

Introdução à Física de Partículas.

Jussara Miranda e Alberto Reis
Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas

RESUMO

O objetivo deste curso é fornecer uma visão panorâmica do nosso conhecimento atual da estrutura da matéria na sua escala mais fundamental. Procuraremos mostrar o desenvolvimento da Física de Partículas tanto do ponto de vista experimental como teórico, partindo da descoberta da radiatividade, em 1895, até chegar às grandes questões ainda em aberto.

1 Introdução

Toda matéria é constituída de átomos. Os átomos contém um núcleo com carga elétrica positiva. O raio do núcleo é cerca de 10000 vezes menor que o raio do átomo. Um núcleo com massa atômica \mathbf{A} possui \mathbf{Z} protons e $\mathbf{A-Z}$ neutrons. O átomo contém também \mathbf{Z} eletrons, cuja massa é 1836 vezes menor que a do proton. As propriedades químicas do átomo são determinadas por \mathbf{Z} .

Esta descrição bastante simples e concisa da natureza, que aprendemos hoje na escola secundária, simplesmente não existia antes de 1932. Mas é bem provável que num futuro não muito distante a escola secundária passe a ensinar o modelo contemporâneo e mais fundamental: toda matéria é constituída de quarks e leptons, que interagem via troca de bosons vetoriais. Há seis tipos de quarks e seis tipos de leptons, agrupados em três famílias, e doze tipos de bosons vetoriais intermediários.

A visão atual da estrutura da matéria é formalizada no chamado Modelo Padrão (doravante chamado simplesmente MP), cuja apresentação é o objetivo principal deste curso. O MP, formulado inicialmente no final dos anos 60, sintetiza o conhecimento alcançado em pouco mais de um século de pesquisas em física de partículas. Ao longo destes 100 anos assistimos não apenas a descobertas espetaculares, mas também ao nascimento da teoria da relatividade, da mecânica quântica e da teoria quântica de campos. O que queremos enfatizar aqui é o desenvolvimento da física de partículas como consequência não apenas o desenvolvimento da capacidade de observar o comportamento da matéria em escalas cada vez menores, como também o desenvolvimento destas teorias fundamentais.

2 Os primórdios - o Nascimento do Modelo Atômico

A técnica fundamental na física de partículas consiste em bombardear um alvo com um feixe de partículas, pontas de prova cujo poder de resolução está associado à sua energia. Os produtos da reação induzida pela ponta de prova são detetados. A detecção é em geral baseada na ionização que uma partícula carregada provoca ao passar por um meio dielétrico. Podemos assim reconstituir o desenvolvimento temporal da reação, o que nos fornece informações sobre o processo fundamental ocorrido.

As pontas de prova disponíveis no começo do século passado se limitavam a fontes radiativas, cuja energia (alguns MeV) era suficiente para penetrar no átomo, mas não no núcleo. Os detetores mais comuns eram a câmara de Wilson e emulsões fotográficas. As câmara de Wilson permite observar a trajetória de uma partícula carregada. Na presença de um campo magnético é possível determinar o momentum da partícula medindo o raio de curvatura de sua trajetória. A energia da partícula pode ser determinada medindo o comprimento do traço deixado na câmara.

O bombardeamento de folhas finas de ouro por um feixe de partículas alfa foi a técnica empregada por E. Rutherford e sua equipe na série de experimentos que resultou na descoberta do núcleo atômico, em 1911, revelando que os átomos são objetos com uma estrutura interna (quase 60 anos depois uma versão moderna da mesma técnica revelou a estrutura interna dos prótons e nêutrons).

O modelo atômico moderno surgiu 20 anos depois, quando, em 1932, empregando basicamente a mesma técnica, J. Chadwick anunciou a descoberta de um segundo componente do núcleo: o nêutron. Como acontece com frequência, uma descoberta preenche uma lacuna ao mesmo tempo em que suscita novas questões. As perguntas naturais que se seguiram à descoberta do nêutron foram: o que mantém os nucleons (nome genérico dado a prótons e nêutrons) unidos dentro do núcleo; será esta interação a responsável pelo decaimento beta dos núcleos?

Em 1935 o físico japonês I. Yukawa, propôs um modelo em que a estabilidade da matéria seria garantida por um novo tipo de força, transmitida por uma nova partícula de massa em torno de 200 MeV. Segundo Yukawa esta interação causaria também o decaimento beta.

Alguns anos antes W. Pauli havia proposto uma explicação diferente para o decaimento beta. Analisando o espectro de energia do elétron, Pauli concluiu que deveria existir uma partícula neutra e muito leve, de forma a explicar uma aparente violação da conservação da energia. Esta partícula - posteriormente identificada com o nêutrino - interagiria muito fracamente com a matéria. Assim sendo, a estabilidade da matéria e o decaimento beta seriam fenômenos com origens distintas.

Havia ainda um patinho feio: o pósitron, descoberto em 1931 por C. Anderson, após analisar a passagem de raios cósmicos (que já eram conhecidos desde 1911) através de uma câmara de Wilson. Era o primeiro indício de que havia algo além da matéria ordinária.

3 Bases teóricas: relatividade, mecânica quântica, teoria de campos.

A Relatividade Especial e a Mecânica Quântica fornecem as bases teóricas da nossa visão contemporânea da estrutura da matéria. A teoria da Relatividade se deve ao gênio de um único homem, Einstein, que apresentou em 1905

uma teoria acabada com base em dois princípios fundamentais. Já o desenvolvimento da Mecânica Quântica ocorreu durante o primeiro quarto do século vinte. Ambas já eram teorias bem estabelecidas quando surgiu o átomo moderno.

3.1 Relatividade Especial

Vamos começar falando um pouquinho sobre a Relatividade. A Relatividade Especial se ocupa da forma como dois observadores em referenciais inerciais distintos descrevem um mesmo fenômeno físico. Os dois princípios fundamentais da teoria da Relatividade são:

- todos os sistemas de referência inerciais são equivalentes para a formulação de uma lei física;
- a velocidade da luz no vácuo é constante em qualquer sistema de referência inercial.

Estes dois princípios estão relacionados a dois conceitos básicos: invariância e covariância. A covariância é uma invariância na forma de uma equação, ou seja, uma equação escrita na forma covariante será a mesma em qualquer sistema inercial. Já a invariância significa que o valor de uma grandeza é o mesmo em qualquer sistema inercial. Por exemplo, a velocidade da luz no vácuo, a massa de repouso de uma partícula, a carga do elétron são invariantes. A velocidade, energia, o momentum não são grandezas invariantes.

Na Mecânica Clássica a transformação de Galileu relaciona a variação da posição de um objeto observado em dois sistemas inerciais distintos, em função de um tempo absoluto (comum a qualquer sistema de referência). Na Relatividade Especial espaço e tempo formam uma entidade única, o espaço-tempo. A transformação de Lorentz relaciona um evento no espaço-tempo visto por dois observadores inerciais distintos.

Vamos considerar um exemplo simples: dois sistemas de referência em movimento relativo ao longo do eixo z e com eixos x e y paralelos. As coordenadas dos dois sistemas são relacionadas pela transformação de Lorentz:

$$\begin{aligned}
x' &= x, & x &= x' \\
y' &= y, & y &= y' \\
z' &= \gamma(z - vt), & z &= \gamma(z' + vt') \\
t' &= \gamma(t - vz/c^2), & t &= \gamma(t' + vz'/c^2)
\end{aligned}$$

Nas equações acima $\gamma = \gamma(v) = (1 - v^2/c^2)^{-1/2}$ é o chamado fator de Lorentz. No limite $v \rightarrow 0$ a transformação de Lorentz reduz-se à de Galileu.

Para escrever uma equação na forma covariante são necessários novos objetos: os quadri-vetores. Assim como as equações vetoriais na Mecânica Clássica são covariantes por rotação espacial, as equações relativísticas escritas com quadri-vetores são covariantes por transformações de Lorentz (o que equivale a uma rotação no espaço-tempo).

