

*Evolução dos Conceitos
da Física*

*Do próton de Rutherford aos quarks
de Gell-Mann, Nambu...*



Luiz O.Q. Peduzzi

*Departamento de Física
Universidade Federal de Santa Catarina*

*Florianópolis - SC
2010*

Sumário

Introdução

- Uma (mais uma vez) nova e surpreendente física, 1
- Referências Bibliográficas, 5

1. Da formulação teórica à identificação do pósitron

- 1.1 Sobre métodos em física teórica, 8
- 1.2 Sobre a busca por uma mecânica quântica relativística em 1926, 12
- 1.3 A equação de Dirac para o elétron livre, 14
- 1.4 Raios cósmicos, 20
- 1.5 A descoberta ‘acidental’ do pósitron, 22
- 1.6 Revisitando Heisenberg: o movimento de uma partícula em uma câmara de nuvem e o papel do observável em uma teoria científica, 26
- 1.7 Referências Bibliográficas, 27

2. Da transmutação à fissão nuclear

- 2.1 Um velho sonho dos alquimistas: a transmutação induzida artificialmente, 30
- 2.2 A descoberta do nêutron, 33
- 2.3 A radioatividade artificial, 37
- 2.4 A fissão nuclear, 39
- 2.5 Referências Bibliográficas, 44

3. Novas forças e partículas na física

- 3.1 O que mantém o núcleo atômico coeso? A proposição teórica de Yukawa, 48
- 3.2 O múon, 51
- 3.3 César Lattes e a descoberta do pión, 54
- 3.4 Sobre a Conferência Nobel de Cecil Powell, 59
- 3.4 Referências Bibliográficas, 63

4. A proliferação hadrônica e novas leis (regras) de conservação

- 4.1 Partículas V, 66
- 4.2 Um sentimento de conquista pouco duradouro, 67
- 4.3 Partículas estranhas, antipartículas, novas leis (regras) de conservação, 70

- 4.4 A conservação do número leptônico (do elétron, do múon, do tau), 75
- 4.5 Outras leis de conservação, 79
- 4.6 O enigma $\tau - \theta$ e a violação da paridade nas interações fracas, 81
- 4.7 Referências Bibliográficas, 83

5. Sobre os quarks de Gell-Mann, Nambu...

- 5.1 Prelúdio aos quarks: os multipletos de Gell-Mann (e Ne'eman), 86
- 5.2 Quarks, 89
- 5.3 O quantum da interação eletromagnética, 95
- 5.4 Os quanta da interação forte, 97
- 5.5 A unificação das interações fraca e eletromagnética, 101
- 5.6 Referências Bibliográficas, 103

Uma (mais uma vez) nova e surpreendente física

A descoberta do elétron por J. J. Thomson (1856-1840) em 1897 é para a física e sua história um evento marcante. Os estudos de Thomson com os raios catódicos nos tubos de vácuo concebidos por William Crookes (1832-1919) mostram, inequivocamente, que o átomo tem uma estrutura interna; portanto, ele não é o limite fundamental da matéria, como pensavam os atomistas gregos, em termos especulativos e filosóficos e, muito tempo depois, aqueles que, como John Dalton (1766-1844), alimentavam a mesma crença, com base em uma ciência que estabelece, em princípio, o ‘controle’ da conjectura pelo ‘veredito’ da experiência.

Desde Thomson, o elétron tem se mostrado uma partícula indivisível. Mas a máxima (não tão velha) de Antoine Lavoisier (1743-1794) de que a impossibilidade experimental da divisão de um elemento no presente não significa a inviabilidade desse processo no futuro não pode ser desconsiderada.

Entretanto, à luz da física contemporânea, não é correto caracterizar o conceito de partícula elementar como o de um ente quântico que não pode (experimentalmente) ser decomposto ou se transformar em outro(s). Primeiro, porque isso sugere colocar o conceito na dependência direta da observação, priorizando um empirismo que desconsidera a necessidade de um estreito e indispensável vínculo entre observação e teoria na elaboração de conhecimentos. O conceito de partícula elementar é dependente de uma teoria. Assim, por exemplo, de acordo com a mecânica quântica, uma partícula é elementar quando a função de onda a ela associada não é redutível a função de onda de outras partículas¹. Em segundo lugar, mas não menos importante, as partículas elementares da física atual não incorporam o conceito de imutabilidade. Elas podem ser transmutadas e mesmo aniquiladas, através de suas interações fundamentais.

É claro, toda a área de estudo tem uma história. As partículas que surgiram na física a partir de 1930, em pequeno número, inicialmente, mas as dezenas logo em seguida, foram todas consideradas elementares. Com a proposição teórica dos quarks na década de 60 e o subsequente delineamento do modelo padrão, que categoriza as partículas (antipartículas) em quarks (antiquarks) e léptons (antiléptons), o número de partículas elementares (e suas correspondentes antipartículas) foi drasticamente reduzido.

Curiosamente, talvez, a primeira antipartícula, prevista teoricamente por Paul A. M. Dirac (1902-1984) em 1928 é a imagem espelho do elétron – o pósitron. Recorrendo-se a história da ciência, e guardadas as devidas proporções, tem-se uma idéia do que pode representar, em termos científicos, epistemológicos e ontológicos, a aceitação da negativa de um conceito para o

¹ ABDALLA, 2006, p. 26.

desenvolvimento do conhecimento com os gregos do século V a.C., quando estabelecem como pilares da filosofia materialista a coexistência do átomo ('o ser') e do vazio (o 'não ser')². De fato, o aparecimento da antimatéria na física vai ensejar um entendimento mais claro do próprio conceito de matéria.

Para perscrutar o átomo, o físico experimental necessita energia. De modo geral, a ejeção de elétrons pela matéria nos experimentos controlados realizados no final do século XIX envolvia energias muito pequenas, de poucos elétron-volts. Investigações mais detalhadas da estrutura atômica demandavam energias muito maiores. A descoberta da radioatividade natural deu um novo alento a pesquisa científica, ao propiciar aos laboratórios projéteis com energias superiores a vinte milhões de elétron-volts.

O intrigante problema de explicar a fonte da energia emitida pelos elementos radioativos encontrou na relação massa-energia de Einstein uma solução eficaz: as substâncias emissoras irradiam energia às custas de perda de massa. Assim como a mecânica quântica, também a relatividade é essencial no estudo das estruturas atômicas e subatômicas

Os experimentos de sondagem do interior do átomo por Ernest Marsden (1889-1970) e Hans W. Geiger (1882-1945), com partículas α emitidas por átomos radioativos, ensinaram a Ernest Rutherford (1871-1937) entender que a massa do átomo está concentrada em uma diminuta região central de um imenso espaço vazio, e a propor um modelo atômico em 1911. Alguns anos depois, bombardeando átomos de nitrogênio com partículas α , Rutherford obtém isótopos 17 do átomo de oxigênio e núcleos de hidrogênio, fazendo história na física ao realizar a primeira reação nuclear.

Já nas primeiras décadas do século passado estava claro que o núcleo atômico era uma estrutura complexa. A coexistência de prótons e nêutrons no núcleo, o surgimento de novas partículas, as tentativas iniciais de compreensão do decaimento beta e das forças nucleares atestam isso.

Sujeito apenas a forças nucleares de curto alcance, pois sem carga elétrica não interage com os campos elétricos da matéria, o nêutron, seja como partícula teórica ou como um novo e eficiente projétil no laboratório, desempenhou um papel essencial na sondagem do núcleo, no entendimento da força nuclear forte, na geração de reações nucleares, na compreensão da fissão nuclear.

O estudo dos raios cósmicos e o aproveitamento das grandes quantidades de energia de seus constituintes foram essenciais para a detecção do pósitron, do múon, do pión e das partículas V. De fato, pouco tempo transcorre entre os experimentos realizados com o uso de balões por Victor Hess (1883-1964) em 1912, para investigar uma radiação desconhecida, de grande capacidade de ionização e penetração na atmosfera terrestre, e a análise de chapas fotográficas expostas a raios cósmicos no monte Chacaltaya, a 5200 m, por Cesar Lattes (1924-2005), que

² CARUSO, 1997.

resultaram na identificação do pión em 1947. O pósitron (1933), o múon (1937) e as partículas V (1947) emergiram a partir de registros fotográficos de trajetórias de raios cósmicos em câmaras de nuvens.

Concomitantemente as descobertas dessas novas partículas, desenvolveram-se os aceleradores de partículas. Os primeiros aceleradores, operando com energias inferiores a 1 MeV, eram extensões de tubos de raios catódicos. Acelerando linearmente prótons em um tubo evacuado de cerca de 27 cm de comprimento, no Laboratório Cavendish, em 1932, John D. Cockcroft (1897-1967) e Ernest Walton (1903-1995) geraram partículas alfa pela desintegração de núcleos de uma amostra de lítio.

Apenas quinze anos depois, Cesar Lattes (1924-2005) e Eugene Gardner (1913-1950) faziam uso dos 380 MeV do ciclotron de 184 polegadas de Berkeley para a detecção do méson π por meios artificiais.

Segundo D. Perkins³, o ano de 1947 foi uma espécie de divisor de águas para a física de partículas. Nos 50 anos anteriores a essa data, desde o descobrimento do elétron, os avanços nessa área da física foram significativos, mas lentos, pois a comunidade dos ‘físicos de partículas’ era pequena, os detectores rudimentares e os recursos para a pesquisa escassos. Perkins lembra do choque que teve quando viu o primeiro artigo publicado em Bristol, sobre o decaimento pi-mu, assinado por quatro autores, quando o usual eram artigos redigidos por um, dois ou no máximo três autores.

As descobertas do pión em Bristol e das partículas V em Manchester impulsionaram a construção de novos e mais eficientes aceleradores e detectores de partículas. As energias obtidas com essas máquinas eram muito inferiores as conseguidas nos experimentos com raios cósmicos, mas a investigação sistemática do núcleo atômico, com um amplo controle de variáveis, em escalas de distâncias cada vez menores e com exigências de energias sempre crescentes, encontrou na construção e no aperfeiçoamento contínuo dos aceleradores e dos detectores de partículas as respostas esperadas.

Assim, já no começo da década de 1950, as colisões geradas pela aceleração de prótons, elétrons e pósitrons nos aceleradores de partículas produziram um impressionante aumento do número de hádrons, explicitando a necessidade de organizar o ‘zoológico subatômico’.

É dentro desse contexto que tem início uma nova ruptura conceitual na física quando, em 1963, Murray Gell-Mann (1929-) (e também George Zweig (1937-), em trabalho independente) propõe que os hádrons são constituídos por partículas elementares chamadas quarks (Zweig chamou essas partículas de *ases*).

A introdução dos quarks implicava em não mais conceber o próton, o nêutron e um extenso número de outras partículas como elementares. Com carga elétrica fracionária, os quarks ‘mexiam’ com uma outra idéia bem estabelecida dentro da física, qual seja, a da carga do elétron

³ PERKINS, 1997.

como unidade elementar de carga. Não bastasse isso, essas partículas eram inacessíveis aos experimentos, pois jaziam ‘escondidas’ no interior das partículas que elas constituíam. Tal como em outros episódios da história da física onde a desconstrução de uma parte significativa do conhecimento vigente é necessária para o estabelecimento de uma nova ordem, os quarks, naturalmente, enfrentaram resistências, tanto em termos conceituais, no âmbito da própria física, como epistemológicas, devido a presença de um não observável em uma teoria.

Mas o surgimento de novos constituintes fundamentais da matéria mostrou-se frutífero, e aos quarks up, down e strange de Gell-Mann logo vieram somar-se os quarks charm, bottom e top.

À luz da física atual, os constituintes fundamentais da matéria são léptons e quarks. É para eles que se deve transferir a intuição do velho indivisível grego formador de todas as coisas. Mas, não se deve nunca esquecer, o conhecimento é sempre provisório...

O texto “Do próton de Rutherford aos quarks de Gell-Mann, Nambu...” estrutura conteúdos divididos em cinco capítulos, tendo como referencial epistemológico a moderna filosofia da ciência⁴ e como fundamento educacional o conceito de aprendizagem significativa da teoria de David P. Ausubel (1918-2008)⁵.

O capítulo 1 contextualiza historicamente a proposição teórica do pósitron, abordando aspectos conceituais e epistemológicos do trabalho de Paul Dirac. A partir de uma discussão sucinta sobre a situação da mecânica quântica relativística em 1926, introduz-se a equação de Dirac para o elétron livre, explorando a interpretação que o próprio Dirac dá aos estados de energia negativa de sua teoria.

A identificação experimental do pósitron por Carl D. Anderson (1905-1991) ilustra mais um caso de ‘descoberta acidental’ na ciência. Independentemente das divergências epistemológicas suscitadas por essa afirmação, o certo é que, no âmbito da física, os estudos de Anderson ressaltam a importância dos raios cósmicos e da linha de investigação conduzida em câmaras de Wilson, sob intensos campos magnéticos.

No capítulo 2 aborda-se a introdução do próton por Rutherford, a transmutação induzida artificialmente e a sequência de estudos que levam a descoberta do nêutron, por James Chadwick (1891-1974), em 1932. Discute-se ainda a radioatividade artificial e a fissão nuclear. A concessão do Prêmio Nobel de Química de 1944 a Otto Hahn (1879-1968), “por sua descoberta dos núcleos pesados”, exclui, injustificadamente, Lisa Meitner (1878-1968) dessa honraria.

Outro caso (dos muitos que realmente existem) de injustiça na atribuição do Prêmio Nobel atinge o brasileiro Cesar Lattes, quando, em 1950, Cecil F. Powell (1903-1969) recebe esse prêmio pela descoberta do pión. O capítulo 3 aborda a contribuição de Lattes na detecção dessa partícula teórica proposta por Hideki Yukawa (1907-1981) em 1935, considerada a partícula

⁴ BACHELARD, 1996; POPPER, 1982; KUHN, 2000; HANSON, 1985

⁵ AUSUBEL; NOVAK; HANESIAN, 1980.

mediadora da interação entre prótons e nêutrons. O múon, detectado experimentalmente por Carl Anderson, em colaboração com S. H. Neddermeyer (1907-1988), em 1937, é parte dessa história, já que inicialmente se pensou ser esta a partícula de Yukawa.

Os conteúdos relativos ao capítulo 4 ilustram, mais uma vez, como o sentimento de conquista na física é pouco duradouro. A proliferação do número de hádrons tornou inevitável a busca de princípios ordenadores na física, tanto para classificar as novas partículas quanto para explicar porque certas reações ocorriam e outras não. Às conservações da massa-energia, do momento linear, do momento angular intrínseco e da carga elétrica vieram somar-se muitas outras, como as conservações do número bariônico, da estranheza (nas interações regidas pela força nuclear forte e nas interações eletromagnéticas), do número leptônico do elétron, do número leptônico do múon, do número leptônico do tau...

A solução do enigma $\tau - \theta$ ressaltou os cuidados que se deve ter com as generalizações na ciência, pois a extensão, para as interações fracas, de uma lei de simetria espaço-tempo bem conhecida pelos físicos, válida para interações regidas pelas força eletromagnética e pela força nuclear forte, mostrou-se incorreta. De fato, não há conservação da paridade no âmbito dos processos dominados pela interação fraca. Conforme resalta o físico japonês Chen Ning Yang (1922-)⁶, não deixa de ser intrigante que se tenha acreditado nessa conservação, por tanto tempo, sem o devido aval da experiência.

O capítulo 5 introduz os multipletos de Gell-Mann, abordando certos paralelismos entre o sistema classificatório de partículas introduzido por esse físico e o sistema periódico proposto por Dmitri Mendeleev (1834-1907). A proposição dos quarks, por Gell-Mann, é seguida de uma discussão sobre o quantum da interação eletromagnética e os quanta da interação forte. Nessa trajetória de estudos, chega-se a unificação de duas forças fundamentais da natureza – a força eletromagnética e a força nuclear fraca.

