira possibilidade. Em casos como este, vamos de novo uniformizar, escrevendo sempre a produção directa de um Λ^0 , mas pondo um ponto de interrogação para nos lembrar que há outra possibilidade. Efectivamente, a segunda possibilidade é a mais provável, mas a primeira é uma espécie de mínimo a partir do qual podemos estar certos que não há evidência visual para o Σ^0 . Como é habitual só podemos distinguir entre estas possibilidades pela medição real.

— Feixe Traço 4, Produção e Decaimento Sigma Menos:

Esta é uma leve variação do tipo de acontecimento estudado na Secção 2.6 e é do mesmo tipo estudado na Experiência 3. As equações adequadas são



Concordam os sinais das cargas eléctricas consideradas, com o sentido de curvatura dos traços? São as leis de conservação adequadas verificadas em cada passo?

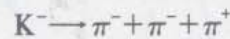
— Feixe Traço 5, Nenhuma Reacção:

Aqui a partícula K^- vai a direito. Aparentemente tinha um momento linear mais elevado do que as partículas K^- nos traços 3 e 4, visto que elas paravam na câmara. Esta partícula também não decaiu como as dos traços 1 e 2.

— Feixe Traço 6, Decaimento de um Mesão K^- em Três Mesões Pi:

Este é outro modo de decaimento do mesão K^- . Efectivamente foram observados 18 modos diferentes de decaimento para esta partícula!

Teste os sinais das cargas em face das curvaturas dos traços e teste a equação para o decaimento a partir das adequadas leis de conservação. A equação é



Realmente, conforme se mencionou para o feixe traço 1, alguns dos traços de «mesões pi» podem na verdade ser muões. Só medições precisas podem dizê-lo, mas a equação aqui escrita é de longe a mais provável.

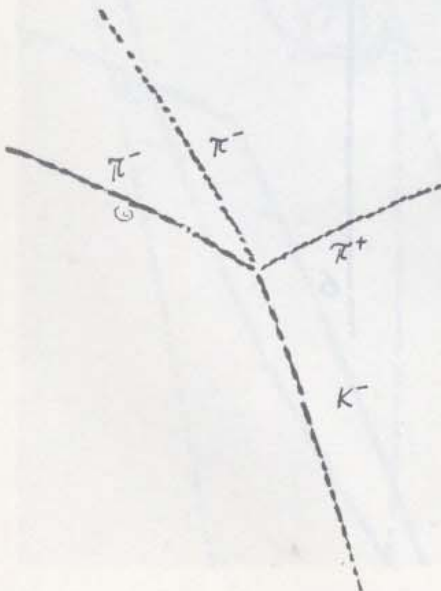
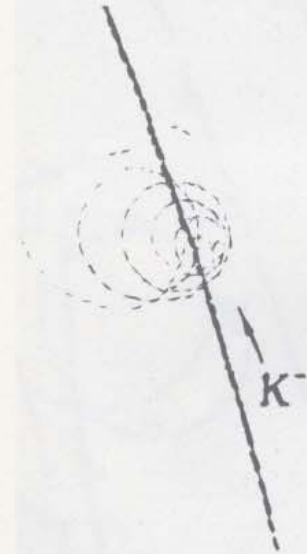


Fig. 1. Uma única placa com vários exemplos de decaimentos (aproximadamente a 1/2000000 de escala real).