Os quadri-vetores mais fundamentais são os que definem a posição e a energia-momento: $x^\mu = (x^0, \vec{x}) = (ct, x^1, x^2, x^3)$ e $p^\mu = (E/c, \vec{p})$. Vamos definir o tensor métrico $g^{\mu\nu}$,

$$g^{\mu\nu} = g_{\mu\nu} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}$$

O produto escalar de dois quadri-vetores é calculado com uso da métrica $g^{\mu\nu}$,

$$a \cdot b = \sum_{\mu} a^{\mu} b_{\mu} = \sum_{\mu, \nu} g_{\mu\nu} a^{\mu} b^{\nu} = a^0 b^0 - \vec{a} \cdot \vec{b}$$

A transformação de Lorentz pode ser escrita na forma matricial, L_{ν}^{μ} . Assim temos

$$x'^{\mu} = \sum_{\nu} L_{\nu}^{\mu} x^{\nu}$$

A transformação de Lorentz é unitária, o que significa que o produto escalar de quaisquer dois quadri-vetores é um invariante.

É comum na Física de Partículas tomar a velocidade da luz como unidade de velocidades ($c=1$). Com a definição do produto escalar chegamos à relação relativística entre massa, energia e momento:

$$E^2 = p^2 + m^2 \tag{1}$$

3.2 Mecânica Quântica

O comportamento da matéria em escalas atômicas é bastante diverso do que é observado no mundo macroscópico. A natureza estatística da matéria e da radiação, a dualidade onda/partícula, bem como a natureza discreta da energia somente são observadas a partir de escalas da ordem de 10^{-10}m .

Vamos nos concentrar aqui apenas em algumas idéias básicas que nos são necessárias.

Um jovem físico francês, Louis de Broglie, sugeriu, na sua tese de doutorado, que assim como a luz se comporta em alguns fenômenos como se fosse composta de partículas, a matéria poderia se comportar também como ondas. De fato, três anos após as ondas de matéria foram observadas no estudo da difração de elétrons em redes cristalinas.

De acordo com de Broglie, o comprimento de onda de uma partícula é inversamente proporcional ao seu momentum, com a constante de proporcionalidade sendo a constante de Planck, $\lambda = h/p$. Desta relação conclui-se imediatamente que partículas com alto momento têm pequeno comprimento de onda, sendo assim pontas de prova com alto poder de resolução.

As conseqüências das idéias de de Broglie foram imediatas. Erwin Schrödinger desenvolveu uma mecânica ondulatória para a matéria, baseada numa equação de ondas cuja solução descreve a evolução espacial e temporal das ondas de matéria sob condições específicas. Uma destas condições específicas é particularmente interessante: um elétron movendo-se no campo elétrico de um próton. Com sua equação Schrödinger demonstrou que os elétrons poderiam ocupar apenas alguns níveis de energia, precisamente os mesmos que haviam sido postulados por Bohr alguns anos antes.

A analogia com a equação de onda da luz foi o ponto de partida de Schrödinger. Mas sabemos que não há uma onda de luz, apenas a oscilação do campo eletromagnético. Qual será, então, o real significado da função de onda? Um elétron, afinal, é uma partícula localizada ou uma onda extensa?

Para responder estas perguntas devemos discutir brevemente um outro princípio fundamental: o princípio de incerteza de Heisenberg. Em escalas microscópicas é impossível observar um sistema físico sem interagir com ele. Desta forma podemos afirmar que o princípio de incerteza traduz uma limitação intrínseca ao ato de observar qualquer sistema físico. Por exemplo, se queremos determinar com grande precisão a posição de um elétron, devemos utilizar um

foton com grande momentum, pois o comprimento de onda do foton também obedece à relação $\lambda = h/p$. Mas a interação com um foton de alta energia causa a perda da informação sobre o momentum do eletron. O conhecimento de um parâmetro significa incerteza no valor do chamado parâmetro conjugado. Esta é a essência do princípio de incerteza, que é matematicamente formulado como $\Delta x \Delta p \geq \hbar$, ou $\Delta E \Delta t \geq \hbar$ ($\hbar \equiv h/2\pi$).

Um eletron movendo-se com momentum bem definido ($\Delta p = 0$, o que significa ausência de interações) tem, portanto, uma incerteza infinita na sua posição. Vemos assim a relação entre localização e a função de onda: o quadrado da amplitude da função de onda em um determinado ponto fornece a probabilidade de encontrarmos a partícula neste ponto. A função de onda não tem outro significado que o de onda de probabilidade.

Há um outro conceito, puramente quântico, que é fundamental para o estudo da Física de partículas: o spin. O spin é um momento angular intrínseco, sem qualquer analogia clássica. A existência do spin do eletron foi proposta de forma a explicar a estrutura fina observada nos espectros atômicos, que sugeria algum tipo de interação magnética no interior dos átomos. Mas o spin não é uma característica peculiar ao eletron. Outras partículas, como o proton, ou o foton, possuem spin. O spin pode ser múltiplo inteiro ou semi-inteiro de \hbar . Partículas que possuem spin inteiro são chamadas bosons, enquanto as que possuem spin semi-inteiro são chamadas fermions. Esta é, na verdade, a primeira forma de classificar as partículas.

Um simples olhar sobre o átomo de Bohr nos mostra que deve haver algum princípio fundamental que impeça que todos os eletrons de um átomo ocupem a mesma órbita. Este princípio fundamental é o da exclusão de Pauli: dois fermions não podem ocupar o mesmo estado quântico ao mesmo tempo. Embora estejamos falando sobre função de onda de uma partícula, quando temos de descrever um sistema de muitos corpos, o princípio de exclusão se traduz no comportamento da função de onda mediante troca na ordenação das partículas. A função de onda de sistemas contendo vários eletrons muda de sinal quando a ordenação de dois eletrons é invertida. O princípio de exclusão não se aplica a partículas de spin inteiro (bosons). Não há limites para o número de bosons que podem ser encontrados num mesmo estado quântico. Assim um conjunto de bosons no mesmo estado pode atuar coerentemente, como, no caso do laser.

3.3 Mecânica Quântica Relativística

A partir da década de 30 os raios cósmicos passaram a ser usados como pontas de prova devido à sua alta energia. Os fenômenos quânticos passaram ao regime relativístico e a formulação de uma teoria quântica relativística tornou-se indispensável.

A formulação de Paul Dirac da Mecaânica Quântica leva em consideração dois aspectos básicos: primeiro, ela leva em conta a relação relativística entre massa, energia e momentum (eq. 1); segundo, ela incorpora o spin de uma maneira covariante. Há alguns vínculos que devem ser observados: a equação de onda deve ser linear na derivada temporal de forma a garantir a conservação da corrente de probabilidade; e relação momentum-energia relativística requer que a equação de onda seja também linear na derivada espacial. A forma mais geral de tal equação é

$$i\frac{\partial\psi}{\partial t} = (-i\vec{\alpha}\nabla + \beta m)\psi$$

onde $\vec{\alpha}$ e β são matrizes 4x4 construídas a partir das matrizes de Pauli. Definindo $\partial_\mu \equiv (\partial/\partial t, \nabla)$ e $\gamma^0 \equiv \beta, \gamma^i \equiv \beta\alpha_i$, podemos escrever a equação de Dirac (partícula livre) na forma covariante,

$$(i\gamma^\mu\partial - m)\psi = 0 \tag{2}$$

As soluções da equação de Dirac são os chamados espinores, objetos com quatro componentes, $\psi = (\psi^1(x), \psi^2(x), \psi^3(x), \psi^4(x))$ onde x é o quadrivetor posição. Duas componentes acomodam os graus de liberdade do spin ($\pm\hbar/2$) e as duas outras resultam da relação relativística entre momentum e energia, $E = \pm(p^2 + m^2)$.