Referências bibliográficas

ABDALLA, M. C. B. **O discreto charme das partículas elementares**. São Paulo: UNESP, 2006.

AUSUBEL, D. P.; NOVAK, J. D.; HANESIAN, H. **Psicologia Educacional**. Rio de Janeiro: Interamericana, 1980.

BACHELARD, G. **A formação do espírito científico**. Rio de Janeiro: Contraponto, 1996.

CARUSO, F.; OGURI, V. A eterna busca do indivisível: do átomo filosófico aos quarks e léptons. **Química Nova**, v. 20, n. 3, p. 324-334, 1997.

⁶ YANG, 1957.

HANSON, N. R. **Patrones de descubrimiento: investigación de las bases conceptuales de la ciencia**. Madrid: Alianza Editorial, 1985.

KUHN, T. S. **A estrutura das revoluções científicas**. São Paulo: Perspectiva, 2000.

PERKINS, D. The discovery of the pion in Bristol in 1947. CBPF, **Ciência e Sociedade**, v. 32, 1997.

POPPER, K. R. **Conjecturas e refutações**. Brasília: Editora Universidade de Brasília, 1982.

YANG, C. N. The law of parity conservation and other symmetry laws of physics (1957). **Nobel Lectures, Physics 1942-1962**, Elsevier Publishing Company, Amsterdam, 1964.

http://nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/1957/yang-lecture.pdf

Capítulo 1

Da formulação teórica à identificação do pósitron

1.1 Sobre métodos em física teórica

Na conferência que profere em 1968, na cidade de Trieste (Itália), sob o título “Métodos em física teórica”, Paul A. M. Dirac (1902-1984) distingue dois procedimentos principais na atividade de um físico teórico: ele pode trabalhar a partir da base experimental ou da base matemática disponível.

Em uma nova área de investigação, especialmente, o teórico deve manter um diálogo permanente com o experimental, para analisar e inserir os dados ‘em um esquema abrangente e satisfatório’. Assim, evita especulações pouco produtivas ou mesmo inconsequentes. Conforme Dirac¹:

Em qualquer parte da física em que se saiba muito pouco, somos obrigados a nos prender à base experimental, sob pena de mergulharmos em especulações extravagantes, que quase certamente estarão erradas. Não desejo condenar por completo a especulação. Ela pode ser divertida e indiretamente útil, mesmo que acabe por se mostrar errônea. Deveríamos manter sempre a mente aberta para novas idéias, e portanto não poderíamos nos opor por completo à especulação, mas é preciso tomar cuidado para não se deixar envolver demais por ela.

A construção do sistema periódico para os átomos ilustra a importância do trabalho experimental na estruturação de conhecimentos:

Inicialmente, apenas se coletavam fatos experimentais e buscava-se organizá-los. À medida que o sistema ia sendo construído, começou-se gradualmente a confiar nele, até que, por fim, quando ele estava quase completo, já se tinha suficiente confiança nele para poder prever que, onde havia uma lacuna, seria mais tarde descoberto um novo átomo, que a preencheria. Todas essas previsões se confirmaram.

Para Dirac, as novas partículas da física das altas energias constituem um outro exemplo. “Elas foram inseridas em um sistema em que temos tanta confiança que, ali onde se detecta uma lacuna, podemos prever que será encontrada uma partícula que a preencherá.” Aqui, Dirac se refere à classificação dos hádrons em multipletos, introduzida por Murray Gell-Mann (1929-) e Yuval Ne’eman (1925-2006) no início da década de sessenta (seção 5.1).

Quando, por outro lado, o físico teórico utiliza o procedimento matemático para desenvolver o seu trabalho, por considerar suficientes as bases de sua área de investigação, ele pode se envolver com dois grandes problemas: eliminar incongruências e unir teorias previamente dissociadas. Como exemplos do primeiro problema, Dirac menciona a introdução da corrente de deslocamento, por James K. Maxwell (1831-1879), e o quantum de radiação, por Max Planck (1858-1947), além da relatividade geral, formulada por Albert Einstein (1879-1955) para solucionar o problema da incompatibilidade entre a ação instantânea à distância da gravitação newtoniana e a velocidade limite da propagação de qualquer perturbação da relatividade especial.

¹ SALAM; HEISENBERG; DIRAC, 1993, p. 95-96

Já no que se refere ao segundo problema, em que pese as realizações da física no estabelecimento de grandes sínteses de corpos de conhecimento, como as promovidas por Newton e Maxwell, e, há poucos anos, da unificação da força nuclear fraca com o eletromagnetismo, Dirac mostra-se relutante quanto a novos e significativos êxitos de unificação. Em grande parte, a razão disso reside no insucesso de Einstein em unificar a gravitação e o eletromagnetismo, isto é, em demonstrar que também o eletromagnetismo está associado a uma propriedade *geométrica* do espaço-tempo. “Parece que uma tentativa direta de unificar teorias desvinculadas, em que não há nenhuma incongruência definida a partir da qual trabalhar, é em geral excessivamente difícil e, quando o sucesso é finalmente alcançado, ele sobrevém por via indireta.”

Segundo Dirac, a formulação da mecânica quântica em sua forma ondulatória, por Ervin Schrödinger (1887-1961), ilustra o procedimento matemático; e em sua forma de matrizes, por Werner Heisenberg (1901-1976), o procedimento experimental.

De fato, o problema de Heisenberg, no verão europeu de 1925, era o de entender que fórmulas permitiriam expressar as intensidades das linhas espectrais do hidrogênio. A teoria que Heisenberg desenvolve, com base na informação experimental disponível, acumulada nos laboratórios de espectroscopia, preserva a idéia dos saltos quânticos da teoria de Bohr. Contudo, para Heisenberg “os físicos deviam considerar apenas grandezas observáveis ao tentar solucionar o quebra-cabeça atômico”². Ignorando o problema das órbitas dos elétrons no átomo, ele considera as frequências e amplitudes associadas às intensidades das linhas como substitutos adequados.

Não podemos observar as órbitas dos elétrons no átomo, mas a radiação que um átomo emite durante as descargas permite-nos deduzir as frequências de oscilação de seus elétrons e as amplitudes correspondentes... Ora, como uma boa teoria deve basear-se em grandezas diretamente observáveis, achei mais apropriado restringir-me a estas, tratando-as, por assim dizer, como representantes das órbitas dos elétrons.³

Toledo Piza⁴ faz uma síntese das linhas gerais desse trabalho:

As energias associadas às órbitas estavam de início bem qualificadas, pois se manifestavam diretamente através das frequências que satisfaziam as fórmulas empíricas das séries, mas o mesmo não era válido ‘para as próprias órbitas’, tampouco para todas as idéias clássicas que entravam na sua construção, como posições e velocidades do elétron em cada instante etc. Portanto, em vez de saltos entre duas órbitas possíveis, seria mais apropriado pensar em saltos entre dois dos valores possíveis para a energia...

O outro conjunto importante de observáveis era o constituído pelas *intensidades* associadas às diferentes frequências. Na teoria clássica, a intensidade é proporcional ao quadrado

² HEISENBERG, 1996, p. 75.

³ Id, p. 78.

⁴ TOLEDO PIZA, 2003, p. 91-95.

do raio da órbita.

Heisenberg supôs então que fosse possível manter, na teoria quântica, a mesma forma para o cálculo das intensidades, substituindo porém o raio da órbita por uma nova ‘distância’ diretamente relacionada com a intensidade que estivesse sendo calculada. Como a intensidade associada a uma dada frequência tem a ver com as duas energias envolvidas no salto, Heisenberg decidiu introduzir um conjunto de *distâncias dependentes de duas energias*, cujo quadrado serviria para determinar as intensidades associadas às diferentes frequências. Essas distâncias não deviam ser pensadas, portanto, como raios de órbitas, e nem mesmo como combinações dos valores dos raios de duas órbitas, mas simplesmente como ‘objetos novos’, tipo distância, os quais determinam as intensidades.

É, enfim, o ajuste desses dados a um esquema de matrizes (concebido como uma coleção de energias E_n e de distâncias $r_{E_n E_m}$) que conduz Heisenberg a uma original e eficiente descrição do átomo. Na última seção deste capítulo, faz-se uma revisita a Heisenberg, sobre a sua reformulação do papel desempenhado por grandezas observáveis em uma teoria científica.

Para Schrödinger, a base de uma nova mecânica não pode prescindir das ondas de matéria de Louis De Broglie (1892-1987). É, portanto, teórica e não experimental. De algum modo, as frequências espectrais devem resultar de uma equação de onda, como as que fixam as frequências de sistemas mecânicos oscilantes. A equação de Schrödinger emerge de um trabalho com essa orientação.



Fig. 1.1 - Dirac, Schrödinger e Heisenberg

A mecânica quântica é a teoria que se aplica aos fenômenos atômicos em qualquer escala, isto é, dos elétrons de um átomo que se ligam a elétrons de outros átomos e constituem as moléculas, às partículas e subpartículas que compõem o núcleo atômico. As divergências quanto ao papel da medida e do observador no acesso à realidade física trazem à discussão importantes questões epistemológicas, é certo, mas, independentemente das correntes filosóficas envolvidas, há consenso na confiança dos resultados da teoria, e isso, para muitos e para o desenvolvimento da física, é o que importa.

A aplicação da teoria não relativística de Schrödinger ao átomo de hidrogênio explicita os níveis de energia de forma elegante e ‘natural’, isto é, sem os pressupostos contraditórios do modelo de Bohr. Como um primeiro e novo passo na compreensão desse sistema físico, seus resultados, de fato, são notáveis.

Quando sobre o átomo de hidrogênio incide luz, à interação do elétron com o núcleo soma-se uma outra, correspondente a interação do elétron com o campo eletromagnético clássico da onda incidente. Excitado, o elétron passa para um outro nível de energia, se a perturbação externa não for suficiente para ionizar o átomo. Independentemente de qualquer influência externa, o elétron desexcita-se, voltando a um estado de energia mínima. Novamente, as soluções da equação de Schrödinger são corroboradas pelos resultados da espectroscopia.

Contudo, a equação de Schrödinger para esse problema não faz nenhuma menção explícita ao fóton, à quantização da radiação eletromagnética. Ao contrário, trata o campo eletromagnético (que interage com o elétron) em termos clássicos. Para Dirac, há aí uma inconsistência, ou incongruência.

De acordo com o eletromagnetismo clássico, uma onda eletromagnética é produzida pela oscilação de uma carga elétrica. No espectro contínuo de energia desse oscilador Heinrich Hertz (1857-1894) explora um dos seus segmentos, gerando e detectando ondas de rádio em 1888, essenciais para a comprovação da síntese maxwelliana, como se sabe.

Por outro lado, o entendimento do efeito fotoelétrico exige a quantização da energia do campo eletromagnético, como já demonstrara Einstein em seu trabalho “Sobre um ponto de vista heurístico a respeito da produção e transformação da luz”⁵.

As soluções da equação de Schrödinger para o oscilador harmônico mostram que a energia desse sistema é quantizada. Dirac utiliza esse resultado para representar a quantização do campo através da vibração de osciladores harmônicos quânticos de frequências (e portanto de energias $h\nu$) apropriadas. Na descrição de Dirac, não há diferença física entre um espaço preenchido por um campo eletromagnético ou por um certo número de fótons.

Os níveis de energia de um oscilador harmônico quântico são

$$E_n = (n + 1/2)h\nu, \quad n = 0, 1, 2, 3, \dots \quad (1)$$

Conforme o princípio da incerteza de Heisenberg, não é possível a determinação simultânea do valor exato da posição e do momento linear do oscilador em nenhum de seus estados quânticos. Isso explica porque a energia mínima do oscilador é $h\nu/2$.

Esse resultado, na formulação de Dirac, tem uma consequência surpreendente, pois sendo n o número de fótons de energia $h\nu$ em uma dada região, mesmo quando o número desses fótons se reduzir a zero, ainda haverá uma energia nessa região. Novamente, um conceito clássico – o de vácuo – mostra as suas insuficiências quando é levado para o mundo quântico: “em um espaço

⁵ EINSTEIN, 1905, p. 202-222.

sem partículas, sem fótons, ou seja, no vácuo, há energia. Einstein tinha suprimido o éter e a sua onipresença em todo o espaço, ‘purificando o vazio’, mas agora, com a teoria quântica, o vácuo volta a estar ‘povoado’ ”⁶.

Assim, mesmo na descrição de um átomo isolado, não se pode abstrair o vácuo envolvente. “Segundo Dirac, a emissão espontânea aparece como uma emissão forçada pelas oscilações de nível zero do campo eletromagnético... Pela primeira vez a teoria quântica incorpora de forma explícita a criação de partículas, nesse caso os fótons.”⁷

1.2 Sobre a busca por uma mecânica quântica relativística em 1926

Quando Schrödinger publica a sua teoria não relativística da mecânica ondulatória no verão europeu de 1926, duas equações sintetizam a essência de seu trabalho: a equação geral

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2 + V\right)\Psi(\vec{r},t) = i\hbar\frac{\partial\Psi(\vec{r},t)}{\partial t} \quad (2)$$

e a equação de autovalores

$$\nabla^2\psi(\vec{r}) + \frac{2m}{\hbar^2}(E - V)\psi(\vec{r}) = 0, \quad (3)$$

para uma partícula de massa m , energia potencial V (independente do tempo), e energia E .

Considerando um elétron sujeito a um potencial ϕ , tem-se

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2 + e\phi\right)\Psi = i\hbar\frac{\partial\Psi}{\partial t} \quad (4)$$

e

$$\nabla^2\psi + \frac{2m}{\hbar^2}(E - e\phi)\psi = 0. \quad (5)$$

A extensão relativística de (4) e (5) são as equações

$$\nabla^2\Psi - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2\Psi}{\partial t^2} - \frac{2ie\phi}{\hbar c^2}\frac{\partial\Psi}{\partial t} + \frac{e^2}{\hbar^2 c^2}\left(\phi^2 - \frac{m_0^2 c^4}{e^2}\right)\Psi = 0 \quad (6)$$

e

$$\nabla^2\psi + \frac{1}{\hbar^2 c^2}[(E - e\phi)^2 - m_0^2 c^4]\psi = 0, \quad (7)$$

conhecidas como equações KG, em referência a Oscar Klein (1894-1977) e Walter Gordon (1893-1939). E é a energia relativística total e m_0 a massa de repouso da partícula.

As equações (6) e (7) não são as mais gerais, pois não incluem o movimento do elétron em um campo magnético externo. Todavia, quando isso era levado em conta, para o átomo de

⁶ VARELA, 2004, p. 142.

⁷ Id, p. 143.

hidrogênio, não havia acordo entre as energias relativas a estrutura fina do espectro desse elemento e os dados experimentais.

H. Kragh⁸ discute a situação da mecânica quântica relativística em 1926, em particular, as potencialidades e limitações da equação de Klein-Gordon para um elétron em um campo eletromagnético,

$$\nabla^2\Psi - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2\Psi}{\partial t^2} - \frac{2ie}{\hbar c}\left(\frac{\phi}{c}\frac{\partial\Psi}{\partial t} + \vec{A}\cdot\nabla\phi\right) + \frac{e^2}{\hbar^2 c^2}\left(\phi^2 - A^2 - \frac{m_0^2 c^4}{e^2}\right)\Psi = 0, \quad (8)$$

obtida simultânea e independentemente por vários cientistas (inclusive por Schrödinger, ainda em 1926) e aplicada a diversos sistemas físicos. De particular interesse, na época, era a interpretação do campo escalar relativístico Ψ .