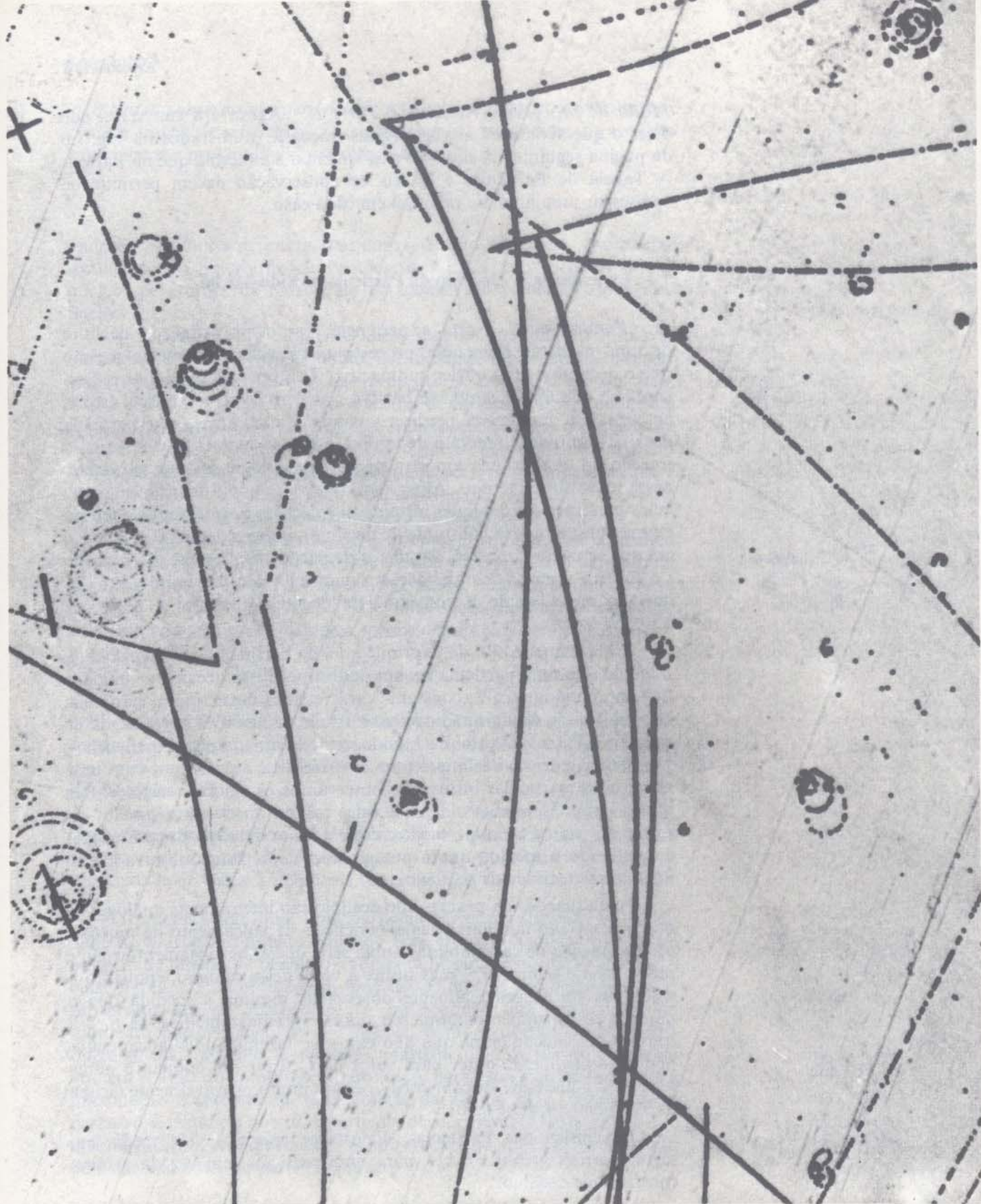


Fig. L6 Outra cena numa câmara de bolhas (aproximadamente a dimensão real).

Modo de proceder e resultados, Parte II. Agora é a sua vez. Pode dizer o que aconteceu aos sete feixes traços K^- numerados na Fig. L6 da página seguinte? A situação experimental é a mesma que na Parte I. A Tabela de Partículas e as leis de conservação devem permitir-lhe apresentar uma hipótese razoável em cada caso.

L9 Experiência 5, Declínio de Partículas e Vida Média

Fundamento. Nesta experiência, vamos investigar o declínio de uma partícula elementar, processo que é essencialmente o mesmo que o declínio de um núcleo radioactivo. Lembra-se da Unidade 6, Secção 21.5 que um declínio radioactivo é um processo estatístico. Isto é, embora seja impossível prever quando é que uma dada partícula decairá num dado intervalo de tempo, é ainda possível prever qual a fracção de uma grande amostra de partículas idênticas que vai decair nesse intervalo de tempo. Além disso obteve-se que a fracção de partículas presentes em qualquer instante que decaem por unidade de tempo é uma constante λ (a constante de declínio), independente do instante t , em que se mede λ . Se N é o número de partículas presente, no instante t e ΔN é o número das que decaem num intervalo de tempo curto Δt , iniciado em t , então a constante de declínio obtém-se a partir de $\lambda = \Delta N / N \Delta t$.

Uma maneira útil de exprimir a lei de declínio é que a *probabilidade* de que uma partícula de um dado tipo possa decair por unidade de tempo seja igual a λ , constante característica desse tipo de partícula. Isto dá à lei de declínio radioactivo a forma matemática apresentada na questão 7 abaixo. O valor de λ pode ser determinado pela experiência.

Como a lei de declínio é uma lei estatística, se partimos com uma amostra de partículas instáveis e observamos os valores reais de λ em vários instantes, vamos obter que estes valores observados flutuam em torno de um certo valor médio, com o valor relativo das flutuações aumentando à medida que o número real de declínios observados no intervalo se torna mais pequeno.

As flutuações no processo de declínio são inteiramente análogas às que nos são tão familiares nas experiências de lançamento de moedas, onde a fracção de caras obtidas numa série de vários lançamentos não é precisamente sempre 0,5, mas flutua à volta desse número, enquanto o valor das flutuações realmente observadas diminui à medida que o número de lançamentos aumenta. Para especificar melhor, se f_H é a fracção dos lançamentos que dão caras, se fazemos dois lançamentos podemos facilmente obter para valor de f_H 0 ou 1,0, enquanto numa série de 2 milhões de lançamentos f_H estará muito provavelmente (acima de 99%) entre 0,499 e 0,501.