Num ato de coragem intelectual Dirac interpretou as soluções com energia negativa como sendo o primeiro indício do universo (até então oculto) da anti-matéria. Dirac, no entanto, não atribuiu um sentido físico direto para as soluções com energia negativa. Segundo a sua interpretação, os eletrons reais populam os níveis de energia positivos, $E \geq m_0c^2$, enquanto que os eletrons com energia negativa ocupam todos os níveis com $E \leq -m_0c^2$, o chamado 'mar' de Dirac. Um foton com energia superior a $2m_0c^2$ pode fornecer sua energia para um eletron do 'mar', que se transforma num eletron real. Mas não se pode criar uma unidade de carga do vácuo, de forma que o 'buraco'

deixado pelo eletrón do mar é, na verdade, uma partícula real, com energia e carga positivas: o positron, a anti-partícula do eletrón.

De fato, o positron foi observado poucos anos depois, em 1931, por Carl Anderson, ao analisar a a passagem de raios cósmicos por uma câmara de Wilson. Embora a eq. de Dirac fosse aplicável a qualquer partícula com spin semi-inteiro, outras anti-partículas só vieram ser observadas vinte anos após a descoberta do positron.

3.4 Teoria Quântica de Campos

As teorias atuais das interações fundamentais são teorias de campo, baseadas na segunda quantização. O campo passa a ser a entidade fundamental. Enquanto a primeira quantização se refere ao reconhecimento da natureza corpuscular da luz e ondulatória da matéria, a segunda quantização se refere à formulação da teoria em termos de operadores de criação e destruição dos quanta de cada campo em uma reação. Teorias quânticas de campos são muito sofisticadas e uma descrição detalhada foge em muito ao escopo destas notas. Assim nos limitaremos a apresentar as idéias básicas e ilustrá-las com alguns exemplos.

Numa teoria de campos as equações de movimento são obtidas a partir de uma Lagrangeana aplicando-se o princípio variacional. A idéia básica é que interação entre duas partículas ocorre via trocas de quanta. O exemplo mais próximo é o do campo eletromagnético, cujo quantum é o foton. Vamos considerar eletrons na presença de uma campo eletromagnético. A Lagrangeana deste sistema contem um termo referente aos eletrons livres, um termo referente aos quanta do campo livre e um termo referente à interação entre os quanta do campo e os eletrons, $\mathcal{L} = \mathcal{L}_0(\psi_e) + \mathcal{L}_0(A) + \mathcal{L}_{int}(\psi_e, A)$.

Em fins da década de 40, o físico americano Richard Feynman formulou uma série de regras, baseando-se na teoria de perturbações, que especificavam como uma interação poderia ser representada pela uma soma de subprocessos envolvendo as partículas e os quanta, com grau crescente de complexidade. Na verdade o trabalho de Feynman foi escrever a amplitude de uma reação ($e^+e^- \rightarrow e^+e^-$, por exemplo) em termos de uma série em que os termos de 'primeira ordem' significam a troca de um único quanta, os de segunda ordem significam a troca de dois quanta, e assim sucessivamente.

Na eletrodinâmica a intensidade do acoplamento entre o campo e a partícula não é muito grande: $\alpha \sim 1/137$. A seção de choque (que é uma medida da

probabilidade de uma determinada reação ocorrer) do espalhamento $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$, por exemplo, depende do quadrado da amplitude, ou seja, $\sigma(e^+e^- \rightarrow e^+e^-) \propto \alpha^2$ em primeira ordem, ou $\mathcal{O}(\alpha^2) + \mathcal{O}(\alpha^4)$ em segunda ordem, etc. Vemos assim que apenas os termos de primeira ordem já fornecem uma boa aproximação.

Um conceito básico é o de processos virtuais. O princípio de incerteza, $\Delta E \Delta t \geq \hbar$, pode ser interpretado como uma violação da conservação da energia-momentum num curtíssimo intervalo de tempo Δt . Vamos tomar o processo $e^+e^- \rightarrow \gamma$ como exemplo. Na ausência de qualquer campo externo a energia do par e^+e^- deve ser

$$E_{e^+e^-} = (m_{e^+}^2 + p_{e^+}^2)^{1/2} + (m_{e^-}^2 + p_{e^-}^2)^{1/2}$$

enquanto que a energia do foton é simplesmente $E_\gamma = p_\gamma$ ($c=1$). Desta forma não é possível ter ao mesmo tempo $E_{e^+e^-} = E_\gamma$ e $p_\gamma = p_{e^+} + p_{e^-}$. Em outras palavras, a aniquilação e^+e^- produz um foton chamado virtual, que só pode existir por um brevíssimo instante, logo se acoplando a outro par de partículas carregadas (outro par e^+e^- , por exemplo). Outra interpretação possível seria atribuir uma massa ao foton virtual, preservando assim a conservação da energia. As partículas virtuais são chamadas de partículas 'fora da camada de massa'.

O conceito de partícula virtual ilustra o significado do vácuo na teoria de campos: ao contrário do nosso senso comum, o vácuo quântico não é a ausência de campos e matéria, mas algo extremamente rico. O vácuo na teoria de campos é o estado fundamental do campo, e as partículas são os seus estados excitados.

Vamos agora fazer uma pausa e retornar à fenomenologia das partículas. Mais adiante voltaremos a tratar da teoria. Veremos que a eletrodinâmica quântica, a melhor teoria que temos, servirá de modelo para as teorias das demais intrerações.

4 A tempestade cósmica: o fim dos tempos heróicos

A partir da década de 30 os raios cósmicos substituíram as fontes radiativas como pontas de prova. A principal vantagem é a energia daqueles, muito superior a das fontes radiativas, permitindo assim provar a estrutura da matéria em escalas menores, ou, alternativamente, produzir reações mais raras.

Em 1937 C. Anderson, estudando raios cósmicos, observou pela primeira vez uma partícula com características bastante singulares: um grande poder de penetração e uma massa muito maior que a do elétron, mas cerca de 5 vezes menor que a do próton.

Uma característica bastante peculiar aos elétrons é a formação dos chamados chuveiros eletromagnéticos quando atravessam um meio dielétrico qualquer. Elétrons perdem a sua energia através de ionização e, sobretudo, pelo processo de *bremstrahlung*, que é a emissão de radiação pelos elétrons quando são acelerados por um campo externo. Os elétrons sofrem a ação do campo elétrico dos núcleos atômicos, emitindo fótons. Estes, por sua vez, ionizam os átomos do material, fazendo surgir novos elétrons, que ao sofrerem *bremstrahlung* originam mais fótons. A reação em cadeia atinge um máximo e logo após cessa, quando a energia dos elétrons é insuficiente para novas ionizações. Este processo é chamado chuveiro eletromagnético.

A partícula observada por Anderson produzia uma ionização baixa, o que, além da massa muito maior, descartava a hipótese de ser um elétron. Logo foi identificada com a partícula de Yukawa, responsável pelas interações entre os nucleons. Vários experimentos foram realizados com o objetivo de confirmar essa identificação. Após sete anos de resultados contraditórios, o físico brasileiro Cesar Lattes desvendou o mistério. Usando emulsões fotográficas intercaladas com placas de chumbo, Lattes e seu grupo (Occhialini e Powell) observaram nas montanhas de Chacaltaya a existência de duas partículas de massa em torno a 200 MeV, sendo a mais leve originada do decaimento da mais pesada. Lattes chamou a mais pesada de pion e a mais leve de muon, identificando o pion como a verdadeira partícula de Yukawa.

Havia também a necessidade de uma terceira partícula, neutra e muito leve, uma vez que a energia do muon era muito próxima da do pion. Na verdade Lattes descobrira a reação $\pi \rightarrow \mu\nu$. Ficou assim estabelecido que os pions não poderiam ser os responsáveis pelo decaimento beta dos núcleos, pois no decaimento de pions eram produzidos muons e não elétrons.