Apesar da teoria KG ser considerada uma generalização natural da teoria de Schrödinger, ela enfrentava resistências pelos partidários da mecânica das matrizes. Uma alternativa, seguida por físicos como Wolfgang Pauli (1900-1958), Heisenberg e Ernst Jordan (1902-1980), era a de incluir efeitos relativísticos como perturbações na equação clássica.

Em seu importante trabalho sobre o espectro do hidrogênio, Pauli deduziu os termos de Balmer a partir da mecânica de Göttingen e tentou incluir uma correção relativística de primeira ordem para também explicar a estrutura fina; mas, como ele admitiu, dificuldades matemáticas no cálculo da média no tempo de r^{-2} impediram-lhe de levar adiante o seu intento. Pauli, que no inverno de 1925-26 era ainda hostil a idéia do spin⁹, desejava resolver o problema da estrutura fina através de um desenvolvimento puramente relativístico da mecânica quântica, sem qualquer suposição inicial sobre elétrons girantes. Entretanto, ele percebeu que uma hipótese combinando relatividade e spin talvez pudesse resolver o problema da estrutura fina.¹⁰

Considerando o spin e a relatividade como dois termos de perturbação adicionados a hamiltoniana usual, Heisenberg e Pascual Jordan (1902-1980) obtiveram a fórmula da estrutura fina de Arnold Sommerfeld (1868-1951), embora apenas como uma aproximação de primeira ordem.

Evidentemente, a matéria é complexa e sua abordagem foge ao escopo do presente capítulo. Nesse sentido, recorre-se a Cragh para uma síntese da situação da mecânica quântica com relação a relatividade, em 1926:

Por um lado, a teoria KG era uma possível solução para o problema. Sendo uma teoria quântica genuinamente relativística, ela falhava em dar uma resposta satisfatória para os dupletos, e parecia difícil reconciliá-la com o esquema geral da mecânica quântica. Por outro lado, a abordagem de Heisenberg-

⁸ KRAGH, 1981; KRAGH, 1984.

⁹ A hipótese do spin foi introduzida por Samuel Goudsmit e Uhlenbeck, para explicar o problema dos dupletos e outras anomalias, expostas pela espectroscopia.

¹⁰ KRAGH, 1981.

Jordan explicava o problema dos dupletos e estava, naturalmente, de acordo com a mecânica quântica. Porém, não sendo uma teoria genuinamente relativística, era vista apenas como uma resposta provisória.¹¹

Muitos cientistas, entre eles, Klein, Vladimir Fock (1898-1974), Louis de Broglie, Fritz London (1900-1954), Léon Rosenfeld (1904-1974) e Norbert Wiener (1894-1964) envolveram-se em um ambicioso programa de pesquisa com o objetivo de criar uma teoria abrangente, unificadora, a partir da mecânica quântica, da relatividade geral e do eletromagnetismo. O caminho escolhido por Paul Dirac na busca de uma mecânica quântica compatível com a relatividade foi diferente. Ele não era sensível a atacar todos os problemas da física de uma só vez. Com a sua teoria do elétron, no âmbito da relatividade especial, e o prenúncio da antimatéria, Dirac descortina novos caminhos para a física.

1.3 A equação de Dirac para o elétron livre

Em 1921, Dirac concluiu a sua graduação como engenheiro elétrico na Universidade de Bristol (Inglaterra). Segundo Abraham Pais¹², quarenta anos depois ele lembraria como essa formação foi importante para o seu trabalho subsequente em física. No começo de seus estudos, ele se interessava apenas por equações exatas. Paulatinamente começou a perceber que teorias baseadas em aproximações também podiam reunir um considerável grau de beleza. Esse fato foi tão determinante que Dirac considera que sem o treinamento na engenharia ele não teria tido qualquer sucesso no trabalho que faria depois, como físico teórico.

Em seu estudo sobre a gênese da teoria relativística de Dirac, Kragh¹³ também destaca esse dado epistemológico importante, e complementa:

Dirac era realmente um físico matemático e sempre teve uma forte inclinação para abordagens matemático-dedutivas. Ele frequentemente expressava sua alta confiança no valor da consistência interna e da beleza matemática nas teorias físicas, a expensas da abordagem empírico-indutivista. “... é mais importante constatar a beleza nas equações do que o seu ajuste à experiência. ... se tivermos trabalhando na perspectiva da beleza de nossas equações, e se tivermos um *insight* seguro, poderemos ter confiança de estarmos em uma linha segura de progresso.”

Na criação da sua teoria de 1928, Dirac exercita com sucesso os seus pressupostos teóricos e epistemológicos: sem dúvida, há vários problemas na física (as insuficiências do formalismo KG, a formulação relativística insatisfatória da mecânica das matrizes etc.), mas a abordagem dos mesmos deve ser parcial, específica, em partes; uma mecânica quântica incompatível com a relatividade é apenas uma teoria provisória.

¹¹ Id.

¹² PAIS; JACOB; OLIVE; ATIYAH, 2003, p. 3.

¹³ KRAGH, 1981.

As primeiras tentativas de compreensão do spin nos quadros da mecânica quântica foram desenvolvidas, independentemente, por Wolfgang Pauli e Charles Galton Darwin (1887-1962) em 1927. As notas de aula que Dirac escreve neste ano demonstram a sua familiaridade com essas teorias, e admiração pela abordagem de Pauli:

[O método de Pauli] consiste em abandonar, desde o começo, qualquer vínculo com a física clássica. Não tenta assumir na mecânica quântica o tratamento clássico de algum modelo, que incorpora os fatos empíricos, mas sim assumir os fatos empíricos diretamente a partir da teoria quântica. O método fornece um belo exemplo da teoria quântica geral e mostra que essa teoria não é mais completamente dependente de analogias com a física clássica; ela pode se sustentar por seus próprios pés.¹⁴

Dirac trata da teoria do spin procedendo a uma investigação do átomo de hidrogênio, que inclui o magnetismo e efeitos relativísticos de primeira ordem.

Conforme Kragh, em 1927 o espectro do hidrogênio não era mais visto como um problema crucial para a física, no sentido de requerer o desenvolvimento de uma nova mecânica quântica relativística. Depois da incorporação do spin na mecânica quântica, a estrutura fina podia ser explicada de duas formas: pela teoria de Pauli-Darwin, ou pela introdução extra de um número quântico semi-inteiro, de momento angular, na equação KG.

Quando Dirac publica a teoria relativística do elétron, em 1928, vários cientistas destacaram a importância do trabalho de Pauli na gênese dessa teoria. Afinal, com originalidade, Pauli havia considerado a função de onda de Schrödinger para o elétron com duas componentes, uma relativa as coordenadas espaciais e outra dependente das coordenadas de spin. Essa era uma descontinuidade relevante no pensamento vigente. O aparecimento de uma função de onda com quatro componentes, na teoria de Dirac, não envolveria, em princípio, algo tão radical. Trabalhando no âmbito da abordagem de Heisenberg-Jordan, Pauli havia estabelecido um conjunto de matrizes 2×2 – conhecidas como matrizes de Pauli. Na teoria de Dirac, as matrizes eram 4×4 . No entanto, os objetivos, e o modo de ver e de fazer ciência, de Dirac, não autoriza esta ligação tão estreita entre os dois trabalhos.

Seguindo a sua filosofia geral da ciência, Dirac almejava encontrar sua teoria a partir de princípios gerais ao invés de se voltar para qualquer modelo particular do elétron. Diferentemente de Pauli, Darwin e Schrödinger, que consideravam que os problemas que envolviam a integração do spin com a relatividade poderiam ser resolvidos com modelos mais sofisticados do elétron, Dirac não estava absolutamente interessado em elaborar modelos.

Conforme Dirac, “eu não estava interessado em trazer o spin do elétron para uma equação de onda, não considerei absolutamente esta questão e não fiz uso do trabalho de Pauli”¹⁵.

¹⁴ DIRAC apud KRAGH, 1981.

¹⁵ Id.

Na teoria que desenvolve para o elétron livre, Dirac considera inicialmente a relatividade einsteiniana para relacionar a energia, o momento e a massa de repouso do elétron. Assim,

$$E^2 = p^2 c^2 + (m_0 c^2)^2. \quad (9)$$

Substituindo, como fez Schrödinger, o momento e a energia, respectivamente, pelos operadores $-i\hbar\vec{\nabla}$ e $i\hbar\partial/\partial t$, e aplicando-se esse produto à função de onda, obtém a bem conhecida equação KG para o elétron livre (um caso particular de (8))

$$E_{op}^2 \Psi = [p_{op}^2 c^2 + (m_0 c^2)^2] \Psi, \quad (10)$$

$$-\hbar^2 \frac{\partial^2 \Psi}{\partial t^2} = [-\hbar^2 c^2 \nabla^2 + (m_0 c^2)^2] \Psi, \quad (11)$$

$$\nabla^2 \Psi - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial t^2} = \frac{m_0^2 c^2}{\hbar^2} \Psi. \quad (12)$$

Contudo, para Dirac, a equação de onda da mecânica quântica relativística não pode ser de segunda ordem em relação ao tempo. Afinal, na relatividade, o tempo tem o mesmo *status* físico de uma coordenada espacial.

Por outro lado, não há avanços no problema se for admitido apenas o sinal positivo da energia em (9) e ela for escrita como

$$i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} = c \sqrt{p_1^2 + p_2^2 + p_3^2 + m_0^2 c^2} \Psi, \quad (13)$$

sendo p_j as componentes do momento, pois, a parte as dificuldades matemáticas, fica evidente a assimetria entre o momento e a energia. Talvez, como conjectura Dirac, se a raiz quadrada pudesse ser expressa em uma forma linear em p_1, p_2 e p_3 , as coisas pudessem mudar. “Mas como a raiz quadrada de quatro quantidades poderia ser linearizada? A notável e simples idéia de linearização, derivada a partir de uma aplicação consistente dos princípios gerais da relatividade e da teoria quântica, foi o ponto crucial.”¹⁶

Parece inegável que, indiretamente, ao menos, o trabalho de Pauli teve influência na trajetória de estudos que vai levar Dirac a equação relativística para o elétron livre. Uma possível resposta à linearização pretendida por Dirac poderia envolver a identidade

$$|\vec{p}| = \sqrt{p_1^2 + p_2^2 + p_3^2} = \sigma_1 p_1 + \sigma_2 p_2 + \sigma_3 p_3, \quad (14)$$

na qual σ_1, σ_2 e σ_3 são as matrizes de Pauli. Por certo, o termo relativo a energia de repouso do elétron mostra que ela não é suficiente. Assim, uma relação mais geral deveria incluí-la, podendo ser escrita como

¹⁶ Id.

$$\sqrt{p_1^2 + p_2^2 + p_3^2 + (m_0 c)^2} = \alpha_1 p_1 + \alpha_2 p_2 + \alpha_3 p_3 + \alpha_4 m_0 c. \quad (15)$$

Com a linearização da relação (13),

$$i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} = c(\alpha_1 p_1 + \alpha_2 p_2 + \alpha_3 p_3 + \alpha_4 m_0 c) \Psi, \quad (16)$$

$$E\Psi = (c\vec{\alpha} \cdot \vec{p} + \alpha_4 m_0 c^2) \Psi, \quad (17)$$

resta determinar os coeficientes α_j .

Aplicando o operador energia à relação (17), segue que

$$\begin{aligned} E^2 \Psi &= (c\vec{\alpha} \cdot \vec{p} + \alpha_4 m_0 c^2) E \Psi, \\ E^2 \Psi &= (c\vec{\alpha} \cdot \vec{p} + \alpha_4 m_0 c^2)^2 \Psi. \end{aligned} \quad (18)$$

A ‘equivalência’ das equações (10) e (18) requer

$$(c\vec{\alpha} \cdot \vec{p} + \alpha_4 m_0 c^2)^2 = p^2 c^2 + (m_0 c^2)^2, \quad (19)$$

e que sejam satisfeitas as seguintes relações:

$$\alpha_\mu \alpha_\nu + \alpha_\nu \alpha_\mu = 0 \quad (\mu \neq \nu); \quad \mu, \nu = 1, 2, 3, 4, \quad (20)$$

$$\alpha_\mu^2 = 1. \quad (21)$$

Essas condições são preenchidas pelas matrizes de Pauli:

$$\sigma_i \sigma_k + \sigma_k \sigma_i = 0 \quad (i \neq k); \quad i, k = 1, 2, 3, \quad (22)$$

$$\sigma_i^2 = 1. \quad (23)$$

Conforme Cragh, é natural que Dirac tenha considerado $\alpha_i = \sigma_i$ e procurado por alguma matriz 2 x 2 para α_4 ; mas ele não logrou êxito nesse intento. “Repentinamente, percebi que não era preciso ficar restrito a quantidades que pudessem ser representadas por matrizes com duas colunas e duas linhas. Por que não tentar quatro linhas e colunas?”, diz Dirac. “Essa idéia resolveu o problema da linearização de (15), e a forma explícita das matrizes α foi encontrada.”¹⁷

Portanto, a função de onda associada ao elétron livre tem quatro componentes, sendo representada por uma matriz 4 x 1:

$$\Psi = \begin{bmatrix} \Psi_1 \\ \Psi_2 \\ \Psi_3 \\ \Psi_4 \end{bmatrix}. \quad (24)$$

¹⁷ Id.

A densidade de probabilidade é

$$\rho = \Psi^t \Psi, \quad (25)$$

na qual Ψ^t é a conjugada transposta de Ψ . Desse modo,

$$\rho = \left[|\Psi_1|^2 + |\Psi_2|^2 + |\Psi_3|^2 + |\Psi_4|^2 \right] \geq 0. \quad (26)$$

Das quatro soluções independentes da equação de Dirac, duas delas, correspondentes ao valor positivo da energia na relação (9), podem ser interpretadas como descrevendo partículas com carga elétrica $-e$, spin $1/2$ e projeções $m_s = +1/2$ ou $m_s = -1/2$, e momento dipolar magnético de um magnetón de Bohr. As soluções relativas a energia negativa descrevem, fisicamente, partículas com propriedades dinâmicas equivalentes, mas propriedades elétricas e magnéticas opostas.¹⁸

Na Conferência Nobel proferida em 1933, Dirac discute as soluções de energia negativa de sua equação. Antes, porém, ele esclarece as orientações gerais de seu trabalho. Segundo Dirac, quando se submete a mecânica quântica a considerações relativísticas, impõe-se restrições as propriedades das partículas estudadas. Essas propriedades podem ser deduzidas de considerações puramente teóricas, baseadas em princípios físicos gerais.

Efetivamente, Dirac *deduz* de sua teoria que os coeficientes α_j conferem ao elétron o spin $1/2$ e um momento magnético de um magneton de Bohr. A obtenção do spin do elétron, sem imposições prévias, sem hipóteses *ad-hoc*, é por si só um fato extraordinário. Entretanto, sempre se espera mais de uma formulação teórica impactante, além da retrodição de conhecimentos (ou seja, em obter ou explicar de uma ‘nova’ maneira o que já se sabe). A teoria de Dirac prevê a existência de uma nova partícula (o pósitron), e isso é notável.

De acordo com a relação

$$E = \pm \sqrt{p^2 c^2 + (m_0 c^2)^2}, \quad (27)$$

não há valores possíveis para a energia do elétron no intervalo compreendido entre $-m_0 c^2$ e $+m_0 c^2$. Isto é, $-m_0 c^2 > E > +m_0 c^2$. Como as relações quânticas (10) e (18) preservam esse resultado, ao se medir a energia do elétron pode-se encontrar tanto valores positivos como valores negativos. Enquanto os primeiros correspondem a movimentos usuais, os últimos, de energias negativas, devem estar ligados a movimentos bastante peculiares, pois quanto maior é o momento linear do elétron menor é a sua energia. Conforme Dirac¹⁹:

Poderíamos em princípio admitir, como uma nova suposição da teoria, que apenas um dos dois tipos de movimento ocorre na prática. Mas isso suscita uma dificuldade, pois encontramos a partir da teoria que se

¹⁸ KOO, 1999, p. 116.