Em Física das Partículas, é costume referir a vida média em segundos (tau grego) $\tau = 1/\lambda$ para uma partícula, em vez da própria constante de declínio.

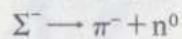
Notas sobre esta experiência. As fotografias que vamos utilizar contêm traços de partículas Σ^- (sigma menos) produzidas na reacção capa menos e protão dão sigma menos e pi mais:



onde K^- pára antes de interactuar com o protão. O feixe K^- é um feixe secundário do Sincrotrão de Protões no CERN, e os protões são os núcleos de átomos de hidrogénio na câmara de bolhas de 80 cm de Saclay.

A conservação do momento linear requiere que quando ambas as partículas, o K^- e o protão estão inicialmente em repouso, o vector soma dos momentos lineares dos produtos da reacção deve ser zero. Assim o Σ^- e o π^+ devem deixar o vértice de produção exactamente em sentidos contrários na mesma direcção, facto que já tinha observado na Fig. 14. Como o Σ^- é muito mais pesado que o π^+ , e os valores dos seus momentos lineares são iguais, a velocidade de Σ^- é muito menor que a de π^+ . Isto explica o traço sólido deixado pelo Σ^- e o traço de muito menor densidade deixado pelo mesão pi.

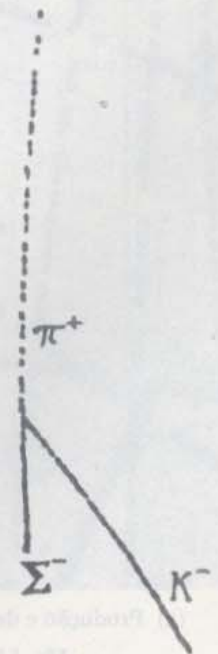
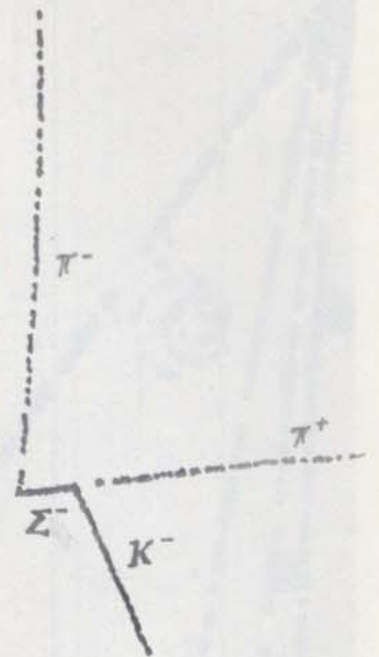
As próprias partículas Σ^- perdem energia rapidamente à medida que se deslocam através da câmara, e podia esperar-se que párem num percurso de cerca de um centímetro. Contudo, elas são também muito instáveis, de modo que a maior parte delas decaem realmente enquanto ainda em voo pelo processo sigma menos dando pi menos e neutrão:

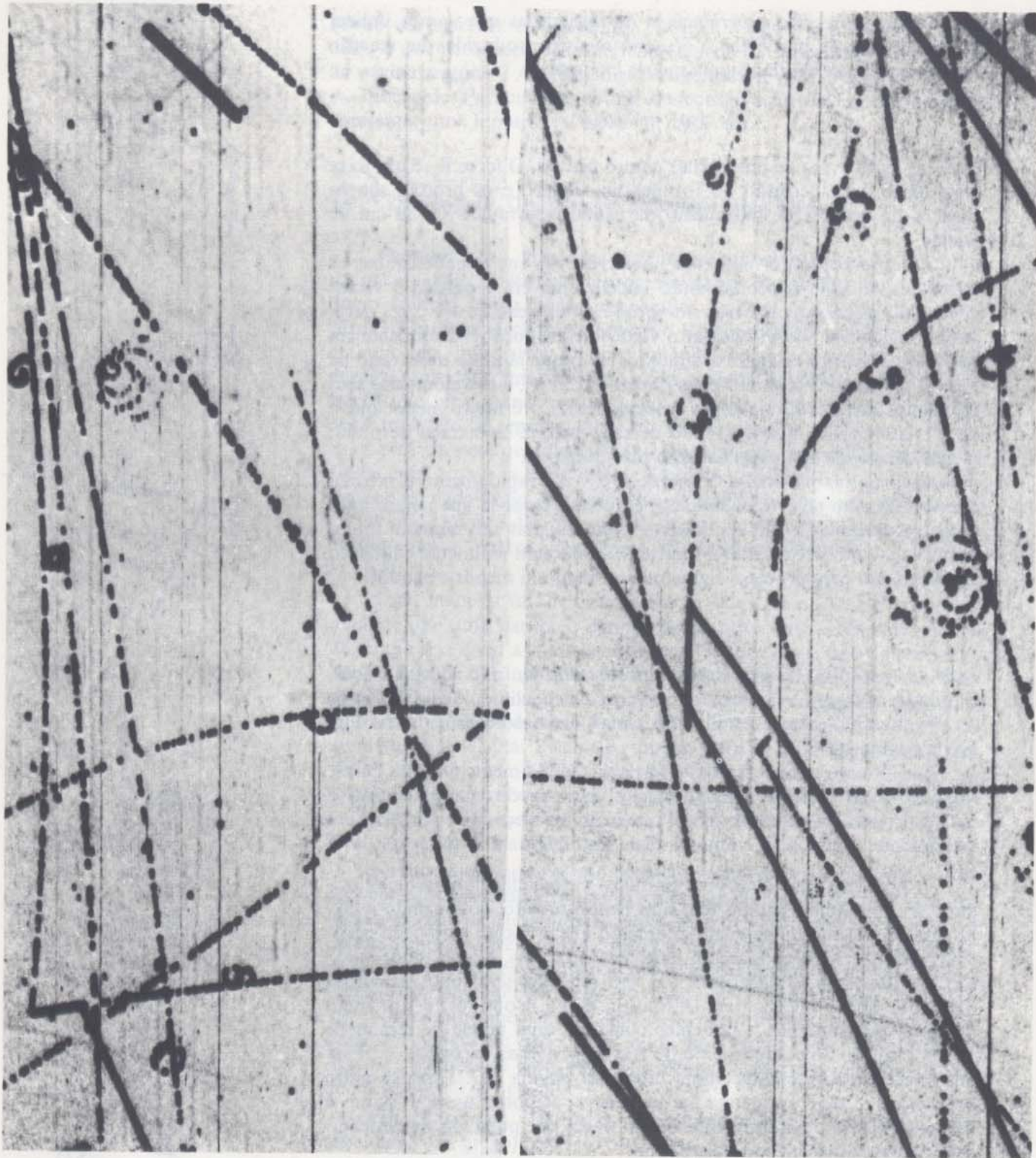


onde o neutrão, sendo electricamente neutro, não deixa traços, enquanto os traços π^- começam no vértice de declínio. A Fig. L7 mostra um exemplo desta possibilidade, e mais nove estão coligidas na Fig. L8 da página 109.

Nos poucos casos em que a partícula Σ^- realmente chega a parar, reage com um protão no hidrogénio, para produzir um neutrão e outros produtos neutros, de modo que nenhuns traços visíveis deixam a extremidade do traço Σ^- , como se vê na Fig. L7.

O processo pelo qual uma partícula carregada diminui de velocidade no hidrogénio líquido tem sido bem estudado, conduzindo à elaboração de tabelas de percurso-momento linear inicial, para cada partícula. A Fig. L3 foi obtida com base nessas tabelas. Como todos os Σ^- são produzidos por reacções K^- , p^+ em repouso, têm todos o mesmo momento linear inicial, de 173 Mev/c, como é obtido no problema opcional mais adiante, e podemos construir uma tabela de tempo de voo em função do comprimento do traço, para estas partículas Σ^- . Esta informação é apresentada numa tabela da página 107. Distinga entre *percurso*, a distância que uma partícula devia percorrer antes de parar, e o *comprimento*, o comprimento de um traço, que pode ser determinado pelo declínio antes da partícula parar.





(a) Produção e declínio

(b) Produção e reacção com próton

Fig. L7 Acontecimentos contendo uma partícula sigma menos (Σ^-) (o dobro da dimensão real).

TABELA L2 TABELA PARA CONVERSÃO DE COMPRIMENTO EM TEMPO DE VOO, PARA PARTÍCULAS COM MOMENTO LINEAR INICIAL 173 MeV/c EM HIDROGÉNIO LÍQUIDO

Comprimento projectado na Fotografia (mm)	Comprimento verdadeiro na Câmara (média; mm)	Tempo de Voo (seg)
0,5	0,3	$0,08 \times 10^{-10}$
1,5	1,0	$0,23 \times 10^{-10}$
2,5	1,6	$0,38 \times 10^{-10}$
3,5	2,2	$0,53 \times 10^{-10}$
4,5	2,9	$0,69 \times 10^{-10}$
5,5	3,5	$0,85 \times 10^{-10}$
6,5	4,2	$1,02 \times 10^{-10}$
7,5	4,8	$1,19 \times 10^{-10}$
8,5	5,4	$1,36 \times 10^{-10}$
9,5	6,1	$1,54 \times 10^{-10}$
10,5	6,7	$1,73 \times 10^{-10}$
11,5	7,4	$1,94 \times 10^{-10}$
12,5	8,0	$2,16 \times 10^{-10}$
13,5	8,6	$2,37 \times 10^{-10}$
14,5	9,3	$2,65 \times 10^{-10}$
15,5	9,9	$2,95 \times 10^{-10}$

Nesta tabela a relação entre comprimento verdadeiro e tempo de voo é exacta. A relação entre comprimento projectado e comprimento verdadeiro apenas se verifica em média, e é calculado considerando fotografias com ampliações 2X.