Poucos anos depois uma nova descoberta causou enorme sensação: as chamadas partículas estranhas. Estas eram partículas mais pesadas que os pions e mais leves que os prótons. Havia partícula carregadas e neutras. As partículas neutras decaíam em duas carregadas, formando um 'V'. Estas partículas eram sempre produzidas aos pares, daí passaram a ser conhecidas como estranhas.

Na verdade trata-se dos kaons, que existem em três estados de carga (positivo, negativo e neutro). No início dos anos 50, menos de dois anos após a descoberta da primeira partícula estranha, foram encontradas também em raios cósmicos partículas estranhas mais pesadas que o próton. Eram os hiperons (Λ, Σ, Ξ).

Com tantas novas partículas e quatro tipos de força, toda a simplicidade do Modelo atômico havia desaparecido. Mas a grande explosão de novas partículas estava ainda por vir.

5 A era moderna: aceleradores.

No início dos anos 50 os aceleradores substituíram os raios cósmicos como fonte primária de partículas energéticas. Apesar das energias menores, as vantagens eram claras: controle total do fluxo, energia, tipo de feixe, repetitividade de uma reação.

A princípio básico dos aceleradores é a combinação de um mecanismo para a aceleração - as cavidades ressonantes (campos elétricos oscilando em radiofrequência) - com um mecanismo de manutenção das partículas em uma órbita definida - os campos magnéticos de dipolo e quadrupolo. A ação dos campos magnéticos focaliza o feixe ao mesmo tempo que o mantém na trajetória desejada. Ela deve estar em perfeita sincronia com o mecanismo de aceleração.

Há dois tipos básicos de experimentos: os anéis de colisão e os com alvo fixo. O feixe pode ser feito de prótons ou antiprótons, elétrons, píons, kaons, nêutrons ou antinêutrons, neutrinos e fótons. Nos anéis de colisão dois feixes são forçados a colidir em determinado(s) ponto(s). O detector envolve a zona de interação, uma vez que as partículas originadas da interação são produzidas em todas as direções. Já nos experimentos com alvo fixo o detector é montado logo após o alvo, pois nesse caso as partículas são produzidas num cone cujo ângulo de abertura é tanto menor quanto maior for a energia do feixe.

Em geral os detectores são modulares: há uma componente (em geral câmaras de fios, preenchidas com gás) usadas para determinar trajetórias de partículas carregadas, magneto(s) para medir os momentos, detectores de radiação Cerenkov, para identificação de partículas, calorímetros para determinar a energia de partículas neutras, detectores de silício (microtiras, pixels) com alto poder de resolução espacial, usados para detectar o decaimento de partículas com pequena vida média.

5.1 Ressonâncias

Com o uso dos aceleradores uma nova classe de partículas foi encontrada: as ressonâncias. Ressonâncias são partículas com vida média extremamente curta, na escala de tempo do princípio de incerteza: 10^{-23} s. Decaem por interação forte em partículas estáveis (o pion, apesar de uma vida média de 10^{-8} s, é considerado uma partícula estável!), como o $\rho^0(770) \rightarrow \pi^+\pi^-$, por exemplo, ou mesmo em ressonâncias mais leves, como o $a_1^+(1260) \rightarrow \rho^0(770)\pi^+$. Apesar de uma vida tão efêmera, as ressonâncias são consideradas partículas como outras quaisquer, com números quânticos bem definidos. No entanto, ao contrário de outras partículas estáveis, uma ressonância não tem uma massa bem definida, mas sim uma distribuição que é representada por uma função Breit-Wigner,

$$f(m) = \frac{1}{(m^2 - m_0^2)^2 + (m_0\Gamma_0)^2}$$

Na expressão acima m_0 é chamado valor nominal da massa, que é o valor de m para o qual a função $f(m)$ é máxima; Γ_0 é a metade da largura na metade da altura de $f(m = m_0)$. Uma ressonância fica, assim, caracterizada por estes dois parâmetros, m_0 e Γ_0 .

Vamos introduzir aqui o conceito de massa invariante, necessário para que se entenda o que é uma ressonância. Sejam duas partícula de massas m_1 e m_2 e momenta p_1^μ e p_2^μ . Suponha que estas duas partícula sejam originadas do decaimento de uma terceira partícula de massa M e momentum P^μ . No sistema de repouso de M temos $P^\mu = (M, \vec{0})$, isto é, a energia no estado inicial é simplesmente a massa da partícula 'mãe'. Temos também $\vec{p}_1 = -\vec{p}_2$. A conservação da energia implica em

$$M = E_1 + E_2 = (m_1^2 + \vec{p}_1^2)^{1/2} + (m_2^2 + \vec{p}_2^2)^{1/2}$$

ou, em termos dos quadri-momenta,

$$M^2 = (p_1^\mu + p_2^\mu)^2$$

A quantidade $(p_1^\mu + p_2^\mu)^2$, cujo valor é o mesmo em qualquer sistema de referência inercial, é chamada massa invariante do sistema m_1, m_2 .

Tomemos, por exemplo, o espalhamento elástico $\pi^+p \rightarrow \pi^+p$, onde variamos a energia incidente do pion. Podemos computar a seção de choque em termos da energia incidente do pion ou, equivalentemente, em termos da massa

invariante $\pi - p$, $M_{\pi-p}$. Na ausência de qualquer ressonância a seção de choque deveria ser uma função suave e crescente de $M_{\pi-p}$. A ressonância aparece como um aumento brusco na seção de choque à medida que $M_{\pi-p}$ se aproxima do valor m_0 , voltando ao nível anterior à medida que $M_{\pi-p}$ se afasta de m_0 .

Em poucos anos a análise da seção de choque de espalhamentos de diversos tipos revelou a existência de mais de cem ressonâncias. Podemos nesse ponto introduzir uma nova classificação das partículas segundo as interações que possuem: hadrons são as partículas que possuem os 4 tipos de interação; e leptons, que são as partículas que não interagem fortemente. As ressonâncias, portanto, pertencem à família do hadrons, assim como as partículas estáveis - pions, kaons nucleons e hyperons. As partículas mais pesadas que o proton recebem a denominação de barions, enquanto que as mais leves são chamadas mesons. Há uma classe de ressonâncias que têm sempre um barion entre os produtos do seu decaimento. São as ressonâncias bariônicas, que têm spin semi-inteiro; as demais são as ressonâncias mesônicas, que decaem em pions e kaons, majoritariamente, tendo spin inteiro. Na próxima seção a distinção entre mesons e barions ficará mais nítida.

5.2 O modelo a quarks

Uma variedade tão grande de hadrons sugeria uma estrutura subjacente mais fundamental. Durante os anos 60 houve várias tentativas de encontrar uma ordem no aparente caos. A mais bem sucedida foi o modelo a quarks, formulado independentemente por Gell-Mann e Zweig, e baseado no grupo de simetria SU(3). Segundo o modelo a quarks a multiplicidade de hadrons observada na natureza seria resultado da combinação de três tipos de quarks, $q = u, d, s$ (e seus respectivos antiquarks, \bar{q}). Os hadrons seriam formados por um par $q\bar{q}$ (mesons) ou por um triplete qqq (barions). Mas os quarks que não seriam mais do que objetos matemáticos destituídos de uma existência física. Com spin 1/2, os quarks de Gell-Mann e Zweig possuíam uma propriedade insólita: carga elétrica fracionária (1/3 ou 2/3 da carga do eletron). A cada quark foram atribuídos números quânticos, isospin, paridade, conjugação de carga e estranheza. Os hadrons foram agrupados em famílias (singletons, octetos, nonetos e decupletos) em que todos os membros têm em comum os mesmos números quânticos de spin e paridade, J^P . Os estados de uma família se diferenciam pelo valor do isospin e da estranheza. Assim temos, por exemplo, o decupletos

de barions com spin $3/2$ e paridade par, $J^P = 3/2^+$, correspondendo a dez combinações possíveis de I_3 (terceira componente do isospin) e s (estranheza); um octeto de barions com $J^P = 1/2^+$; um octeto de mesons pseudoescalares ($J^P = 0^-$), etc.