¹⁹ DIRAC, 1933.

perturbarmos o elétron podemos causar uma transição de um estado de movimento de energia positiva para um de energia negativa, de modo que, mesmo que considerássemos inicialmente todos os elétrons do mundo com estados de energia positiva, depois de um certo tempo alguns deles estariam em estados de energia negativa.

Permitindo a existência de estados de energia negativa, a teoria contempla algo que não parece corresponder a qualquer coisa conhecida experimentalmente, mas que não podemos simplesmente rejeitar por uma nova suposição. Devemos encontrar algum significado para esses estados.

Uma análise do comportamento desses estados em um campo eletromagnético mostra que eles correspondem ao movimento de um elétron com uma carga positiva ao invés do conhecido, de carga negativa – o que os experimentalistas agora chamam de pósitron. Poderíamos então assumir que elétrons em estados de energia negativa são na verdade pósitrons, mas isso não é satisfatório porque os pósitrons observados certamente não possuem energias negativas. Entretanto, podemos estabelecer uma conexão entre elétrons em estados de energia negativa e pósitrons de uma maneira mais indireta.

Para tal, usamos o princípio da exclusão de Pauli, que estabelece que pode haver apenas um elétron em um dado estado de movimento. A seguir, fazemos as suposições de que, no mundo que conhecemos, aproximadamente todos os estados de energia negativa para os elétrons estão ocupados, com um elétron em cada estado, e que o preenchimento uniforme de todos os estados de energia negativa não pode ser observado por nós. Além disso, *qualquer estado de energia negativa não ocupado, sendo um afastamento da uniformidade, é observável e é precisamente um pósitron.*

Um estado de energia negativa não ocupado, ou buraco, como o podemos chamar, por simplicidade, terá uma energia positiva, pois é um lugar onde há uma escassez de energia negativa. Um buraco é, de fato, semelhante a uma partícula ordinária, e a sua identificação com o pósitron parece ser a maneira mais razoável de superar a dificuldade do aparecimento de energias negativas em nossas equações. Segundo essa visão, o pósitron é apenas uma imagem-espelho do elétron, tendo exatamente a mesma massa e carga oposta. Isso já tem sido mais ou menos confirmado pela experiência. O pósitron deve ter propriedades de spin similares as do elétron, mas isso ainda não foi confirmado por experimentos.

A partir da nossa descrição teórica, devemos esperar que um elétron ordinário, com energia positiva, seja capaz de cair em um buraco e preencher esse buraco, liberando energia na forma de uma radiação eletromagnética. Isso implicaria em um processo no qual um elétron e um pósitron aniquilariam um ao outro. O processo inverso, ou seja, a criação de um elétron e um pósitron a partir de radiação eletromagnética, também deve ocorrer. Tais processos parecem ter sido encontrados experimentalmente, e no presente vêm sendo objeto de investigações experimentais mais acuradas.

Dirac conclui afirmando que a sua teoria dos elétrons e dos pósitrons é auto-consistente, e que não contraria fatos experimentais conhecidos. Certamente seria desejável que houvesse uma teoria semelhante para o próton, da qual possivelmente resultaria a previsão teórica de um próton

de carga negativa. Porém adverte que ainda não se conhece essa teoria, e que ela pode ser bem mais complexa do que a desenvolvida para o elétron.

Se, como se pensa, a simetria é algo realmente fundamental na natureza, então há boas razões para se acreditar na existência do próton de carga negativa. Entretanto, como a massa do próton é muito maior do que a do elétron, as energias necessárias para a produção e detecção dessa nova partícula seriam bastante elevadas.

Se aceitarmos a visão de completa simetria entre cargas elétricas positivas e negativas no que concerne as leis fundamentais da Natureza, devemos considerar como mero acidente que a Terra (e presumivelmente todo o sistema solar) contém uma preponderância de elétrons negativos e prótons positivos. É bem possível que para algumas das estrelas ocorre o oposto, sendo estas estrelas constituídas principalmente por pósitrons e prótons negativos.

1.4 Raios cósmicos

Theodor Wulf (1868-1946) está entre os muitos cientistas que se interessaram pela radioatividade na primeira década do século XX, e pela propriedade das substâncias radioativas de ionizar gases.

Estudos pioneiros realizados por H. Geitel e Charles T. R. Wilson (1869-1959), em 1900, haviam mostrado que, em determinadas condições, gases em recipientes fechados eram capazes de conduzir eletricidade; portanto, encontravam-se ionizados. Em princípio, podia-se considerar quatro possíveis hipóteses como a causa desse fenômeno: a) ionização espontânea do gás encerrado no recipiente; b) presença de substâncias radioativas no gás; c) radiação provinda das paredes do recipiente e d) radiação proveniente de fora do recipiente. As pesquisas acabaram evidenciando que uma radiação penetrante, associada a produtos radioativos no solo era a origem mais provável dessa ionização²⁰. E que essa radiação era a principal responsável pela ionização do ar próximo ao solo.

O eletrômetro, utilizado pelos Curies, era um instrumento sensível ao registro de correntes muito pequenas, advindas da ionização do ar por substâncias radioativas, e Wulf projetou e construiu um desses aparelhos. Em seus estudos, constatou que o eletrômetro registrava a ocorrência de partículas mesmo quando, aparentemente, não havia fontes radioativas em sua proximidade.

Para testar a hipótese de que o número de partículas detectadas pelo eletrômetro deveria diminuir com a altura, ele realizou medidas no alto da Torre Eiffel. Contudo, ao contrário do que esperava, o instrumento registrou um número de ocorrências maior do que quando situado à base da Torre.

²⁰ STRONG, 1908.

Naturalmente, a continuidade dessas investigações demandava medidas de radiação em alturas muito maiores. O uso de balões, cogitado por Wulf, foi posto em prática por Victor Hess (1883-1964) em 1912. Os eletrômetros levados por Hess em balões que atingiram alturas de mais de 5.000 metros mostraram que a ionização produzida nessas altitudes era várias vezes maior do que as que se verificavam no solo.

Em sua Conferência Nobel, proferida em 1936, Hess²¹ diz que os experimentos que realizou com balões evidenciavam que a causa da ionização produzida nos recipientes hermeticamente fechados era devida a incidência de uma radiação ainda desconhecida, mas de grande capacidade de penetração na atmosfera terrestre, capaz de ionizar, inclusive, o ar na superfície terrestre.

No eclipse solar ocorrido em 12 de abril de 1912, no qual a superfície do Sol ficou quase que inteiramente encoberta, Hess realizou medidas entre 2.000 e 3.000 metros, não constatando mudanças nas taxas de ionização já verificadas nessas altitudes. Assim, o Sol não poderia ser a fonte dessas radiações.

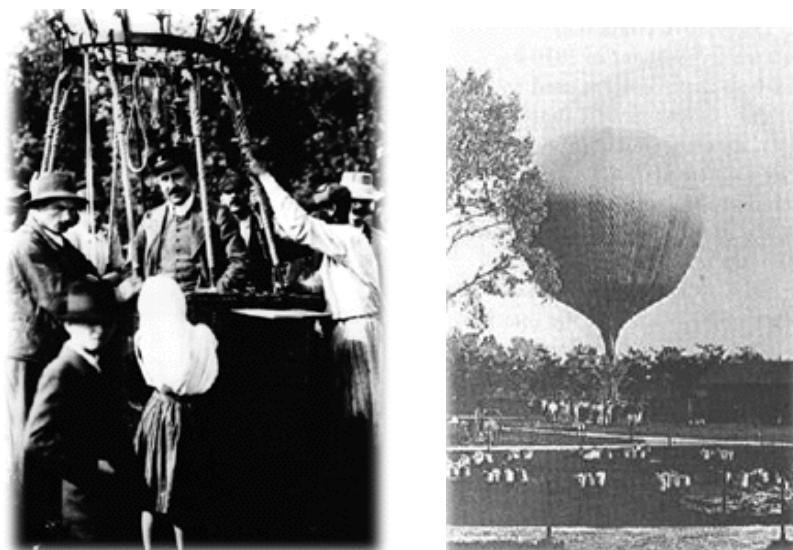


Fig. 1.2 - Victor Hess no balão que o levaria a vários quilômetros de altura.²²

O título da conferência Nobel de Hess é bastante sugestivo: “Unsolved problems in physics: tasks for the immediate future in cosmic rays studies”, pois ainda em 1936 não se conhecia a origem e a natureza desses raios. O termo raios cósmicos foi cunhado por Robert Millikan (1868-1953), que acreditava serem esses raios constituídos por fótons de grande energia; para Arthur Compton (1892-1962) eles eram partículas carregadas, pois podiam ser defletidos por campos magnéticos.²³

²¹ HESS, 1936.

²² <http://www.ast.leeds.ac.uk/haverah/cosrays.shtml>

²³ Como veio a se saber posteriormente, cerca de 90% dos raios cósmicos são prótons; 9% são partículas alfa e 1% elétrons.

Em que consistem os raios cósmicos antes de produzirem os fenômenos de radiação secundária na atmosfera terrestre? Segundo Hess, a resposta a essa pergunta demanda recursos técnicos e financeiros capazes de gerar dados a grandes altitudes, na estratosfera terrestre. Essa é uma condição necessária mas não suficiente, pois também é preciso estudar os chamados chuveiros de partículas, em diferentes altitudes, que geram conhecimentos sobre os efeitos desses raios através de processos de desintegração atômica.

A complexidade dessa área de investigação fica evidente quando se constata que os raios cósmicos desencadeiam reações capazes de atingir grandes profundidades na superfície terrestre. Sendo assim, deve-se igualmente investigar ocorrências produzidas por esses raios tanto em minas profundas quanto em dispositivos capazes de suportar pressões no interior de grandes volumes de água, de várias centenas de metros de extensão.

As ‘recomendações’ de Hess não esgotam o assunto. A descoberta do pósitron por Carl Anderson em 1933 (que divide o Nobel de Física com Hess) ressalta a importância da linha de investigação conduzida em câmaras de nuvens de Wilson, sob intensos campos magnéticos.

1.5 A descoberta ‘acidental’ do pósitron

A descoberta do pósitron não foi uma decorrência da sua previsão teórica por Dirac. Segundo Carl D. Anderson (1905-1991), seu descobridor, ela foi inteiramente acidental.²⁴

As possibilidades abertas pelos estudos pioneiros de D. V. Skobelzyn (1892-1990), que em 1927 publicou registros fotográficos de trajetórias de raios cósmicos, levaram Anderson e Millikan em 1930 a projetarem um dispositivo para medir o espectro de energia dos elétrons secundários produzidos pela incidência de raios cósmicos na atmosfera terrestre e em outros materiais. Na época, acreditava-se que a radiação cósmica era constituída, principalmente, por fótons extremamente energéticos, e que a base para o cálculo teórico das energias desses elétrons era o efeito Compton.

O produto do trabalho desses cientistas foi uma câmara de nuvens, de 17 x 17 x 3 cm. Operando sob um intenso campo magnético (de até 24.000 gauss), ela propiciava o registro e medidas dos traços deixados por partículas carregadas de altas energias (de alguns bilhões de elétron-volts).

Os primeiros resultados evidenciaram que o efeito Compton não apresentava um papel importante na absorção da radiação cósmica e que talvez um novo processo, de origem nuclear, estivesse em curso. De fato, constatou-se inicialmente que cerca da metade das partículas encontradas eram elétrons e que aproximadamente a outra metade eram partículas portadoras de carga positiva e unitária, como a dos elétrons. A hipótese de serem prótons resultantes de

²⁴ ANDERSON, 1961.

desintegrações fóton-nucleares, por certo, era a mais natural, pois até então o próton era a partícula de menor carga positiva conhecida.

Não obstante, à medida que os dados foram se acumulando, começou a ficar claro para Anderson que as partículas de carga positiva apresentavam massas muito menores do que a do próton; semelhantes, na verdade, a do elétron. Efetivamente, se essas partículas fossem prótons, a ionização produzida por elas deveria ser muito maior do que as ionizações causadas pelos elétrons. Contudo, as ionizações geradas pelas cargas positivas e negativas não diferiam significativamente uma da outra.

A partir desses estudos, foram então cogitadas duas hipóteses: ou o que se observava eram elétrons movendo-se ‘para cima’ na câmara de nuvens, ou partículas leves, de carga positiva, movendo-se ‘para baixo’, e ainda não conhecidas pela ciência. Porém, entre Anderson e Millikan, não havia consenso:

À guisa do espírito do conservadorismo científico, tendemos a princípio para a primeira interpretação, isto é, a de que essas partículas eram elétrons negativos se movimentando para cima. Isso conduziu a freqüentes e por vezes acaloradas discussões entre o Professor Millikan e eu, pois ele repetidamente salientava que todos sabem que partículas de raios cósmicos se movem para baixo, e não para cima, exceto em casos extremamente raros, e que portanto essas partículas deveriam ser prótons se movendo para baixo. Não obstante, esse ponto de vista era muito difícil de aceitar, porque em praticamente todos os casos a ionização específica dessas partículas era muito pequena se comparada a de um corpúsculo com a massa do próton.²⁵

Para dirimir as divergências com Millikan, Anderson fez uma modificação importante no dispositivo experimental, introduzindo uma placa horizontal de chumbo de 6 mm no centro da câmara de nuvens e procedendo à análise dos traços deixados pelas partículas incidentes. Segundo Anderson, não foi muito tempo depois da introdução da placa que um belo exemplar de uma partícula leve, de baixa velocidade e de carga positiva, foi observado atravessando a placa de chumbo, movendo-se para cima (Fig. 1.3).

A força sobre uma partícula de carga q , movendo-se com velocidade \vec{v} e um campo magnético \vec{B} é a força de Lorentz,

$$\vec{F} = q \vec{v} \times \vec{B}. \quad (28)$$

Na experiência de Anderson, a velocidade da partícula (que se move ‘para cima’) é perpendicular ao campo magnético aplicado. Assim, a força de Lorentz é a força centrípeta,

$$qvB = \frac{mv^2}{r}. \quad (29)$$

²⁵ Id.

Sendo a curvatura definida como o inverso do raio da curva, ela é inversamente proporcional tanto à massa quanto a velocidade da partícula,

$$\text{curvatura} = \frac{1}{r} = \frac{qB}{mv}. \quad (30)$$

Medidas de ionização e de curvatura mostraram, inequivocamente, tratar-se de uma partícula de massa muito menor do que a do próton; de fato, de massa inteiramente consistente com a do elétron

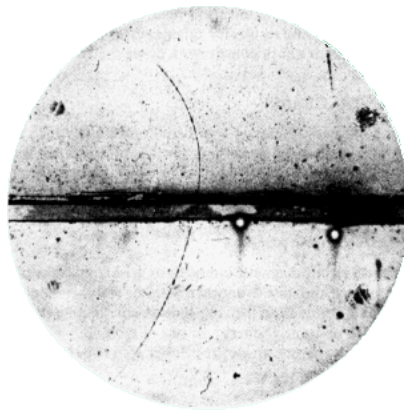


Fig. 1.3 - Fotografia da trajetória de um dos primeiros pósitrons observados por Anderson em uma câmara de nuvens com vapor d'água supersaturado. As diferentes curvaturas da trajetória do pósitron mostram que a sua velocidade é maior abaixo da placa de chumbo (onde o raio de curvatura é maior); por conseguinte, o pósitron se move de baixo para cima, perdendo energia ao atravessar a placa.²⁶

Conforme Anderson²⁷

Um próton que emergisse da placa de chumbo com aquela curvatura possuiria uma energia de 200.000 elétron-volts, e de acordo com dados experimentais previamente bem estabelecidos teria um alcance de apenas 5 mm, enquanto o alcance observado era maior do que 50 mm. A única conclusão possível parecia ser que a trajetória observada era realmente a de um elétron carregado positivamente.