Basicamente, a medição da vida média consiste em tomar ao acaso uma amostra de traços Σ^- , medindo os seus comprimentos, convertendo em tempos de declínio individuais, e registando então o número obtido em função do tempo desde a produção.

A fim de realizar isto deve fazer medições numa fotografia a 2 dimensões do acontecimento Σ^- , e então os traços podem realmente estar inclinados de um ângulo D em relação ao plano da fotografia, sendo o comprimento projectado que mede, em geral menor que o comprimento verdadeiro do traço. É necessário corrigir isto, e para o fazer consideramos que as direcções dos traços Σ^- estão completamente ao acaso. Esta hipótese é razoável, visto que a produção ocorre de um borrão K^-p^+ formado essencialmente em repouso, sem qualquer direcção particular de movimento.

Esta hipótese pode ser ilustrada desenhando uma pequena esfera a partir do ponto de produção. Então o traço tem igual probabilidade de passar através de qualquer ponto da esfera, e uma amostra ao acaso de traços passará por pontos distribuídos ao acaso por toda a esfera. Portanto, a probabilidade de um traço passar por uma área específica da esfera é igual a essa área dividida pela área de toda a esfera. Nesta base pode mostrar-se que o valor médio da razão do comprimento do traço para o comprimento projectado é 1,28, de modo que todas as medições de comprimentos projectados serão aumentadas proporcionalmente deste factor. Isto, é claro, não dá o comprimento verdadeiro

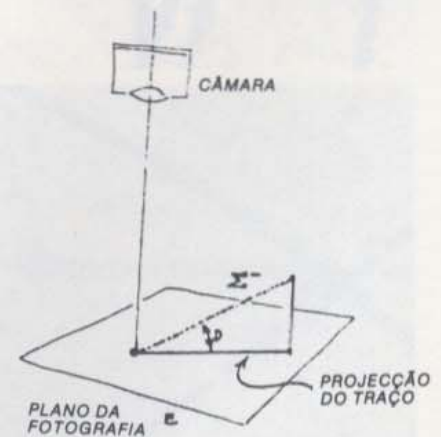


Fig. 18 Aproximação de declínio ao acaso desde o plano da direcção real

Omite-se aqui o cálculo real porque envolve cálculo e trigonometria. Dá-se a derivação no Guia do Professor.

de cada traço, mas como é correcto em média dará exactamente os mesmos resultados do que usando os comprimentos verdadeiros medidos a três dimensões, desde que haja uma amostra suficientemente grande de traços.

Devemos também dividir os comprimentos medidos por 2 para ter em conta a ampliação $2\times$ das fotografias. Portanto, para obter o comprimento médio verdadeiro no espaço real a partir do comprimento projectado medido na fotografia, multiplicamos por 0,64 (isto é, $1,28:2$).

Para partículas Σ^- que reagem com um protão em vez de decair, usamos simplesmente a extensão total de 10,5 mm obtida a partir das tabelas de percurso-momento linear, para o momento linear inicial de 173 MeV/c.

Problema opcional. Se queremos calcular o momento linear inicial de Σ^- , isso pode ser feito usando a lei relativista de conservação da energia. Seja p o valor do momento linear de Σ^- ou de π^+ . Porque são eles iguais? Lembre-se então que a energia total relativista de uma partícula é

$$E = \sqrt{(m_0c^2)^2 + (pc)^2}$$

onde E , m_0c^2 e pc estão geralmente em MeV e p em MeV/c. As massas necessárias obtêm-se da Tabela de Partículas.

Modo de proceder e resultados

1. Os 11 acontecimentos das Figs. L7 e L8 foram seleccionados ao acaso de uma grande amostra de acontecimentos de produção de Σ^- (sigma menos) do tipo discutido acima. Reproduz-se apenas uma pequena porção de cada fotografia, pois para esta experiência apenas são necessários a identificação e comprimento dos traços de Σ^- . Os mesões K^- incidentes penetram na parte inferior da fotografia em todos os casos.

Meça com a aproximação do milímetro o comprimento projectado dos traços Σ^- nas fotografias para todos os declínios. Registe e conte também todos os Σ^- que sofrem uma reacção com um protão em vez de decaírem. Pode pensar então numa série de intervalos de comprimento ou «bins» nos quais os vários acontecimentos podem ser repartidos — todos os acontecimentos de 1 mm agrupados numa «bin», todos os de 2 mm noutra e assim por diante. Como todas as coisas são medidas a menos do milímetro cada «bin» representa realmente um domínio; por exemplo, todos os traços com um comprimento projectado de medida 6 mm nas fotografias caem na «bin» de 5,5–6,5 mm. Depois de todos os traços terem sido medidos, deve contar o número de traços que caem em cada «bin». Usamos o símbolo ΔN_i para representar o número de traços que caem na «bin» i^{ma} .