Deve-se ressaltar o tremendo sucesso do modelo a quarks na classificação dos hadrons. O modelo previa um estado que ainda não havia sido observado, o Ω^- . Um ano após sua previsão, este estado foi observado em colisões Kp , reforçando a idéia de que algo de verdadeiramente fundamental havia no modelo a quarks.

No entanto, a realidade física dos quarks so viria a ser estabelecida no final da década de 60 e início da década de 70, com os experimentos de espalhamento profundamente inelástico.

5.3 Um passo adiante: a estrutura dos nucleons

Aqui vemos uma repetição da história. Bombardeando protons com pontas de prova suficientemente energéticas, foi possível demonstrar que estas partículas possuem uma estrutura interna, à semelhança do que ocorrera em 1911 com os experimentos de Rutherford. Uma série de experimentos foram realizados no acelerador linear de eletrons em Stanford (SLAC), onde um foton virtual com alta energia era trocado entre o eletron do feixe e um proton do núcleo alvo. Tendo alta energia, o que significa um comprimento de onda muito menor que o raio do proton, o foton podia, pela primeira vez, testar a estrutura interna dessas partículas.

Em linhas muito gerais, os experimentos consistiam em medir a seção de choque e^-p em função de duas variáveis: a diferença entre as energias inicial e final do eletron, ν , e o momento transferido, q^2 .

Havia em 1969 duas idéias básicas a respeito das interações e^-p a altas energias: a primeira era o modelo a partons, de Feynman, que postulava serem os hadrons feitos a partir de constituintes mais fundamentais, os partons; a segunda, de J. Bjorken, previa que a altas energias a seção de choque e^-p teria um comportamento simples, dependendo apenas da razão entre ν e q^2 . A junção destas duas idéias forneceu o quadro das interações e^-p que logo seria dramaticamente confirmado.

Na interação com um foton de comprimento de onda comparável ao raio do proton, este se comportaria como uma distribuição contínua de cargas. Mas

à medida que a energia do foton aumenta e seu comprimento de onda diminui, este passa a 'enxergar' detalhes na estrutura interna do proton: em, vez de interagir com o proton como um todo, o foton agora é capaz de interagir com os partons, numa interação bem localizada. O intervalo de tempo da interação foton-parton é agora muito pequeno comparado com o tempo necessário para que a informação sobre esta perturbação localizada se propagasse por todo o nucleon. Desta forma os outros partons só percebem a interação com o foton quando esta já acabou, não havendo tempo para que o proton se comporte como um corpo único. Com resultado, os partons se comportam como se fossem partículas livres, o proton se comporta como uma coleção de partons livres e a seção de choque passa a depender apenas da fração do momento do nucleon que é carregada pelo parton, $x = q^2/2M\nu$, onde M é a massa do proton. Esta era a chamada hipótese de *scaling*.

A confirmação do scaling foi a primeira evidência concreta e irrefutável da existência dos quarks. Foi um resultado de tremendo impacto, um marco na história da Física de Partículas. Laboratórios no mundo todo passaram a estudar a estrutura dos nucleons usando, além de eletrons, feixes de muons e neutrinos. Descobriu-se então que os partons eram objetos com carga fracionária e spin 1/2, exatamente como os quarks de Gell-Mann/Zweig. Como sempre, uma descoberta leva a novas perguntas: o que mantém os partons unidos dentro de um nucleon? Outro mistério, relacionado a esta pergunta, era o fato de a soma dos momenta de todos os partons correspondia a apenas metade do momento dos nucleons. Onde estava a outra metade?

Não tardou para que estas perguntas fossem respondidas. A teoria das interações fortes, de que falaremos mais adiante, estabelece que as interações entre quarks é mediada por partículas de spin 1 e massa zero, os gluons. Em colisões e^+e^- ocorre uma aniquilação do estado inicial num foton virtual que, posteriormente, se acopla com outro par e^+e^- , $\mu^+\mu^-$ ou $q\bar{q}$. Numa colisão em que o foton virtual se materializa num par $q\bar{q}$ observa-se dois jatos de partículas, opostos pelo vértice. Se o quark ou o antiquark irradiam um gluon então teríamos três jatos coplanares em vez de dois. Este seria o sinal claro da existência dos gluons. Tais eventos foram finalmente encontrados em 1973 no laboratório DESY, na Alemanha. Os elementos básicos da constituição dos hadrons, os quarks e gluons, ganharam o status de partículas elementares.

6 A era contemporânea - as bases do MP

A era contemporânea começa com a descoberta do nível mais fundamental na estrutura da matéria: os quarks e gluons. Mas também tem um marco teórico: o MP, que descreve três das quatro interações fundamentais. O modelo de Glashow, Weinberg e Salam, unifica as interações eletrofracas. Unificar aqui significa interpretar a interação eletromagnética e a fraca como manifestações distintas de um mesmo fenômeno. As interações fortes, descritas pela Cromodinâmica Quântica, QCD, têm uma particularidade por envolverem um novo tipo de carga: a cor. O MP engloba a teoria das interações eletrofracas e a QCD, descritas em termos do conceito de invariância de calibre, que discutiremos a seguir.

6.1 O conceito de invariância de calibre.

A estreita relação entre simetrias e leis de conservação foi estabelecida na década de 20 no que ficou conhecido como o teorema de Noether. Simetrias são descritas pelo ramo da matemática chamado teoria de grupos. Simetria significa invariância das equações de movimento mediante uma determinada operação. Por exemplo, a invariância da Lagrangeana por translações no espaço implica na conservação do momentum e da energia, assim como a invariância por rotações espaciais implica na conservação do momento angular. Aqui não faremos, por limitações de espaço, uma discussão mais detalhada sobre simetrias, mas apenas nos utilizaremos dos conceitos básicos para explorar as conseqüências de um tipo particular simetria: a invariância de calibre.

Vamos considerar inicialmente o caso de um eletron livre. A Lagrangeana do eletron livre é invariante por uma transformação que simplesmente adicione à fase da sua função de onda uma constante qualquer. Esta transformação global da fase (a mesma operação em todos os pontos no espaço-tempo) é também denominada transformação de calibre. A invariância da Lagrangeana por transformações de calibre está relacionada com a conservação da carga elétrica.

A Lagrangeana do eletron livre, $\mathcal{L} = \bar{\psi}(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\psi$, perde a simetria quando a transformação na fase da função de onda é local, ou seja, depende do ponto no espaço-tempo: $\psi \rightarrow \psi' = e^{i\chi(x)}\psi$. A ação da derivada covariante ∂_μ sobre $e^{i\chi(x)}\psi$ introduz um termo extra na Lagrangeana.

O eletromagnetismo clássico também é uma teoria de calibre, isto é, as equações de Maxwell são invariantes se os potenciais escalar e vetor sofrem, simultaneamente, transformações do tipo $V \rightarrow V' = V - \partial\chi/\partial t$ e $\vec{A} \rightarrow \vec{A}' = \vec{A} + \nabla\chi$.

A simetria da Lagrangeana é restaurada quando temos o elétron na presença de um campo eletromagnético. O termo extra que surge na transformação de calibre aplicada à Lagrangeana do elétron livre se cancela exatamente com o termo que surge na transformação dos potenciais quando se as transformações

$$\begin{aligned}\psi &\rightarrow \psi' = e^{i\chi(x)}\psi \\ \vec{A} &\rightarrow \vec{A}' = \vec{A} + \nabla\chi \\ V &\rightarrow V' = V - \frac{\partial\chi}{\partial t}\end{aligned}$$

são feitas simultaneamente. A liberdade na definição da fase da função de onda do elétron não causa qualquer efeito observável, desde que haja a presença de um campo vetorial, associado ao campo eletromagnético. Em outras palavras, a exigência que uma teoria seja invariante por transformações locais na fase requer a existência de interações, que surgem assim como uma consequência natural.