Assim, “a despeito das insistentes advertências do Dr. Millikan de que partículas de raios cósmicos se movendo para cima eram raras, este foi de fato um exemplo de um desses eventos muito raros de partículas de raios cósmicos se movendo para cima”.²⁸

A identificação da nova partícula com a prevista por Dirac, em sua teoria, não inibe o questionamento, é claro, em particular, sobre a origem da energia dos pósitrons, que não podem ser ejetados do núcleo porque não há pósitrons no núcleo, ao que se saiba. “A idéia de que eles

²⁶ ANDERSON, 1933.

²⁷ ANDERSON, 1936

²⁸ ANDERSON, 1961.

eram criados a partir da própria radiação não me ocorreu no momento,” diz Anderson. “Foi apenas vários meses depois, quando Patrick Blackett (1897-1974) e Giuseppe Occhialini (1907-1993) sugeriram a hipótese do par-criação [em um artigo publicado em 1933] que essa pareceu ser a resposta óbvia para a produção de pósitrons na radiação cósmica”.²⁹

Anderson faz uma interessante apreciação sobre as dificuldades de aceitação de vários conceitos introduzidos por Dirac quando ele formula a sua teoria, e de como é importante a conjuntura do momento em que certas idéias se apresentam, que podem tanto facilitar quanto dificultar a sua disseminação.

Retrocedendo alguns anos, digamos, logo depois que a teoria de Dirac foi anunciada, é interessante especular sobre o que uma pessoa sagaz, trabalhando nesse campo, poderia ter feito. Caso estivesse trabalhando em qualquer laboratório bem equipado e aceito de imediato a teoria de Dirac, ele poderia ter descoberto o pósitron em uma única tarde. A razão para isso é que a teoria de Dirac poderia ter propiciado uma excelente orientação sobre como proceder para formar pares pósitron-elétron a partir de um feixe de fótons de raios gama. Mas isso não ocorreu de maneira tão direta e eficiente, conforme mostra a história, provavelmente porque a teoria de Dirac, apesar de seu sucesso, trazia consigo muitas idéias novas e aparentemente não físicas, como massa negativa, energia negativa, densidade de carga infinita etc. Seu caráter altamente esotérico não estava em sintonia com o pensamento científico dominante naquele momento. Além disso, elétrons positivos não eram necessários para explicar quaisquer outras observações. Claramente, o próton era a unidade fundamental de carga positiva e o elétron a de carga negativa. Esse tipo de pensamento impediu quase todos os experimentais de aceitar sem restrições a teoria de Dirac e de relacioná-la ao mundo físico real até que a existência do pósitron fosse estabelecida em bases experimentais.³⁰



Fig. 1.4 - Hess e Anderson, dividiram o Prêmio de Noble de Física de 1936, o primeiro “por sua descoberta da radiação cósmica” e o segundo “por sua descoberta do pósitron”.

²⁹ Id.

³⁰ Id.

1.6 Revisitando Heisenberg: o movimento de uma partícula em uma câmara de nuvem e o papel do observável em uma teoria científica

A trajetória de um elétron em uma câmara de nuvem apresentava-se para Heisenberg como um problema cuja representação matemática parecia oferecer obstáculos intransponíveis. A forma como ele percebe a solução dessa questão, em 1927, ilustra um processo típico de resolução de problema precedida de uma longa incubação. Uma conversa que teve com Einstein, sobre o papel desempenhado por grandezas observáveis em uma teoria física, propiciou a Heisenberg o *insight*, a chave para o equacionamento dessa situação.

Na primavera de 1926, Heisenberg proferiu uma palestra sobre a nova mecânica quântica na Universidade de Berlim. O assunto chamou a atenção de Einstein, um dos assistentes. Após a mesma, Einstein convidou Heisenberg para discutirem detalhes de algumas das idéias desenvolvidas no seminário, entre elas a recusa de Heisenberg em aceitar a existência das órbitas dos elétrons apesar dos rastros deixados por estas partículas em uma câmara de nuvem.

Referindo-se a esse posicionamento de Heisenberg, Einstein diz que gostaria de ouvir mais sobre as razões envolvidas na negativa dessas órbitas. Segundo Heisenberg, o diálogo estabeleceu-se, basicamente, nos seguintes termos:³¹

Não podemos observar as órbitas dos elétrons no átomo – devo ter respondido – mas a radiação que um átomo emite durante as descargas permite-nos deduzir as frequências de oscilação de seus elétrons e as amplitudes correspondentes. Afinal, até na física antiga os números de onda e amplitudes podiam ser considerados substitutos das órbitas dos elétrons. Ora, como uma boa teoria deve basear-se em grandezas diretamente observáveis, achei mais apropriado restringir-me a estas, tratando-as, por assim dizer, como representantes das órbitas dos elétrons.

Mas o senhor não acredita seriamente – protestou Einstein – que só as grandezas observáveis devem entrar em uma teoria física, não é?

Não foi precisamente isso que o senhor fez com a relatividade? – perguntei com certa surpresa. – Afinal, o senhor enfatizou que não se pode falar em tempo absoluto, simplesmente porque o tempo absoluto não é observável; que só as leituras dos relógios, seja no sistema de referência em movimento, seja no sistema em repouso, são importantes para a determinação do tempo.

É possível que eu tenha usado este tipo de raciocínio – admitiu Einstein –, mas ele é absurdo, de qualquer maneira. Talvez eu possa expressá-lo de forma mais diplomática, dizendo que é heurísticamente útil ter em mente o que de fato se observou. Mas em princípio, é um grande erro tentar fundamentar uma teoria apenas nas grandezas observáveis. Na realidade, dá-se exatamente o inverso. É a teoria que decide o que podemos observar.

É a teoria que decide o que observar... Essa afirmação de Einstein é de grande pertinência,

³¹ HEISENBERG, 1996, p. 78.

pois a filosofia da ciência dominante à época é o positivismo lógico, cuja base para a análise da ciência é o empirismo clássico e a lógica formal.³² Com ela, Einstein enfatiza que são os pressupostos teóricos do cientista que determinam o delineamento de qualquer situação experimental, que dão sentido as observações realizadas e possibilitam a interpretação dos resultados. Não há observação neutra. Todas as observações estão impregnadas de teorias.

Ao recordar, repentinamente, como ele mesmo diz, a conversa com Einstein, Heisenberg percebe que a solução do problema que tanto lhe intrigava estava em olhar para aquelas linhas de vapores condensados de uma nova maneira:

Sempre disséramos, com um fácil desembaraço, que a trajetória do elétron na câmara de nuvem podia ser observada. Mas o que realmente observávamos talvez fosse muito menos do que isso. Talvez víssemos apenas uma série de pontos distintos e mal definidos, pelos quais o elétron havia passado. Na verdade, tudo o que víamos na câmara de nuvem eram gotículas de água isoladas, elas mesmas muito maiores que o elétron. As perguntas corretas, portanto, seriam: pode a mecânica quântica representar o fato de que um elétron se encontra aproximadamente (ou seja, com uma certa imprecisão) num determinado lugar e se move aproximadamente (de novo, com uma certa imprecisão) com determinada velocidade? Podemos tornar estas aproximações tão estreitas que elas não provoquem dificuldades experimentais?... um breve cálculo mostrou que de fato era possível representar matematicamente essas situações, e que as aproximações eram regidas pelo que depois viria a ser chamado ‘princípio da incerteza’ da mecânica quântica: o produto das incertezas dos valores medidos da posição e do momento não pode ser inferior à constante de Planck, ou um ‘quantum’ de ação. Achei que essa formulação estabelecia a tão necessária ponte entre as observações da câmara de nuvem e a matemática da mecânica quântica.

1.7 Referências bibliográficas

ANDERSON, C. D. Early work on the positron and muon. **American Journal of Physics**, v. 29, n. 12, p. 825-830, 1961.

ANDERSON, C. D. The positive electron. **Physical Review**, v. 43, p. 491-494, 1933.

ANDERSON, C. D. The production and properties of positrons (1936). **Nobel Lectures, Physics 1922-1941**, Elsevier Publishing Company, Amsterdam, 1965.

http://nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/1936/anderson-lecture.pdf

³² Entre as teses defendidas pelo positivismo, pode-se destacar as seguintes (Silveira, 1991): a) as teorias físicas são sínteses indutivas dos dados da experiência. Elas não são livres criações da mente, mas descobertas em conjuntos de dados empíricos. b) As teorias físicas têm por objetivo “sistematizar a experiência humana e prever novas experiências”. c) As teorias que incluem elementos não observáveis não possuem significado físico. Os enunciados das ciências empíricas são baseados ou se referem à experiência sensível. Tudo o que não possa ser verificado, não tem sentido. d) “A física não diz respeito a uma realidade independente do observador, mas a experiência do mesmo.”

DIRAC, P. Theory of electrons and positrons (1933). **Nobel Lectures, Physics 1922-1941**, Elsevier Publishing Company, Amsterdam, 1965.

http://nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/1933/dirac-lecture.pdf

EINSTEIN, A. (1905) Sobre um ponto de vista heurístico a respeito da produção e transformação da luz. In: STACHEL, J. (org.) **O ano miraculoso de Einstein: cinco artigos que mudaram a face da física**. Rio de Janeiro: Editora UFRJ, 2001.

HEISENBERG, W. **A parte e o todo: encontros e conversas sobre física, filosofia, religião e política**. Rio de Janeiro: Contra-ponto, 1996.

HESS, V. Unsolved problems in physics: tasks for the immediate future in cosmic rays studies (1936). **Nobel Lectures, Physics 1922-1941**, Elsevier Publishing Company, Amsterdam, 1965.

http://nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/1936/hess-lecture.html

KOO, E. L. **El electrón centenario**. México: Fondo de Cultura Económica, Ciência/68, 1999.

KRAGH, H. Equation with the many fathers. The Klein-Gordon equation in 1926. **American Journal of Physics**, v. 52, n. 11, p. 1024-1032, 1984.

KRAGH, H. The genesis of Dirac's relativistic theory of electrons. **Archive for History of Exact Sciences**, v. 24, n. 31, p. 31-67, 1981.

PAIS, A; JACOB, M.; OLIVE, D. I.; ATIYAH, M. F. **Paul Dirac: the man and his work**. Cambridge: Cambridge University Press, 2003.

SALAM, A.; HEISENBERG, W.; DIRAC, P. A. M. **A unificação das forças fundamentais**. Rio de Janeiro: Jorge Zahar, 1993.

SILVEIRA, F. L. As interpretações da mecânica quântica. Conferência proferida no IX Simpósio Nacional de Ensino de Física. São Carlos, SP, 1991.

STRONG, W. W. Ionization in closed vessels. **Physical Review (Series I)**, v. 27, p. 39-60, 1908.

TOLEDO PIZA, A. F. R. **Schrödinger & Heisenberg: a física além do senso comum**. São Paulo: Odysseus, 2003.

VARELA, J. **O século dos quanta**. Brasília: Universidade de Brasília, 2004.

Capítulo 2

Da transmutação à fissão nuclear

2.1 Um velho sonho dos alquimistas: a transmutação induzida artificialmente

As descobertas do elétron, dos raios X e da radioatividade, nos últimos anos do século XIX, mostram que o átomo é, ainda, um grande enigma a ser decifrado. Desde então, e ao longo do século XX, na busca do entendimento das leis e dos fenômenos que regem o domínio do infinitamente pequeno, o núcleo atômico, proposto por Ernest Rutherford (1871-1937) em 1911, interpretando corretamente os resultados dos experimentos de Ernest Marsden (1889-1970) e de Hans W. Geiger (1882-1945), de espalhamento de partículas α por lâminas delgadas de ouro, vai evidenciar toda a riqueza e complexidade da sua estrutura. O pormenor do seu estudo retoma, mais uma vez, uma questão básica, originária dos primórdios da ciência grega, cujas respostas têm se mostrado sempre provisórias (mas também satisfatórias, nos períodos em que foram aceitas) ao longo da história do pensamento científico: quais são os constituintes fundamentais da matéria?

A neutralidade do átomo, em um modelo saturniano como o de Rutherford, exige que a carga do núcleo seja positiva e de módulo igual a da totalidade dos elétrons que o circundam. Mas se em geral esse sistema tem uma engenhosa solução por Niels Bohr (1885-1962), em 1913, o problema da estabilidade do núcleo ainda é uma questão em aberto, considerando que também ele tem uma estrutura.

O próton foi ‘descoberto’ oficialmente’ em 1919, mas já dava sinais de sua existência no fenômeno da eletrólise, estudada por Michael Faraday (1791-1867) em 1833 e nos experimentos de Eugen Goldstein (1850-1930) com os raios canais (ou raios positivos), em 1886. A atribuição de uma carga positiva a essas partículas, por Jean Perrin (1870-1942) em 1895, foi corroborada por Wilhelm Wien (1864-1928) em 1905 e por J. J. Thomson (1856-1940) em 1907. Contudo, a identificação dos raios positivos como uma partícula subatômica teve de esperar a formulação de um modelo atômico, como o de Rutherford-Bohr, e os estudos de Rutherford sobre a primeira desintegração artificial.

Em um artigo publicado no Philosophical Magazine em 1919, Rutherford realiza ‘o sonho dos alquimistas em uma forma mais atualizada’, como diz o físico Emílio Segrè (1905-1989), ao relatar o primeiro caso de uma transmutação induzida artificialmente.

Produzindo colisões de partículas alfa com átomos de nitrogênio, o nitrogênio se transforma. Da reação proveniente das intensas forças envolvidas resulta um isótopo do oxigênio ${}^8_{16}\text{O}$ e um núcleo do átomo de hidrogênio, isto é,



De acordo com Rutherford, “os resultados como um todo sugerem que se dispuséssemos de partículas alfa – ou de projéteis semelhantes – com energias ainda mais elevadas para a experimentação, certamente seríamos capazes de decompor a estrutura nuclear de muitos dos

átomos mais leves”¹.

No encontro da Academia Britânica para o Progresso da Ciência de 1920, Rutherford propõe o nome *próton* (que significa primeiro, em grego) para o núcleo do átomo de hidrogênio. Cinco anos depois, Patrick Blackett (1897-1974) consegue fotografar a trajetória de um próton em uma câmara de Wilson.²

Colisões de partículas alfa com novos núcleos leves, realizadas por Rutherford e outros cientistas, reforçavam a convicção de que o próton era (ao menos) um dos componentes do núcleo atômico, pois com frequência emergia como um dos produtos dessas reações.

Contudo, o núcleo atômico não pode ser constituído apenas por prótons, pois a força repulsiva coulombiana entre eles inviabilizaria a sua estabilidade física. Já em 1898 a incipiente física das radiações havia estabelecido que, além dos raios α , as substâncias radioativas também emitiam raios β , de grande penetração na matéria (ao contrário dos raios α). Dois anos depois, era conclusiva a identificação das partículas beta com o elétron, sendo essenciais para isso os trabalhos de Friedrich Giesel (1852-1927), que em 1899 evidenciaram que as partículas beta do rádio se defletiam como os raios catódicos em um campo magnético, e os de Henry Becquerel (1852-1908) em 1900, que mostraram que as partículas beta possuíam aproximadamente a mesma massa do elétron³. Havendo evidências de que do núcleo atômico emergiam prótons e elétrons, era natural admitir que havia essas partículas em sua estrutura (com exceção do hidrogênio, com um só próton).