Em seguida, use a Tabela L2 para converter o comprimento do traço em tempo, de modo que o tempo de voo no começo e no fim

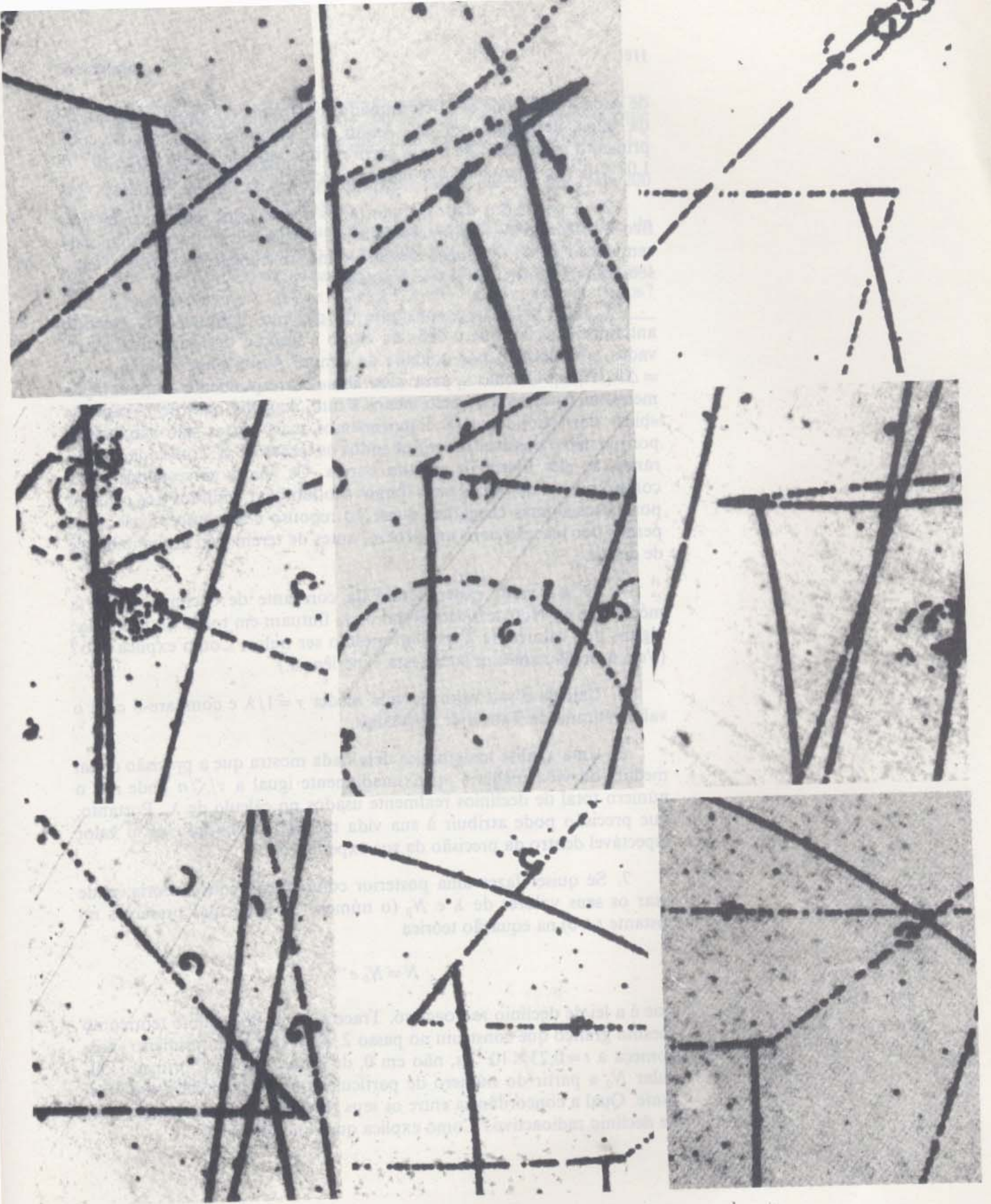


Fig. L8 Acontecimentos de declínio do sigma menos (o dobro da dimensão real).

de cada «bin» pode ser determinado, bem como o tempo de duração da «bin», designado por Δt_i . Assim, por exemplo, os traços de comprimento projectado de 6 mm caem no intervalo de tempo $0,85 \times 10^{-10}$ a $1,02 \times 10^{-10}$ s, uma «bin» que tem a duração de $\Delta t = 0,17 \times 10^{-10}$ s.