A eletrodinâmica quântica é uma teoria de calibre. Seu enorme sucesso e a incrível precisão nas previsões estimulou a adoção da invariância de calibre como o princípio dinâmico na formulação das teorias das demais interações.

6.2 Interações fracas

Até o início da década de 60 apenas três léptons (fermions que não possuem interação forte) eram conhecidos: o elétron, o muon e um neutrino. Toda a fenomenologia das interações fracas era razoavelmente bem descrita pela teoria de Fermi, formulada inicialmente para explicar o decaimento β do nêutron.

A teoria de Fermi consiste, essencialmente, numa interação de quatro fermions em um único ponto no espaço-tempo, envolvendo uma constante de acoplamento universal. Os quatro fermions formam duas correntes, de forma que a teoria de Fermi pode também ser vista como o produto de duas correntes fermiônicas. Especificamente, no caso do decaimento β ($n \rightarrow pe^-\bar{\nu}$), temos $\mathcal{M} = G_F(\bar{\psi}_p\Gamma\psi_n)(\bar{\psi}_e\Gamma\psi_\nu)$. O fator Γ contém a essência das interações fracas (violação da paridade, neutrinos de 'mão direita', o caráter V-A).

Embora a teoria de Fermi descrevesse com boa precisão o decaimento β , havia um enigma: por que razão o decaimento $\mu \rightarrow e\gamma$ não era observado? A solução deste problema foi postular a existência de novos números quânticos que seriam conservados: o número leptônico do elétron e o do muon. Desta maneira o decaimento $\mu \rightarrow e\gamma$ não poderia ocorrer por violar a conservação destes números quânticos. Seria como jogar a sujeira para debaixo do tapete, pois esta solução introduzia um novo complicador: deveria haver dois tipos distintos de neutrino! E, de fato, esta idéia teve como consequência uma descoberta fundamental: a de que há, de fato, dois tipos de neutrino, um associado ao elétron e outro ao muon.

Ao contrário da eletrodinâmica, onde só há correntes neutras, nas interações fracas há também correntes carregadas. Exemplos de correntes carregadas são o decaimento do muon, $\mu^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu$ e o espalhamento $e\nu_e \rightarrow \mu\nu_\mu$.

Mas há um problema grave com a teoria de Fermi. É certo que ela provê uma descrição razoável para fenômenos com baixa energia. Mas tomemos o caso do espalhamento elástico $e\nu_e \rightarrow e\nu_e$. Segundo a teoria de Fermi, a seção de choque deste processo é

$$\sigma(e\nu_e \rightarrow e\nu_e) = \sigma_0 \frac{E_\nu}{m_e}$$

A constante σ_0 é muito pequena: $\sigma_0 = 9 \times 10^{-45}$, refletindo o fato de serem bastante raras as interações envolvendo neutrinos. No entanto, em energias muito altas (raios cósmicos) a seção de choque prevista pela teoria de Fermi seria grande, o que significa que as interações dos neutrinos seriam abundantes. O que, evidentemente, não ocorre. Assim, a teoria de Fermi seria uma aproximação válida apenas no limite de energias baixas.

Fazendo uma analogia com a eletrodinâmica, as interações fracas seriam mediadas por três bosons (um neutro e dois carregados) com massa muito alta (já que o alcance da interação fraca é muito curto. Estes bosons são o W^+ , o W^- e o Z^0 . O grupo de simetria da eletrodinâmica é o $U(1)$, que possui um único gerador, correspondendo a um único campo, ou, equivalentemente, a um único boson intermediário. Já nas interações fracas o grupo de simetria é o $SU(2)$, com três geradores e, portanto, com três bosons intermediários. Voltaremos a este ponto em breve.

6.3 Interações fortes

Vimos que os hadrons são partículas que interagem fortemente. No entanto, sabemos que hadrons são estados compostos - altamente complexos - de objetos mais elementares, os quarks e gluons. A QCD trata especificamente da interação entre estes objetos fundamentais. A interação entre dois hadrons pode ser vista como uma interação residual, numa analogia com as forças de Van der Waals que regem a interação entre dois átomos.

Vamos nos concentrar aqui nos aspectos fenomenológicos mais importantes da QCD. A interação forte se diferencia da fraca e da eletromagnética em alguns pontos cruciais. O atributo que dá origem à interação forte é conhecido como carga de 'cor' (apenas uma denominação poética, sem nenhuma conexão com as cores reais). Em contraste com a eletrodinâmica, onde há apenas um tipo de carga elétrica, os quarks podem aparecer na natureza com três tipos de carga de cor. Mas a cor não é observável diretamente: os estados ligados que formam (hadrons) são neutros, singletos de cor. Denominando a carga de cor por vermelho(r), verde(g) e azul(b), podemos dizer que as combinações de cor que observamos na natureza são

$$q\bar{q} = \frac{1}{\sqrt{3}}(r\bar{r} + g\bar{g} + b\bar{b})$$

$$qqq = \frac{1}{\sqrt{6}}(rgb - grb - rbg + gbr + brg - bgr)$$

Os quarks e os leptons, até onde é possível observar (distâncias da ordem de 10^{-18} cm), são partículas elementares. Mas ao contrário dos leptons, os quarks não são encontrados na natureza como partículas livres. Podemos imaginar que os gluons trocados por dois quarks formam 'linhas de força' que se concentram mais e mais a medida que os quarks se afastam (no eletromagnetismo, ao contrário, quando duas cargas elétricas se afastam as linhas de força se dispersam). A concentração do campo gluônico faz com que a probabilidade de excitação do vácuo aumente, fazendo surgir pares $q\bar{q}$ na região entre os quarks. Ocorre então uma combinação entre os quarks originais e os virtuais, formando os hadrons que são observados assintoticamente. Pictoricamente, é como se o campo gluônico formasse um 'elástico' que se rompesse à medida que ele se distende. Esta propriedade, exclusiva dos quarks, é conhecida com confinamento.

Na eletrodinâmica a intensidade do acoplamento entre o foton e o eletron depende do momentum transferido. Este fato só é percebido se o momento transferido é muito grande. Imagine um eletron livre. A presença de uma carga elétrica polariza o vácuo, isto é, faz surgir uma nuvem de pares e^+e^- virtuais que envolve o eletron, funcionando como um escudo. Os positrons virtuais são atraídos pelo eletron enquanto os eletrons virtuais são repelidos. Observando de uma certa distância o que medimos é a constante de acoplamento efetiva, $\alpha = e/4\pi \simeq 1/137$. Se o eletron é observado mais de perto (via espalhamento com outro eletron no qual há troca de um foton com energia alta, por exemplo), a intensidade da interação aumentará. O eletron incidente agora penetra na nuvem virtual e passa a perceber uma carga elétrica maior, ou, equivalentemente, um acoplamento mais intenso.

Na cromodinâmica ocorre um processo semelhante, porém no sentido oposto. Um quark é circundado por uma nuvem de pares $q\bar{q}$ e gluons virtuais. A presença dos gluons virtuais aumenta a carga de cor que é percebida à distância por outro quark. Num espalhamento quark-quark com alta energia os quarks penetram na nuvem virtual, mas agora percebem uma carga de cor menor! Quanto mais próximos estão os quarks menor é a intensidade do acoplamento entre eles! Esta propriedade é conhecida como liberdade assintótica.