A descoberta recente dos isótopos, primeiro entre as substâncias radioativas e logo em seguida entre núcleos estáveis, incluía mais uma peça importante no quebra-cabeça que se apresentava para a compreensão dos componentes do núcleo atômico. Por certo, as propriedades químicas dos elementos são determinadas pela sua estrutura eletrônica e, nesse sentido, é irrelevante saber se um elemento tem ou não isótopos. Mas a existência dos isótopos era mais um indício de que o núcleo não era formado apenas por prótons.

Em 1920 Rutherford apresentou à Royal Society a conjectura de uma nova partícula no núcleo. Ela seria constituída por um próton e por um elétron girante (algo como um átomo de hidrogênio em escala nuclear); portanto teria carga nula e massa muito próxima a do próton. A emissão de elétrons por essas partículas neutras originaria os raios β . Nessa perspectiva, o núcleo do nitrogênio, de massa atômica 14, seria constituído por um total de 14 prótons e sete elétrons (que neutralizariam a carga de sete prótons, pois o número atômico do nitrogênio é 7); o núcleo de hélio abrigaria quatro prótons e dois elétrons e assim por diante.

Contudo, esse modelo de prótons e elétrons no núcleo não foi corroborado pela experiência. Sendo par o número de partículas do núcleo de hélio, o seu spin inteiro não causava

¹ RUTHERFORD, 1919; SEGRÈ 1987, p. 113.

² BASSALO in CARUSO; SANTORO (orgs.), 2000, p. 83.

³ RUTHERFORD, 1908.

problemas. No entanto, a experiência atribuía um spin inteiro para o núcleo do nitrogênio, e não semi-inteiro conforme o modelo.

Devido ao princípio da incerteza de Heisenberg, o confinamento do elétron em uma região tão pequena como a de um núcleo atômico demandaria valores muito grandes para o momento do elétron. É claro, não se conheciam as forças necessárias para produzir barreiras de potencial capazes de limitar espacialmente uma partícula de energia cinética tão elevada.

Por outro lado, a desintegração de um núcleo radioativo A em outro B, com a emissão de um elétron, parecia violar a conservação da energia. Admitindo-se essa conservação, a energia do núcleo A (E_A) deve ser igual a soma das energias do núcleo B (E_B) e do elétron emitido (E_e), isto é,

$$E_A = E_B + E_e. \quad (2)$$

Considerando o núcleo A em repouso, a conservação do momento desse sistema exige que o núcleo B e o elétron se movimentem na mesma direção e que seus momentos tenham módulos iguais. Como a energia, o momentum e a massa de repouso de uma partícula relativística obedem a relação

$$E^2 = p^2 c^2 + (m_0 c^2)^2, \quad (3)$$

tem-se que

$$m_{oA} c^2 = \sqrt{p^2 c^2 + (m_{0B} c^2)^2} + \sqrt{p^2 c^2 + (m_{0e} c^2)^2}. \quad (4)$$

A determinação de p , única incógnita nessa última relação, atribui à energia do elétron um valor definido no processo de desintegração. Porém, experimentalmente, isso não se verificava.

Assumindo a validade irrestrita da conservação da energia nos processos nucleares, Wolfgang Pauli (1900-1958) postula em 1930 que o decaimento β envolvia a emissão de mais uma partícula pelo núcleo radioativo, além do elétron. Essa nova partícula, de carga nula (uma exigência da conservação da carga do sistema) e (quase) sem massa (e por isso de difícil detecção,) que tem spin $\frac{1}{2}$ e obedece ao princípio da exclusão, seria mais tarde chamada de neutrino, por Enrico Fermi (1901-1954). Ela foi detectada experimentalmente por Frederick Reines (1918-1998) e Clyde Cowan (1919-1974) em 1956, portanto, 26 anos após a sua proposição teórica.

Assim, na desintegração do trítio⁴ em um isótopo do hélio e em um elétron,



a energia prevista teoricamente para o elétron deveria ser da ordem de 17 keV. Experimentalmente, no entanto, encontrava-se que os valores observados para esta energia variavam de zero até 17 keV⁵. A hipótese do neutrino resolvia esse problema.

⁴ O trítio, descoberto em 1932 por Harold C. Urey (1893-1981), é um isótopo do hidrogênio. Seu núcleo contém 1 próton e dois nêutrons.

⁵ VARELA, 2004, p. 155.

2.2 A descoberta do nêutron

O neutrino de Pauli e Fermi, renomeado como neutrino do elétron, quando se demonstra a existência de outros neutrinos na física, é um dos componentes do decaimento de uma nova partícula existente no núcleo atômico – o nêutron – de carga nula e massa muito próxima a do próton, como havia sugerido Rutherford. Entretanto, não há nem prótons e nem elétrons nessa partícula.

A intuição de Rutherford, da existência de um novo elemento no núcleo atômico, começa a se materializar a partir dos experimentos realizados por Walter Bothe (1891-1957) e Herbert Becker, um de seus estudantes, em 1930. Ao bombardearem berílio com partículas α do polônio, eles observaram a existência de uma radiação neutra muito penetrante, que interpretaram como sendo raios γ . Com o lítio e o boro também se verificava esse fenômeno que intrigava os pesquisadores, pois os fótons produzidos apresentavam uma energia muito superior a dos raios γ provenientes de fontes radioativas.

Irene Joliot-Curie (1897-1956) e Frédéric Joliot-Curie (1900-1958) desenvolveram vários experimentos para investigar a radiação penetrante de Bothe. Utilizando partículas α de uma potente fonte de polônio, perceberam que essa radiação ejetava prótons de materiais ricos em hidrogênio, como a parafina. Aplicando a relação de Compton para a incidência de radiação γ sobre um próton, encontraram que o fóton de raio γ deveria ter uma energia de cerca de 50 Mev para ceder ao próton-alvo as energias observadas, de 4,7 Mev.



Fig. 2.1 - Irene e Frédéric Joliot-Curie no laboratório de física do Instituto do Rádio, na França, em 1935.

De acordo com Arthur Compton (1892-1962), a variação do comprimento de onda da radiação espalhada de um ângulo ϕ por uma partícula de massa m_0 é

$$\Delta\lambda = \frac{h}{m_0c} (1 - \cos\phi). \quad (6)$$

Admitindo que nesse processo a partícula-alvo adquira uma energia máxima, resulta

$$\Delta\lambda = \frac{2h}{m_0c}. \quad (7)$$

Como a energia transferida ao próton é pequena em comparação com a energia do fóton γ incidente, E_γ , tem-se

$$\begin{aligned} dE_\gamma &= h \, d\nu, \\ dE_\gamma &= -\frac{hc}{\lambda^2} d\lambda. \end{aligned} \quad (8)$$

De (7) em (8),

$$\begin{aligned} dE_\gamma &= -\frac{hc}{(c^2/\nu^2)} \frac{2h}{m_0c} = -\frac{2h^2\nu^2}{m_0c^2}, \\ dE_\gamma &= \frac{-2E_\gamma^2}{m_0c^2}. \end{aligned} \quad (9)$$

Pela conservação da energia, a energia adquirida pelo próton é

$$dE_p = \frac{2E_\gamma^2}{m_0c^2}. \quad (10)$$

A massa de repouso do próton é conhecida. Sabendo-se que os prótons observados têm um alcance de 27 cm no ar, o que lhes confere uma velocidade de 3×10^7 m/s, obtém-se a energia do fóton γ ,

$$E_\gamma = \sqrt{\frac{m_0c^2 dE_p}{2}}, \quad (11)$$

$$E_\gamma = 47 \text{ MeV}. \quad (12)$$

No Laboratório Cavendish, James Chadwick (1891-1974) repetiu os experimentos de Irene e Frédéric, também usando polônio como fonte de partículas α . Segundo Chadwick, quando uma partícula α (${}_2\text{H}_e^4$) é projetada contra um átomo de boro (${}_5\text{B}^{11}$), o produto da reação não é ${}_7\text{N}^{15}$ e um fóton γ , mas sim ${}_7\text{N}^{14}$ e uma partícula sem carga, de massa muito próxima a do próton. Em carta enviada a revista *Nature* em 17 de fevereiro de 1932, Chadwick chamou essa nova partícula de *nêutron*.

As propriedades atribuídas ao nêutron por Chadwick justificam-se na medida em que:

a) não tendo carga, o nêutron não interage com os campos elétricos da matéria. Sujeito apenas a ação de forças nucleares de curto alcance (ainda não conhecidas), apresenta uma grande

capacidade de penetração, o que está de acordo com a experiência;

b) possuindo massa bastante próxima a do próton, a colisão de um nêutron com um próton em repouso resulta em uma transferência máxima de energia para o próton.

Para determinar o valor máximo da transferência de energia em uma colisão elástica entre duas partículas de massas m_1 (possivelmente, um nêutron) e m_2 (por exemplo, um próton, inicialmente em repouso), aplica-se ao sistema a conservação da energia e do momento linear. Sendo: a) p_1 e p_1' os momentos de m_1 antes e depois do choque e K_1 e K_1' as suas energias cinéticas antes e depois da colisão; b) p_2' e K_2' o momento e a energia cinética de m_2 após o choque, tem-se que:

$$K_1 = K_1' + K_2', \quad (13)$$

$$p_1 = p_1' + p_2',$$

$$\sqrt{2m_1 K_1} = \sqrt{2m_1 K_1'} + \sqrt{2m_2 K_2'}. \quad (14)$$

Isolando K_1' em (13) e substituindo o resultado em (14), obtém-se K_2' :

$$K_1' = K_1 - K_2', \quad (15)$$

$$\left[\sqrt{2m_1 K_1} \right]^2 = \left[\sqrt{2m_1 (K_1 - K_2')} + \sqrt{2m_2 K_2'} \right]^2,$$

$$m_1 K_1 = m_1 (K_1 - K_2') + 2\sqrt{m_1 (K_1 - K_2')(m_2 K_2')} + m_2 K_2',$$

$$K_2' (m_1 - m_2) = 2\sqrt{m_1 (K_1 - K_2')(m_2 K_2')},$$

$$\left[K_2' (m_1 - m_2) \right]^2 = \left[2\sqrt{m_1 (K_1 - K_2')(m_2 K_2')} \right]^2,$$

$$K_2'^2 (m_1 - m_2)^2 = 4 m_1 m_2 K_2' (K_1 - K_2'),$$

$$K_2' (m_1 - m_2)^2 = 4 m_1 m_2 (K_1 - K_2'),$$

$$K_2' (m_1 + m_2)^2 = 4 m_1 m_2 K_1,$$

$$K_2' = \frac{4 m_1 m_2 K_1}{(m_1 + m_2)^2}. \quad (16)$$

De (16) em (15), encontra-se K_1' :

$$K_1' = \left[1 - \frac{4 m_1 m_2}{(m_1 + m_2)^2} \right] K_1,$$

$$K_1' = \frac{(m_1 - m_2)^2}{(m_1 + m_2)^2} K_1. \quad (17)$$

Assim, de fato, se a massa da partícula incidente (o nêutron) for (aproximadamente) igual a massa da partícula-alvo, a transferência de energia para essa partícula em uma colisão elástica frontal é máxima, ou seja,

$$K_2' = K_1. \quad (18)$$

As duas incógnitas na relação (16), m_1 e K_1 , podem ser determinadas aplicando essa relação para um choque entre m_1 e um núcleo de hidrogênio (no qual se tem $m_2 = 1 \text{ u}$ ⁶ e $K_2' = 4,7 \text{ MeV}$) e entre m_1 e um núcleo de nitrogênio (em que $m_2 = 14 \text{ u}$ e $K_2' = 1,2 \text{ MeV}$). Desse modo, resulta⁷

$$4,7 = \frac{4m_1 K_1}{(m_1 + 1)^2} \quad (19)$$

e

$$1,2 = \frac{56m_1 K_1}{(m_1 + 14)^2}. \quad (20)$$

Dividindo-se (19) por (20), obtém-se m_1 :

$$\frac{4,7}{1,2} = \frac{1}{14} \left[\frac{m_1 + 14}{m_1 + 1} \right]^2, \quad (21)$$

$$m_1 = 1,03 \text{ u}.$$

A partir de (19), encontra-se que $K_1 = 4,7 \text{ MeV}$, que é, portanto, muito menor do que o valor de 47 MeV obtido para a energia do (suposto) fóton γ , através da relação (12). Efetivamente, a radiação penetrante não é constituída por fótons γ , mas sim por partículas neutras que, com massa próxima a do próton, podem transferir energia a núcleos atômicos de forma muito mais eficiente do que os hipotéticos fótons.⁸

Admitindo a reação



e considerando ainda que⁹:

⁶ $1 \text{ u.m.a} \cong 1,66 \times 10^{-27} \text{ kg}$. A energia correspondente a essa massa (que equivale a 1/12 da massa de repouso do C^{12}) é: $E = (1,66 \times 10^{-27})(3 \times 10^8)^2 = 1,49 \times 10^{-10} \text{ J} = 931 \text{ MeV}$.

⁷ WHER; RICHARD, 1965, p. 316.

⁸ Id, p.316.

⁹ Id, p.317.

a) a partícula α do polônio tem uma energia cinética de 5,26 Mev (valor que corresponde a 0,00565 u);

b) o núcleo-alvo está em repouso (pois as energias cinéticas de origem térmica são desprezíveis frente as demais); sua massa é 11,0085 u;

c) a energia do próton equivale a 0,0035 u. Como os prótons e o nêutrons possuem aproximadamente a mesma massa, esta também é a energia do nêutron;

d) as massas do ${}_2\text{He}^4$ e do ${}_7\text{N}^{14}$ são, respectivamente, 4,00106 u e 14,0042 u, segundo Aston;

e) a energia cinética do nitrogênio é 0,00061 u (aplicando-se a conservação do momento ao sistema),

Chadwick obtém a massa do nêutron, através da relação massa-energia correspondente a (22). Desse modo,

$$4,00106 + 0,00565 + 11,0085 = 14,0042 + 0,00061 + {}_1\text{n}^0 + 0,0035, \quad (23)$$

de onde resulta ${}_0\text{n}^1 = 1,0067$ u.

Assim como o próton, o nêutron tem spin $\frac{1}{2}$. São esses dois férmions que compõem os núcleos atômicos (com exceção do hidrogênio, com seu único próton). O número de prótons especifica a natureza do elemento químico; a soma dos prótons e dos nêutrons determina o peso atômico do elemento. Em 1932, Heisenberg propôs que um átomo com número atômico Z e número de massa A , possui Z prótons e $(A - Z)$ nêutrons em seu núcleo.

A descoberta do nêutron ensejou a plena compreensão do fenômeno da isotopia, pois a quantidade de nêutrons em um núcleo não afeta a natureza química do elemento. O hidrogênio pesado, ou deutério, identificado (assim como o trítio) em 1932, é um isótopo do hidrogênio, tendo um próton e um nêutron em seu núcleo.

2.3 A radioatividade artificial

Na Conferência Solvay de 1933, Pauli¹⁰ reitera a sua tese de que no decaimento β uma nova partícula é emitida pelo núcleo:

As leis de conservação são válidas; a emissão de partículas beta ocorre junto com a emissão de uma radiação muito penetrante de partículas neutras, que ainda não foi observada. A soma das energias da partícula beta e da partícula neutra emitidas pelo núcleo em um processo individual será igual a energia que corresponde ao limite superior do espectro beta. É óbvio que supomos não apenas a conservação da energia mas também a conservação da quantidade de movimento linear, do momento angular e das características da estatística (quântica) em todos os processos elementares.

Em continuação, ele friza que:

¹⁰ PAULI apud KOO, 199, p. 122.