2. A partir dos dados organizados desta forma, construa um gráfico mostrando N_i , o número total de partículas Σ^- que permanecem sem decair em t_i , o começo de cada «bin», em função do tempo. Tem o seu gráfico a forma geral que esperava?

3. Para calcular a constante de declínio, lembre-se do referido anteriormente em que é definida como a fracção das partículas observadas, que decaem por unidade de tempo. Assim para a «bin» i , $\lambda_i = \Delta N_i / N_i \Delta t_i$. Calcule λ_i para cada «bin» correspondente a um comprimento na fotografia de pelo menos 2 mm, mas não mais de 13 mm. As «bins» correspondentes a comprimentos mais curtos não são usadas porque não é possível encontrar todos os traços de Σ^- com toda a segurança, se eles forem demasiado curtos. Os «bins» correspondentes a comprimentos de traços mais longos são também omitidos dos cálculos porque os sigmas chegaram quase ao repouso e são susceptíveis de se perder por reacção com um protão, antes de terem tido a possibilidade de decair.

4. O seu valor experimental da constante de declínio λ será a média dos λ_i . Note a forma como os λ_i flutuam em torno desta média: alguns dos valores de λ_i podem mesmo ser nulos. Como explica isto? (Veja a Secção anterior sobre esta experiência.)

5. Calcule o seu valor de vida média $\tau = 1/\lambda$ e compare-o com o valor retirado da Tabela de Partículas.

6. Uma análise matemática detalhada mostra que a precisão de tal medida da vida média é aproximadamente igual a τ/\sqrt{n} onde n é o número total de declínios realmente usados no cálculo de λ_i . Portanto, que precisão pode atribuir à sua vida média? Concorde com o valor espectável dentro da precisão da sua experiência?

7. Se quiser fazer uma posterior comparação com a teoria, pode usar os seus valores de λ e N_0 (o número de partículas presentes no instante $t=0$) na equação teórica

$$N = N_0 e^{-\lambda t}$$

que é a lei de declínio radioactivo. Trace a curva de declínio teórico no mesmo gráfico que construiu no passo 2. Note que o seu primeiro «bin» começa a $t = 0,23 \times 10^{-10}$ s, não em 0, de modo que deve primeiro calcular N_0 a partir do número de partículas que permanecem nesse instante. Qual a concordância entre os seus resultados experimentais e a lei de declínio radioactivo? Como explica quaisquer desvios?

- Q1.** Para electrões com energias de 200 MeV, 1 GeV e 20 GeV calcule o raio de curvatura dos traços num campo magnético de 1,5 weber/metro quadrado.
- Q2.** Calcule a energia cinética de um protão de momento linear de 200 MeV/c, 1 GeV/c e 200 GeV/c.
- Q3.** Calcule o raio de curvatura do traço num campo magnético de 1,5 weber/metro quadrado para os protões do Problema 2.
- Q4.** Qual a velocidade de cada uma das seguintes partículas se o seu momento linear é 1 GeV/c: electrão, muão, protão, omega menos?

Elementary Particle, D. H. Frisch e A. M. Thompson (D. Van Nostrand Co. Inc., Englewood, New Jersey, 1963). Na Série Monographs organizada pelo Observatório de CERN, Paris, há um capítulo sobre técnicas de detecção de partículas. Possui um capítulo de introdução de um curso de física nuclear, mas não contém problemas de exercícios para o leitor de física.

Particle and Nuclear Physics, R. D. Holt (W. A. Benjamin, Inc., New York, 1963). Aborda principalmente experimentos sobre detecção de partículas, aceleradores e física nuclear.

Elementary Particle, C. N. Yang (Princeton Univ. Press, Princeton, New Jersey, 1962). Retendo as Conferências que o Prof. Yang deu em 1959. Fornece uma grande quantidade de informação sobre partículas. Relaciona a Física das Partículas com a História e outras disciplinas.

Introduction to the Methods of Nuclear Physics in a Bubble Chamber, Lawrence Radiation Laboratory (MIT Press, Cambridge, Mass., 1964). Contém algumas das fotografias usadas neste capítulo e algumas mais, com descrições e comentários de texto. Esta também é disponível numa versão cinematográfica. (Ver nota na pág. 79)

Particle Physics: The High-Energy Frontier, M. Stanley Livingston (McGraw-Hill, 1964). Uma abordagem introdutória adaptada a alunos com uma boa preparação no campo da Física. Será também de interesse para pesquisadores que estejam em áreas relacionadas com física que não sejam áreas de detecção experimental.

Lista de Referências

Contemporary Physics, David Park (Prentice-Hall, New York, 1964). Contém várias listas de Física Moderna para o leitor no nível de capítulos 6 e 7 sobre as partículas elementares e de Física de Alta Energia.