A função de onda total de um quark, portanto, tem de incorporar não somente os graus de liberdade do espaço tempo e do spin, como também do sabor (nome dado ao tipo de quark) e da cor,

$$\psi_{quark} = \psi(x) \times \psi_{spin} \times \psi_{sabor} \times \psi_{cor}$$

7 Os grandes experimentos.

Os últimos 30 anos são marcados pelos grande experimentos: colaborações internacionais envolvendo centenas de físicos, engenheiros e técnicos, a física em escala industrial. Dois grandes laboratórios concentraram estes experimentos: o Fermilab, nos EUA, e o CERN, na Suíça. Uma a uma as peças do MP foram se encaixando, à medida que as partícula foram sendo descobertas. A palavra 'descoberta' passa a ter um sentido novo, pois agora os experimentos são projetados para encontrar algo esperado, ao contrário do que ocorrera até meados dos anos 70, quando ocorreram as últimas descobertas acidentais.

Com a descoberta dos quarks, as partículas consideradas elementares pas-

saram a ser os quarks e leptons - constituintes da matéria - e os bosons vetoriais intermediários (vetoriais por terem spin 1), dos quais o W e o Z não haviam ainda sido observados. Até 1974 eram conhecidos quatro leptons (o elétron, o muon e seus respectivos neutrinos) e três quarks (u, d, e s). Os leptons eram agrupados em dois dubletos, mas o mesmo não poderia ser feito com os quarks.

7.1 Charm

A existência de um quarto quark não só a estabeleceria a simetria entre quarks e leptons como também explicaria a ausência de certos processos no decaimento fraco de kaons neutros (o chamado mecanismo de GIM). Em 1974 o experimento MARK I (SLAC) estudava uma discrepância entre o valor esperado e o observado para a razão da seção de choque $\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)$ e $\sigma(e^+e^- \rightarrow q\bar{q})$. O método era simples: analisar o espectro (massa invariante) $\mu^+\mu^-$ na reação $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ variando a energia do feixe entre 2.5 e 7.5 GeV. O resultado foi surpreendente: foi encontrada um enorme e estreita ressonância com massa 3.1 GeV, denominada partícula ψ . Ao mesmo tempo, em Brookhaven, outro experimento analisando a reação $p + p \rightarrow e^+e^- + X$ encontraram o mesmo estado, a que chamaram partícula J . Obviamente tratava-se da mesma partícula : um estado ligado de um novo tipo de quark, o charm, e a partícula ficou desde então conhecida como J/ψ . Esta foi uma descoberta verdadeiramente espetacular, que fortaleceu o MP, estabelecendo um vínculo entre o número de quarks e leptons. Agora os quarks também ocorriam em duas famílias ou gerações: (u,d) e (s,c). Menos de dois anos depois foram encontrados os mesons charmosos, D^+ , D^0 , D_s^+ ($c\bar{d}$, $c\bar{u}$ e $c\bar{s}$) e também os barions Λ_c^+ , Σ_c^{++} , Σ_c^+ e Σ_c^0 (cud , cuu , cud , cdd).

7.2 Mais um lepton

Ainda em meio à excitação causada pela descoberta do charm uma nova descoberta veio agitar a Física de Partículas. Novamente em reações e^+e^- foram encontrados eventos anômalos, do tipo $e^+e^- \rightarrow \mu^+e^-$, em que a energia no estado final era menor que a do estado inicial. O estado final contendo apenas o par μ^+e^- violaria a conservação do número leptônico. Estes eventos logo foram interpretados, corretamente, como evidência de um novo tipo de lepton, o τ , com massa 1.777 GeV. A reação observada era, na verdade, a cadeia $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$, $\tau^+ \rightarrow \mu^+\nu\nu$, $\tau^+ \rightarrow e^-\nu\nu$.

A simetria entre quarks e leptons estava novamente quebrada! Mas por pouco tempo. Um novo lepton deveria ser acompanhado por um novo quark! Mais do que isso, se o eletron e o muon têm os seus neutrinos, assim deveria ser também com o tau. E, mantendo-se o padrão, deveria haver também um companheiro para o quinto quark. Em, outras palavras, a descoberta do tau foi, na realidade, a descoberta da terceira geração de quarks e leptons. Encontrar as três novas partícula esperadas seria apenas uma questão de tempo.

7.3 A família quase completa

De fato, não tardou para que o quinto quark, o bottom (b), fosse encontrado. O método foi semelhante ao utilizado em Brookhaven na descoberta do charm: o processo Drell-Yan. A reação analisada foi $p + N \rightarrow \mu^+ \mu^- + X$. Em nível elementar este processo é devido à reação $q + \bar{q} \rightarrow \mu^+ \mu^-$ (ou $e^+ e^-$). A análise consistia em fazer uma varredura na massa invariante $\mu^+ \mu^-$, à semelhança do que fora feito na descoberta do J/ψ . Leon Lederman e seus colaboradores, no Fermilab, encontraram uma ressonância com massa 9.46 GeV, a que chamaram Υ . O resultado foi logo confirmado por outros laboratórios e interpretado como um estado ligado de um novo tipo de quark, o bottom. Em pouco tempo outros estados $b\bar{b}$ foram encontrados em aniquilação $e^+ e^-$, assim como os mesons B (um quark b e um antiquark \bar{q}) e o barion Λ_b (bqq).

As duas partículas que faltavam para completar as três gerações de quarks e leptons eram o quark top (t) e o neutrino do tau, ν_τ . Ambas foram encontradas no Fermilab, mas foram necessários mais de dez anos de procura. No início dos anos 90 dois experimentos do Fermilab (CDF e D0) passaram a se dedicar à procura pelo top. São experimentos ainda em funcionamento, estudando reações $p + \bar{p}$ a uma energia de 1.8 TeV, a maior energia já alcançada com aceleradores. A razão da dificuldade em observar o top está na sua massa elevada: 174 GeV, mais do que um átomo de ouro!

O top, ao contrário dos demais quarks, decai rapidamente, antes de formar estados compostos. Não há, portanto, mesons do tipo $t\bar{q}$. A estratégia para observar o top consistia em isolar eventos em que um par $t\bar{t}$ era produzido, sendo que ambos decaíam em um quark b e um W . Seguiu-se então a hadronização dos quarks b e seu decaimento fraco, produzindo dois jatos opostos de partícula estáveis no estado final. Um dos bosons fracos seria observado no canal $\mu\nu$ e o outro no canal $u\bar{d}$, com a conseqüente formação de jatos hadrônicos associados.

Assim a produção e decaimento do top seriam eventos bastante complexos, contendo um muon, quatro jatos hadrônicos e uma quantidade de energia não observada, correspondendo ao neutrino do muon.

Em março de 1995 a direção do Fermilab anunciou oficialmente a descoberta do top, completando a terceira geração dos quarks.

Mas faltava ainda o neutrino do tau. Este foi encontrado há apenas dois anos, também no Fermilab, pela colaboração DONUT. Neutrinos são partículas difíceis de se estudar, pois interagem raramente. Assim como o neutrino do elétron ao interagir com a matéria produz apenas elétrons (e nenhum outro lepton), o neutrino do muon produz apenas muons (e nenhum outro lepton), o neutrino do tau deveria produzir taus. Portanto, seria necessário criar um feixe de neutrinos e observar os produtos de sua interação com a matéria. A presença de taus seria o sinal da existência dos neutrinos. Foi exatamente esta a estratégia da colaboração DONUT. A descoberta da última partícula constituinte foi anunciada em julho de 2000.

A história da procura pelos bosons da interação fraca, W^\pm e Z^0 se passa no CERN. Em 1973 foi observado no CERN a primeira reação envolvendo correntes neutras (o que ocorre via troca de um Z^0). Isto permitiu estimar a massa dos bosons fracos entre 80 e 85 GeV. Partículas tão pesadas não são encontradas 'ali na esquina'. Num gigantesco empreendimento liderado por Carlo Rubbia, o Super proton Síncroton (SpS) foi transformado num anel de colisão $p\bar{p}$, o $Spp\bar{S}$, com energia de 540 GeV. Duas colaborações foram formadas (UA1 e UA2) com centenas de físicos em cada. Assim nasciam as grandes colaborações internacionais.