Em relação as propriedades dessas partículas neutras, primeiro aprendemos, a partir dos pesos atômicos dos elementos radioativos, que suas massas não podem ser muito maiores do que a do elétron. Para distingui-las dos nêutros pesados, Fermi propôs o nome de *neutrino*¹¹. É possível que a massa própria do neutrino seja zero, e nesse caso a sua velocidade seria igual a da luz. Não obstante, seu poder de penetração seria muito maior que o de fótons de mesma energia. Parece-me admissível que os neutrinos possuam spin $\frac{1}{2}$ e que obedeçam a estatística de Fermi, apesar de os experimentos não nos terem proporcionado prova direta dessa hipótese.

A teoria do decaimento beta, formulada por Fermi ainda em 1933, mostra que o neutrino de Pauli é um dos produtos da desintegração do nêutron de Chadwick. Não há elétrons no núcleo atômico; ele é formado por prótons e nêutrons. Na transição de um nêutron para um próton, há a criação de um elétron e de um neutrino (na verdade, de um antineutrino, o antineutrino do elétron):

$$n \rightarrow p + e^{-} + \nu. \quad (24)$$

No Congresso Solvay, Irene e Frédéric Joliot-Curie haviam relatado terem constatado a emissão de um espectro contínuo de pósitrons por certas substâncias bombardeadas por partículas alfa. Em um artigo publicado na revista Nature, em fevereiro de 1934, sob o título “Produção artificial de um novo tipo de radio-elemento”, eles revelam os resultados da continuidade desses seus estudos¹²:

Nossos mais recentes experimentos mostraram um fato notável: quando uma lâmina de alumínio é irradiada com uma preparação de polônio, a emissão de pósitrons não cessa imediatamente, quando a preparação ativa é removida. A lâmina permanece radioativa e a emissão de radiação decai exponencialmente, tal como para um radio-elemento ordinário. Observamos o mesmo fenômeno com o boro e o magnésio. O período de meia vida da atividade é de 14 minutos para o boro, 2 minutos e 30 segundos para o magnésio e 3 minutos e 15 segundos para o alumínio.

Não tendo registrado efeito semelhante em vários outros elementos, como hidrogênio, lítio, berílio, carbono, oxigênio, sódio, silício e fósforo, advertem que talvez para alguns deles isso se deva a um período de vida muito pequeno para ser registrado observacionalmente.

Segundo os Joliot-Curie, é altamente provável que os novos radio-elementos sejam isótopos ainda desconhecidos, que são sempre instáveis, embora não se deva excluir a hipótese de que possam ser núcleos conhecidos em algum estado de excitação.

Para o boro, propõem a seguinte reação:



¹¹ Pequeno nêutron.

¹² JOLIOT; CURIE in SEGRÈ, 1987, p. 201.

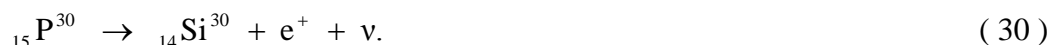
na qual o núcleo radioativo ${}_7\text{N}^{13}$ se transforma em um núcleo estável com a emissão de um pósitron,



No caso do alumínio, tem-se:



Como os pósitrons da reação do alumínio parecem formar um espectro contínuo similar ao espectro dos raios β , Curie e Joliot consideram que talvez seja preciso admitir a emissão simultânea de um neutrino, ou mesmo de um anti-neutrino, para satisfazer o princípio da conservação da energia e da conservação do spin na transmutação. Nesse caso, as relações (26) e (28) deveriam ser escritas como



As transmutações das quais resultam os novos radio-elementos são produzidas na proporção de 10^{-7} ou 10^{-6} do número de partículas α , tal como para outras transmutações. Com uma potente preparação de polônio de 100 milicuries, obtém-se apenas cerca de 100.000 átomos dos elementos radioativos. É possível determinar suas propriedades químicas detectando as radiações com um contador ou com uma câmara de ionização. Naturalmente, as reações químicas devem ser completadas em poucos minutos, antes que a atividade tenha desaparecido.¹³

Concluem afirmando que esses experimentos fornecem a primeira prova química da radioatividade artificial e também a prova da captura de partículas α nessas reações, propondo a designação de radionitrogênio, radiosilício e radiofósforo para os novos radio-elementos formados, respectivamente, pela transmutação do boro, magnésio e alumínio.

2.4 A fissão nuclear

Em 1939 Otto Hahn (1879-1968) e Fritz Strassmann (1902-1980) anunciam a ruptura do núcleo de um átomo pesado pelo bombardeamento de nêutrons. Na Conferência Nobel que profere em 1946, sob o título “Das transmutações naturais do urânio à sua fissão artificial”¹⁴ e no artigo “A descoberta da fissão”, publicado em 1958¹⁵, Hahn faz um relato sucinto da história da fissão nuclear. O seu protagonista é um elemento descoberto em 1789 por Martin H. Klaproth (1743-1817). Encontrado em pouca quantidade na natureza, o urânio não despertou nenhum

¹³ Id, p. 201.

¹⁴ HAHN, 1946.

¹⁵ HAHN, 1958.

interesse especial por cerca de cem anos. Na tabela periódica de Dmitri Medeleev (1834-1907) era o último elemento, nada mais.

Com Henry Becquerel (1852-1908), inicialmente, e logo em seguida Marie (Sklodowska) Curie (1867-1934) e Pierre Curie (1859-1906), o urânio (e também o tório) passa a ser investigado intensamente por sua radioatividade.

<div> <div></div> Dobereiner's triads <div></div> Known to Mendeleev <div></div> Unknown to Mendeleev </div>							
	H 1.01						
He 4.00	Li 6.94	Be 9.01	B 10.8	C 12.0	N 14.0	O 16.0	F 19.0
Ne 20.2	Na 23.0	Mg 24.3	Al 27.0	Si 28.1	P 31.0	S 32.1	Cl 35.5
Ar 40.0	K 39.1	Ca 40.1	Sc 45.0	Ti 47.9	V 50.9	Cr 52.0	Mn 54.9
	Cu 63.5	Zn 65.4	Ga 69.7	Ge 72.6	As 74.9	Se 79.0	Br 79.9
Kr 83.8	Rb 85.5	Sr 87.6	Y 88.9	Zr 91.2	Nb 92.9	Mo 95.9	Tc (99)
	Ag 108	Cd 112	In 115	Sn 119	Sb 122	Te 128	I 127
Xe 131	Ce 133	Ba 137	La 139	Hf 179	Ta 181	W 184	Re 180
	Au 197	Hg 201	Tl 204	Pb 207	Bi 209	Po (210)	At (210)
Rn (222)	Fr (223)	Ra (226)	Ac (227)	Th 232	Pa (231)	U 238	

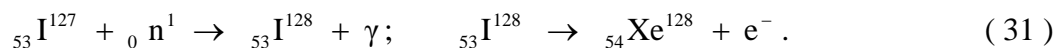
Fig. 2.2- Tabela periódica de Mendeleev (1871). Os elementos sob fundo verde (mais claro em impressão preto e branco), eram os conhecidos até então. Na previsão de novos elementos, Mendeleev usou os prefixos eka, dvi e tri, do sanskrit (idioma indiano antigo): eka-aluminium (gallium), eka-boron (scandium), eka-silicon (germanium); eka-manganese (technetium), tri-manganese (rhenium), dvi-tellurium (polonium), dvi-caesium (francium), eka-tantalum (protactinium).

Mais de três décadas separam esses primeiros estudos da radioatividade da descoberta do nêutron, em 1932. A importância dessa nova partícula para a geração de reações nucleares foi intuída por Enrico Fermi, que juntamente com colaboradores – Edoardo Amaldi (1908-1989), Oscar D'Agostino (1901-1975), Franco Rasetti (1901-2001) e Emilio Segrè (1905-1989), entre outros – bombardearam praticamente todos os elementos conhecidos com nêutrons lentos, de baixa energia¹⁶, produzindo um grande número de isótopos radioativos.

Tendo carga nula, o nêutron não fica sujeito a ação de forças repulsivas provenientes do núcleo atômico quando incide sobre ele, como ocorre com os projéteis-alfa. Em muitos casos, a

¹⁶ Isso pode ser conseguido a partir de nêutrons primários de grande energia que passam por substâncias com um alto teor de hidrogênio. A energia cinética dos nêutron é então transferida para os núcleos de hidrogênio, em colisões elásticas. (HAHN, 1946)

captura de um nêutron produz um isótopo instável do elemento irradiado, que se transforma no isótopo de um novo elemento com a emissão de uma partícula beta.



Fermi e sua equipe também constataram a existência de transmutações das quais pareciam resultar isótopos de urânio muito ativos, de curta vida. A emissão subsequente de raios beta por esses elementos levaria ao elemento 93 e até mesmo ao 94, não encontrados na natureza – os chamados transurânios.

Naturalmente, a hipótese da produção artificial de elementos transurânios foi questionada, pois a sua aceitação demandava investigações capazes de excluir outras alternativas mais prováveis, ou menos radicais.

Entre os novos produtos, alguns bastante efêmeros, havia um bem identificado, com meia-vida de 13 minutos. Ao invés de um transurânio, cogitou-se que ele poderia ser um isótopo do protactínio. Tendo descoberto o protactínio (elemento 91) em 1917, Otto Hahn e Lisa Meitner (1878-1968) decidiram investigar essa hipótese, por conhecerem muito bem as propriedades químicas desse elemento.

Segundo Hahn, os resultados mostraram que a nova substância não era um isótopo do protactínio, nem um isótopo do urânio, do tório ou do actínio. Assim, em princípio, não parecia haver argumentos para contestar a associação desse elemento de meia-vida de 13 minutos com o elemento 93 na Tabela Periódica. Conforme Hahn¹⁷:

É importante salientar que não ocorreu a ninguém o exame de outras possibilidades, à época. Desde a descoberta do nêutron e da aplicação de fontes artificiais de radiação, um grande número de reações nucleares incomuns havia sido descoberto; os produtos eram sempre ou isótopos das substâncias irradiadas, ou seus próximos vizinhos no sistema periódico; a possibilidade da ruptura de núcleos atômicos pesados em vários mais leves não era algo a ser considerado.

Duas outras substâncias de meia-vida muito pequena (10s e 40s) e emissoras de radiação beta, subsequente à captura de nêutrons por átomos de urânio, foram também descritas por Fermi e colaboradores. Mas nesses casos, a isotopia com o urânio podia ser apenas assumida, mas não provada.

Irradiando urânio com nêutrons, Hahn e Meitner obtiveram um elemento com meia-vida de 23 minutos, suficientemente longa para propiciar o estudo de suas propriedades químicas e de identificá-lo, conclusivamente, como um isótopo do urânio. “Como emitia uma partícula beta, era evidente que esse isótopo devia se tornar um isótopo do elemento 93, que nós chamamos eka-rhenium. Tentamos detectá-lo, mas não conseguimos.”¹⁸

¹⁷ HAHN, 1946.

¹⁸ HAHN, 1958.



Fig. 2.3 - Lise Meitner e Otto Hahn.

As convicções teóricas do pesquisador, tão necessárias ao desenvolvimento de seu trabalho, por vezes interferem tão fortemente em sua investigação que protelam, ou mesmo impedem, a realização de uma grande descoberta. Segundo Hahn¹⁹:

Se não estivéssemos convencidos de que já havíamos identificado dois outros isótopos do elemento 93 – uma suposição errônea, como se verificou – teríamos preparado amostras mais potentes do material e feito um esforço para encontrar o produto da desintegração de nosso isótopo de urânio de 23 minutos. Teríamos tido então o prazer de descobrir o elemento 93.

Posteriormente, Edwin M. McMillan (1907-1991) e Philip H. Abelson (1913-2004) identificaram um isótopo do elemento 93 com meia vida de 2,3 dias, que chamaram netúnio. Com um feixe de nêutrons mais potente, Hahn e Meitner corroboraram esse resultado.

Em um artigo publicado em 1938, Frédéric Joliot-Curie e P. Savitch reportam as conclusões de um estudo realizado com uma substância obtida pela irradiação de urânio com nêutrons, e bastante enigmática, com meia-vida de 3,5 horas. Com dificuldades para identificar as suas propriedades químicas, inicialmente pensaram tratar-se de um isótopo do tório e depois de uma terra rara, mas excluíram a possibilidade de ser actínio. Concluíram ser um elemento transurânio de propriedades muito semelhantes as do lantânio. Para um elemento com número atômico superior ao do urânio, isso era quimicamente bastante incomum. “Se tivessem reconhecido ser o próprio lantânio, estariam à beira da descoberta da fissão.”²⁰

A inclusão do elemento de 3,5 horas na série transurânica pareceu bastante insatisfatória a Hahn e Strassmann²¹. Nos experimentos que desenvolveram para obtê-lo, e assim estudar as suas

¹⁹ Id.

²⁰ Id.

²¹ Com a perseguição nazista aos judeus, Lisa Meitner deixa a Alemanha em julho de 1938, interrompendo a sua colaboração científica com Hahn.

propriedades, encontraram três isótopos artificiais beta ativos do rádio, com diferentes meias-vida, que se transformavam em isótopos artificiais beta ativos do actínio. A conclusão de que, efetivamente, haviam sido produzidos isótopos do rádio assentou-se em duas ponderações: de acordo com as propriedades químicas estudadas, apenas o bário e o rádio poderiam ser considerados; contudo, não havendo na literatura da física nuclear nada que sugerisse ser possível obter bário a partir da irradiação de urânio com nêutrons, esse elemento foi excluído.

Entretanto, a produção de rádio (elemento 88) a partir do urânio (elemento 92) era bastante intrigante, pois era preciso admitir que o elemento fonte decaía emitindo duas partículas alfa, mesmo sendo irradiado com nêutrons de baixa energia. Isto é, “a irradiação com nêutrons lentos resultava, aparentemente, em reações nucleares mais intensas do que as produzidas até então pelo bombardeamento de uma substância com nêutrons rápidos”²².

Continuando os seus experimentos, Hahn e Strassmann distinguiram quatro isótopos do ‘rádio’, produzidos artificialmente a partir do urânio: rádio I (meia-vida estimada em menos de um minuto), rádio II (14 minutos), rádio III (86 minutos) e rádio IV (aproximadamente 300 horas).

A seguir, tentaram separar esses (supostos) rádio-isótopos da substância transportadora, o bário, mas não lograram êxito. Admitindo que talvez isso se devesse a estarem presentes em quantidades muito reduzidas no bário, passaram a testar essa hipótese. Para isso, submeteram quantidades de rádio bem conhecidas a esses experimentos. Meticulosamente, purificaram esse rádio e o diluíram em intensidades tão fracas quanto a dos isótopos artificiais do rádio. “Mas desta vez o rádio bem conhecido, apesar de sua pequena quantidade, separou-se do bário por cristalização, como havíamos esperado.”²³

Com a continuidade dos experimentos, ficou absolutamente claro que o rádio natural na mistura se separava do bário, mas que isso não ocorria com o rádio III e o rádio IV. “Eles permaneciam no bário *in toto*, como mostravam as medidas radioativas. Em suma, nosso ‘rádio’ artificial não podia ser separado do bário pela simples razão de que ele era bário!”²⁴. Essa conclusão foi fortemente ratificada quando identificaram ser lantânio o produto do decaimento de um dos ‘rádio’-isótopos, o que significava que a fonte não podia ser rádio, mas sim bário. Em 1939 Hahn e Strassmann publicaram os resultados desse trabalho, que se apresentava em completo desacordo com o que se conhecia na física nuclear.

Na interpretação dos experimentos, Hahn e Strassmann usaram a prudência dos sensatos ao comunicarem, como químicos, uma descoberta revolucionária no campo da física no começo de 1939: a ruptura do urânio no surpreendente processo que resultava na produção de bário, um elemento de número atômico muito menor na tabela periódica.