The World of the Atom, Henry A. Bethe e Lloyd Motz (ed.) (Basic Books, New York, 1960). 2 volumes. Uma lista para os que desejam penetrar mais a fundo na Física das Partículas (em parte a de física da matéria, também em nuclear). Contém reproduções de artigos dos físicos mais importantes que escreveram sobre a física das partículas. Além dos artigos originais, contém artigos divulgativos de caráter didático escritos por especialistas para estudantes.

Classical Mechanics, Arnold Kohn (McGraw-Hill, New York, 1964). Um excelente livro sobre física para o nível no qual se encontra o leitor de Física de nível secundário.

ÍNDICE ANALÍTICO

- Aceleradores, 10-12
Acelerador linear, 12
Alvarez, 68
Alvo, 12
Anderson, 53
Antibariões, 37, 75
Antimatéria, 37
Antineutrão, 56
Antineutrino, 51, 60
Antiprotão, 54, 56
Antiquark, 80
- Barião, 5, 36, 41, 43, 72
BeV, 1
Bevatrão, 54
Bismuto, 48
Blackett, 53
Butler, C. C., 65
- Chadwick, 47
Chamberlain, 56
Câmara de bolhas, 15-20, 60, 83, 93, 95, 98
Câmara de faíscas, 14-15
Câmara de Wilson, 14
Caminho dos oito ramos, 71, 73, 75, 78
Campo magnético, 25
Carga, 7
CERN, 83
Compton, 57
Conservação, 8-10
Conservação de, número de barião, 37
 carga, 35, 41
 energia, 36, 48
 momento, 41
 estranheza, 42
Contador Geiger, 14
Contadores de cintilação, 14
Constante de Planck, 8
Cowan, Clyde, 49
Curie, 53
- Declínio, 104
Declínio beta, 48-50
Declínio radioactivo, 48
Deutério, 16
Dirac, 51, 52, 54
Direcção dos traços, 32
Dispersão, 13, 88, 89, 91
 inelástica, 95
Dispositivos de detecção, 14
- Efeito fotoeléctrico, 57
Einstein, 1, 51
Electrão, 47
Escantilhão de curvaturas, 87
Espiral, electrão, 26, 30
Espiral de um electrão, 26
Estados, 51
Estados permitidos, 51
Estranheza, 8, 42, 72, 73
Estrela, neutrão, 35
Exame minucioso, 20
- Fermi, 48
Flutuações, 104
Forças, tipos fundamentais, 6
Fotão, 37, 39, 47, 57
- Gell-Mann, 67, 71, 72, 75, 80, 81
GeV, 5
Glaser, Donald A., 15
- Hidrogénio líquido, 17
- Interacção, 5
Interacção, gravitacional, 6
 forte, 7, 42, 65, 71
 fraca, 6, 42, 67
Interacção electromagnética, 6
- Joliot, 53
Joyce, James, 80
- Lawrence Radiation Laboratory, 25, 54
Lie, Sophus, 78
Linac, 12
Los Alamos, 50
- Massa, 7
Mesão, 5
 K^- , 43
Mesão capa menos (K^-), 43
Mesão pi, 34, 40, 57
Mesão sigma mais, 43
Millikan, 53
Modelo de Bohr, 51
Momento, 26, 29, 30
Momento angular, 7
Muão, 5, 60, 61

- Ne'eman, 71, 72, 75
 Neutrão, 47
 Neutrino, 48, 49, 51
 Nishijima, 67
 Níveis de energia, 51
 Número de barião, 43, 45, 55
 Número de família, 8
- Occhialini, 53
 Omega menos, 74, 75
 Oppenheimer, 52
- Paridade, 8, 71
 Partículas, elementares, 1
 famílias de, 5
 Partículas elementares, Tabela, 2, 85
 Partículas neutras, 35
 Pauli, 48
 Percurso, 105
 Percurso residual, 95
 Princípio de exclusão, 51
 Polónio, 48
 Positrão, 37, 39, 51, 52
 Powell, 59
 Probabilidade, 104
 Produção lambda, 99
 Produção de pares, 39
 Produção de sigma menos, 102
 Protão, 47
 dispersão, 30, 33
- Quarks, 80, 81
 Qui asterisco, 74
- Radiação cósmica, 54, 60
 Raio de curvatura, 31
 Recolha automática de dados, 22
 Reines, Frederick, 49
 Relatividade, 51, 84
 Regra da mão direita, 29
 Ressonâncias, 1, 7, 70, 75, 78
 Rochester, G. D., 65
- Schrödinger, 51
 Segré, 56
 Separadores, electrostáticos, 13
 Sigma asterisco, 68
 Skobelzya, 52
 Spin, 5, 71
 Supermultiplete, 72
- Traços, 30
 Tridimensional, 26
- Velocidades relativistas, 30
 Vida média, 8, 104
 Viewmaster, Estereoscópio, 25
- Yukawa, 57, 59
- Z. G. S., sincrotão de gradiente zero,
 10-12