A estratégia era produzir o W^\pm através da reação entre um quark u do próton e um \bar{d} do antipróton. Com a energia do par $u\bar{d}$ é próxima da massa do W^\pm , este seria criado como uma partícula real, que decai em um par $e^\pm\nu$ com 8% de probabilidade. Já o Z^0 seria produzido através da reação $u\bar{u}$ (ou $d\bar{d}$) $\rightarrow Z^0$. Da mesma maneira, se a energia do par $q\bar{q}$ é muito próxima da massa do Z^0 este é produzido como uma partícula real, decaindo num par lepton-antilepton com probabilidade de aproximadamente 10%.

Os bosons fracos foram, enfim, observados pela primeira vez em 1984, o que deve ser considerado como uma grande conquista da ciência, numa confirmação espetacular do MP.

8 A visão atual do microcosmo: o Modelo Padrão

Vamos agora apresentar a versão contemporânea da tabela periódica dos elementos. Toda a matéria é constituída de quarks e leptons. No MP há apenas três gerações ou famílias de quarks e leptons.

$$leptons \rightarrow \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}$$

$$quarks \rightarrow \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix} \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}$$

Apesar de doze constituintes, matéria ordinária é feita de apenas três deles: os quarks u e d e o eletron. Os quarks e leptons da segunda e terceira gerações decaem fracamente, em cascata, até os estados da primeira geração.

Há aqui uma distinção fundamental entre quarks e leptons. No caso dos quarks, os autoestados da interação fraca são uma mistura dos autoestados de massa. Dito de outra forma, quarks do tipo *up* (u , c e t) comunicam-se com quarks do tipo *down* (d , s e b) através da corrente carregada (fermions no estado inicial e final se acoplando com o W^\pm). Observam-se as transições $W \rightarrow cs$ assim como $W \rightarrow cd$, ou ainda $W \rightarrow bc$ e $W \rightarrow bu$. Podemos escrever a forma geral da corrente carregada do setor de quarks em termos de uma matriz unitária, a matriz de Kobayashi-Maskawa, cujos elementos fornecem a intensidade relativa do acoplamento entre os quarks,

$$J_\mu^+ = (\bar{u} \quad \bar{c} \quad \bar{t}) \gamma_\mu (1 - \gamma_5) \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}$$

O termo $\gamma_\mu(1 - \gamma_5)$ é originado da natureza V-A das interações fracas (o equivalente ao termo Γ na teoria de Fermi).

No setor de leptons só há transições entre membros de uma mesma família, o que é uma consequência direta de os neutrinos não terem massa. Em outras palavras, ao contrário do que ocorre com os quarks, temos $W \rightarrow \mu\nu_\mu$ mas não $W \rightarrow \mu\nu_e$ nem $W \rightarrow \mu e$. Resultados recentes em experimentos com neutrinos solares indicam que os neutrinos possuem uma massa muito pequena, o que

significa que haveria uma mistura entre as três gerações, ou seja, haveria para os leptons uma matriz equivalente à de Kobayashi-Maskawa.

Os bosons intermediários são doze: o foton, os três bosons fracos (W^\pm e Z^0) e oito gluons. Os gluons se distinguem dos demais bosons por um aspecto fundamental são partículas que, como os quarks, possuem carga de cor. Podem, portanto, formar estados ligados, os *glueballs* - estados sem nenhum quark constituinte. O número de gluons corresponde ao número geradores do grupo de simetria da QCD, o $SU(3)$ (três tipos de carga de cor).

Aqui cabe uma pergunta fundamental: se no modelo de Weinberg-Salam a interação fraca e a eletromagnética são manifestações distintas de uma única força, por que os bosons fracos têm massa e o foton não?

A resposta a esta pergunta está no chamado mecanismo de Higgs. A idéia básica é a de que o universo está preenchido por um campo escalar (spin zero), o campo de Higgs. O campo de Higgs é um dubleto, $\phi = (\phi^0, \phi^+)$, o que significa que deveriam existir dois bosons de Higgs. Tanto os bosons fracos como os fermions adquirem massa ao interagirem com este campo. Uma discussão formal, matemática do mecanismo de Higgs vai além do escopo destas notas, mas podemos sempre falar um pouco sobre a idéia central. Imagine a seguinte cena: numa sala cheia de físicos jovens que conversam calmamente (como se fosse o campo de Higgs no seu estado fundamental); um cientista famoso entra na sala, atraindo imediatamente a atenção dos demais, que se aglomeram em torno dele. Uma grande perturbação ocorre na sala à medida que o cientista famoso caminha, arrastando consigo a aglomeração de admiradores. O seu caminho agora é difícil pois está sempre cercado pela aglomeração: ele adquire uma 'massa'.

A teoria de Weinberg-Salam é baseada no grupo de simetria $SU(2) \times U(1)$. Todos os bosons intermediários possuem massa zero. A introdução do campo de Higgs quebra esta simetria, dando origem à massa dos bosons fracos mas mantendo o foton como partícula sem massa (a ausência de massa do foton é uma consequência da conservação da carga elétrica, e se reflete no alcance infinito da interação eletromagnética).

O MP é extremamente bem sucedido. Até o presente não há nenhum fenômeno envolvendo quarks e leptons que não possa ser acomodado no MP. A precisão com que o prevê os valores da massa dos bosons fracos é um exemplo notável do seu sucesso. Apesar disso, há ainda uma lacuna fundamental: os

bosons de Higgs ainda não foram encontrados. Este é o principal desafio da próxima geração de grandes experimentos. Além disso, há muitos parâmetros, como as massas das partícula, as constantes de acoplamento e os ângulos de mistura (elementos da matriz de Kobayashi-Maskawa), cujos valores são medidos diretamente, mas não surgem naturalmente da teoria.

Apesar de todo o sucesso do MP há na Física de Partículas muitas questões em aberto, questões cujas respostas deverão significar a existência de uma física além do MP. Eis algumas delas:

- Não sabemos por que nosso universo é constituído de matéria e não de antimatéria. Esta questão está relacionada com o fenômeno da violação de CP (conjugação de carga-paridade), embora não seja claro que essa assimetria seja originada inteiramente por este fenômeno.
- Apenas cerca de 1% da matéria do universo é visível. O que resta é conhecido como matéria escura, cuja natureza é um mistério. Possivelmente a matéria escura é composta por novos tipos de partículas.
- no MP há apenas três gerações de quarks e leptons, mas não há nenhuma razão fundamental para isto. Três é um número mágico!
- ao longo da história vimos a mudança na resposta à pergunta 'o que é fundamental?': átomos, prótons, nêutrons e elétrons, e, hoje, quarks e leptons. Não há razão para supor que este é o nível mais fundamental, que não haja nenhuma estrutura mais elementar.
- outra questão é a origem das constantes do MP. Por que as massas e demais parâmetros do MP têm os valores observados e não outros?
- e a gravidade, onde se encaixa nisso tudo?

Vemos assim que a Física de Partículas segue sendo uma área com várias questões fundamentais em aberto, além de muitos outros problemas que estão longe de serem bem entendidos. É uma área rica e apaixonante, com desafios intelectuais gigantescos.

9 Referências

Eis alguns textos para uma leitura adicional. Um texto com uma apresentação mais qualitativa das idéias básicas é *The Ideas of Particle Physics* - J. E. Dodd, Cambridge University Press.

Para os que se interessam pela história: *The Particle Explosion* - F. Close, M. Marten e C. Sutton, Oxford University Press.

Textos mais técnicos: *Introduction of High Energy Physics* - D. Perkins, Addison Wesley; *Modern Elementary Particle Physics* - G. Kane, Addison Wesley.

Para os interessados em detetores: *Introduction to Experimental High Energy Physics* - R. Fernow, Cambridge University Press.

Outra fonte de consulta são os *sites* dos CERN e Fermilab, www.cern.ch e www.fnal.gov.