²² HAHN, 1958.

²³ Id.

²⁴ Id.

Em sequência, Lise Meitner e Otto R. Frisch (1904-1979) mostraram como um núcleo pesado pode se dividir em dois outros mais leves, conservando a carga do sistema. Em seu modelo, conceberam o núcleo como uma gota líquida e o impacto de uma partícula subatômica a causa de sua divisão. Eles chamaram esse processo de fissão.

Assim, sendo 92 e 56, respectivamente, as cargas dos núcleos de urânio e de bário, o outro elemento resultante da fissão do urânio deve ser o gás inerte criptônio, de carga nuclear 36. “Realmente, Strassmann e eu detectamos esse elemento, ou melhor, o produto de seu decaimento, estrôncio, entre os produtos da irradiação do urânio com nêutrons.”²⁵

Essa, em linhas gerais, é a história da descoberta da fissão. O fato desse processo ser acompanhado pela liberação de enormes quantidades de energia, foi cedo determinado por Meitner e Frisch e, independentemente, por John R. Dunning, Fermi e colaboradores nos Estados Unidos e por Frédéric Joliot-Curie na França. Strassmann e eu conjecturamos, mas não provamos experimentalmente, que nêutrons eram liberados no processo. Isso foi mais tarde provado por Joliot-Curie, H. von Halban e L. Kowarski. Naturalmente, a liberação de nêutrons torna possível o aproveitamento de uma vasta quantidade de energia liberada na fissão do urânio, na forma de uma ‘reação em cadeia’; essa possibilidade foi apontada bastante cedo, na metade de 1939, por S. Flügge, entre outros.²⁶

O Prêmio Nobel de Química de 1944 foi concedido a Otto Hahn “por sua descoberta da fissão de núcleos pesados”. Contudo, dizer que a fissão nuclear foi *apenas* descoberta por Hahn é, sem dúvida, um grande equívoco. O histórico dessa descoberta, feita pelo próprio Hahn, não deixa dúvida sobre a importância de Lisa Meitner (em particular), Fritz Strassmann e Otto Frisch.

2.5 Referências bibliográficas

BASSALO, J. M. F. Partículas elementares: do átomo grego à supercorda. In: CARUSO, F.; SANTORO, A. (orgs.) **Do átomo grego à física das interações fundamentais**. Rio de Janeiro: CBPF, 2000.

HAHN, O. The discovery of fission. **Scientific American**, v. 198, n. 2, p. 76-84, 1958.

HAHN, O. From the natural transmutations of uranium to its artificial fission (1946). **Nobel Lectures, Chemistry 1942-1962**, Elsevier Publishing Company, Amsterdam, 1964.

http://nobelprize.org/nobel_prizes/chemistry/laureates/1944/hahn-lecture.pdf

KOO, E. L. **El electrón centenario**. México: Fondo de Cultura Económica, Ciência/68, 1999.

RUTHERFORD, E. The chemical nature of the alpha particles from radioactive substances. (1908) **Nobel Lectures, Chemistry 1901-1921**, Elsevier Publishing Company, Amsterdam, 1966.

http://nobelprize.org/nobel_prizes/chemistry/laureates/1908/rutherford-lecture.html

²⁵ Id.

²⁶ Id.

RUTHERFORD, E. Collisions of alpha particles with light atoms. IV. An anomalous effect in nitrogen. London: **Edinburgh and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science**, 6th series, v. 37, n. 581, 1919.

SEGRÈ, E. **Dos raios X aos quarks: físicos modernos e suas descobertas**. Brasília: Universidade de Brasília, 1987.

VARELA, J. **O século dos *quanta***. Brasília: Universidade de Brasília, 2004.

WHER, M. R.; RICHARD Jr, J. A. **Física do átomo**. Rio de Janeiro: Ao Livro Técnico, 1965.

Capítulo 3

Novas forças e partículas na física

3.1 O que mantém o núcleo atômico coeso? A proposição teórica de Yukawa

Com o próton de Rutherford e o nêutron de Chadwick, há consenso sobre os elementos que constituem o núcleo de um átomo. Contudo, a coesão desse sistema é, ainda, uma grande incógnita.

A força de repulsão entre dois prótons no núcleo atômico é cerca de 10^{37} vezes maior do que a força gravitacional entre eles. Assim, sob essas forças, os prótons não poderiam compor com os nêutrons aglomerados estáveis de partículas.

O mundo microscópico, que já na escala atômica tem se revelado tão diferente do mundo macroscópico, mostra, agora no domínio subatômico, que a gravitação e o eletromagnetismo não são suficientes para explicar a existência do núcleo atômico. Claramente, é preciso revisar o quadro das forças fundamentais da natureza.

Por certo, o pleno entendimento da interação entre dois núcleons não demanda, apenas, a determinação da lei de força entre eles, pois é preciso saber também as leis da mecânica que governa os movimentos das partículas sob a ação dessa força. Nesse sentido, esse problema da física do início da década de 1930 contrasta com outro recente, que ocorreu quando se começava a matematizar o átomo a partir do *quantum* de radiação e do modelo de Rutherford-Bohr. Como ressalta o físico Hans A. Bethe (1906-2005)¹, inicialmente se conheciam as forças atômicas envolvidas (de natureza elétrica) mas não as leis (da mecânica quântica) que as governavam. Agora se tem confiança no referencial teórico em que elas se inserem (a mecânica quântica), mas não se conhece a força (dominante) entre as partículas do núcleo.

As intensidades das forças existentes entre os elementos de um sistema, como o de um núcleo atômico, podem ser estimadas através da energia de ligação do sistema. A relação $E = mc^2$ permite o cálculo dessa energia a partir da diferença de massa existente entre a soma das massas dos constituintes do núcleo e a massa (mensurável) do núcleo (que é menor).

Nessa perspectiva, estudos realizados por Eugene P. Wigner (1902-1995) em 1933, a partir da energia de ligação de núcleos leves, mostraram que a força nuclear tinha de ser de curto alcance, e de grande intensidade na sua esfera de ação.

Mas e quanto a variação dessa força com a distância? Nesse caso, parece lógico tentar obter essa informação a partir da análise de um ‘sistema simples’. Assim, para evitar as complexidades necessariamente envolvidas no tratamento de um sistema de muitos corpos, o deutério, que tem um próton e um nêutron em seu núcleo, surge como o análogo nuclear do átomo de hidrogênio. Não obstante, há uma diferença essencial entre esses sistemas de dois corpos. No átomo de hidrogênio o elétron pode ocupar diferentes estados, e isso enseja o cálculo das forças entre o próton e o elétron nesses estados. O deutério não admite estados excitados. Desse modo, o conhecimento da energia de ligação desse sistema, medida por Chadwick e

¹ BETHE, 1953.

Maurice Goldhaber (1911-) em 1934, não gerava informação para o cálculo de como a força entre o próton e o nêutron varia com a distância entre eles².

O espalhamento de nêutrons livres por núcleos de hidrogênio surge como uma alternativa para lidar, ao menos em parte, com essa dificuldade. Considerando a incidência de feixes de nêutrons com diferentes velocidades e determinando as direções dos nêutrons espalhados, estuda-se a força entre um próton e um nêutron; e, com experimentos semelhantes, a força entre dois prótons e entre dois nêutrons. Os resultados mostram que a força entre dois núcleons (próton-nêutron, próton-próton e nêutron-nêutron) é de curtíssimo alcance, depende das distâncias e das velocidades relativas das partículas envolvidas, e também da orientação de seus spins; contudo, ela é independente da carga.³

A força entre dois núcleons pode ser melhor entendida, em termos qualitativos, inicialmente, a partir de uma analogia com o *modos operandi* da força eletromagnética, à luz da eletrodinâmica quântica.

De acordo com essa teoria, o campo de uma carga elétrica é formado por uma ‘nuvem’ de fótons, que são emitidos e absorvidos pela carga. Quando duas cargas q_1 e q_2 interagem, *quanta* de luz emitidos por q_1 são absorvidos por q_2 , e vice-versa. Nesse processo, há uma transferência de momento e de energia de uma carga para outra. O fóton é a partícula mediadora das forças entre as cargas no eletromagnetismo quântico.

Em 1935 Hideki Yukawa (1907-1981) propôs um mecanismo físico semelhante a esse para a interação entre dois núcleons, considerando, em termos puramente teóricos, que nesta interação cada núcleon transfere energia e momento a outro através da emissão e da absorção de uma nova (e ainda desconhecida) partícula.

Segundo Yukawa, a teoria do decaimento beta formulada em 1934 por Enrico Fermi – como um processo no qual um nêutron de um átomo radioativo decai em um próton, emitindo um elétron energético e um neutrino (na verdade, um anti-neutrino, como se viu depois) – gerou a expectativa de que as forças nucleares poderiam envolver a troca de elétrons e neutrinos entre dois núcleons. Essa possibilidade foi sugerida por Heisenberg. Contudo, os cálculos mostraram que as forças assim originadas eram muito pequenas (da ordem de 10^{-14} da requerida por um potencial de poço quadrado com largura igual a 10^{-13} cm)⁴, pois o decaimento beta é um processo bastante lento quando comparado ao da troca de carga elétrica gerada pelas partículas responsáveis pela mediação da força nuclear (forte).⁵

Sendo de apenas alguns férmions o alcance da força entre dois núcleons, uma das propriedades da partícula portadora dessa força é a massa. Ao contrário, no eletromagnetismo,

² Id.

³ Id.

⁴ BASSALO in CARUSO; SANTORO (orgs.), 2000.

⁵ YUKAWA, 1949.

pelo fato de o campo de força de uma carga se estender ilimitadamente através do espaço, o portador da força entre duas cargas não possui massa de repouso.

A teoria de Yukawa prevê a existência de dois mésons: um com carga $+e$ e outro com carga $-e$. Quando um núcleon em um estado de próton emite um méson com carga $+e$ e este é absorvido por um núcleon em um estado de nêutron, o próton emissor perde a sua carga e se transforma em um nêutron, enquanto o nêutron receptor se transforma em um próton. Analogamente, se um nêutron emite um méson negativo que é absorvido por um próton, o nêutron se transforma em um núcleon em estado de próton e o próton em um nêutron. Yukawa atribui à partícula portadora da força nuclear forte uma massa de cerca de 200 vezes a massa do elétron.

Se na equação de Klein-Gordon (seção 1.3),

$$\nabla^2 \Psi - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial t^2} = \frac{m_0^2 c^2}{\hbar^2} \Psi, \quad (1)$$

a massa de repouso da partícula livre é nula, obtém-se a equação de D'Alembert, que descreve a propagação de uma onda eletromagnética clássica.

Em coordenadas esféricas, e restringindo-se a parte espacial da eq. (1), tem-se

$$\nabla^2 \psi(r) - \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \frac{\partial \psi}{\partial r}) = \frac{m_0^2 c^2}{\hbar^2} \psi(r). \quad (2)$$

Para uma fonte pontual na origem e $r > 0$, esta equação tem como solução

$$\psi(r) = \frac{g}{r} e^{-r/R}, \quad (3)$$

na qual $R = \hbar/m_0 c$ representa o alcance da força e g é uma constante. Como se observa, para $m_0 \rightarrow 0$, $R \rightarrow \infty$, isto é, a força eletromagnética, tendo um alcance infinito, tem como partícula mediadora um quantum de massa nula. No caso da força entre dois núcleons, para $R \approx 10^{-13} \text{ cm}$, o quantum do campo nuclear tem uma massa estimada de cerca de $200 m_e$.⁶

Em 1937 Carl Anderson e Seth Neddermeyer (1907-1988) encontraram nos raios cósmicos uma partícula que, de início, pensou-se ser a partícula prevista por Yukawa, mas essa hipótese foi descartada (seção 3.2). Percorrendo grandes distâncias através da atmosfera, e também de matéria líquida e sólida, ela demonstrava não interagir (como se esperava) com a matéria nuclear. Assim, não podia ser a partícula mediadora da interação entre núcleons.

Para N. Kemmer a interação entre dois prótons (e, por extensão, entre dois nêutrons) não parece prescindir da intermediação de um méson sem carga. Um único méson carregado não pode transmitir a força entre dois prótons porque não é fisicamente possível a um próton ter uma

⁶ CARUSO; OGURI, 1997.

segunda carga. Por certo, essa interação pode ocorrer através da troca simultânea de dois mésons de cargas opostas. Mas, conforme Kemmer, “é uma questão a ser considerada se uma descrição completa dos dados experimentais pode ainda ser possível *sem* assumir a existência desse estado não carregado”⁷.

Com o intuito de explicar tanto as forças nucleares quanto a existência de elétrons pesados e o decaimento beta, Homi J. Bhabha (1909-1966) desenvolve uma teoria na qual o próton e o nêutron são considerados como dois estados de uma mesma partícula, caracterizados pelos autovalores -1 e $+1$ de um certo operador. As transições de um estado a outro ocorrem mediante a absorção ou emissão de uma partícula de carga positiva e com massa aproximadamente igual a $200 m_e$, que ele chamou de partícula U . Por ser carregada, essa partícula não pode explicar a interação próton-próton, daí ser necessário a introdução de uma partícula neutra, N , de massa igual a da partícula U e que satisfaz equações similares, que pode ser absorvida ou emitida quando o próton passa de um estado de energia a outro.⁸

As partículas previstas por Yukawa foram detectadas em 1947, por Cecil F. Powell (1903-1969), Giuseppe Occhialini (1907-1993) e pelo brasileiro Cesar M. G. Lattes (1924-2005). Com massa aproximadamente igual a 270 vezes a massa do elétron, elas foram chamadas de mésons π e depois de píons. Já o méson sem carga foi descoberto em 1950.

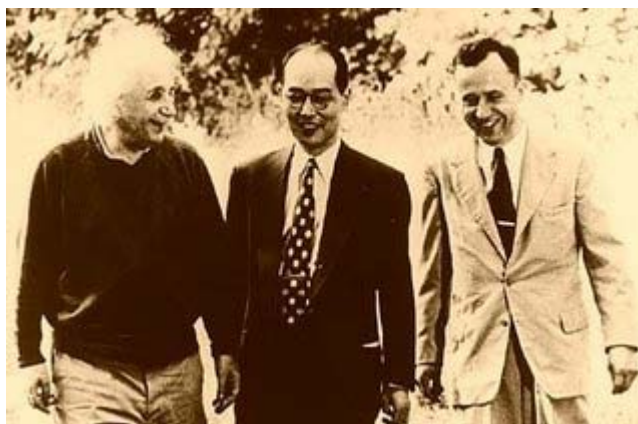


Fig. 3.1 - Hideki Yukawa, com Einstein e John Wheeler. “Pela predição da existência de mésons com base em trabalhos teóricos sobre forças nucleares”, Yukawa recebeu o Prêmio Nobel de Física em 1949.

3.2 O múon

Em uma época de descobertas profícuas na física, tanto em nível teórico quanto (e principalmente) experimental, as propriedades das novas partículas vão aos poucos sendo melhor

⁷ KEMMER, 1938.

⁸ BHABHA, 1938.

entendidas e, à medida que isso ocorre, com subseqüentes desenvolvimentos teóricos e realização de novos experimentos, algumas designações iniciais se mostram inapropriadas.

Os primeiros trabalhos com a partícula que ficaria conhecida com o nome de múon é apenas um dos muitos exemplos. Inicialmente ela foi chamada de méson, depois de méson μ e finalmente de múon, quando se decidiu reservar o prefixo méson às partículas que possuem forte interação com o núcleo atômico.

A descoberta da primeira partícula elementar com massa compreendida entre a do elétron e a do próton, em 1937, não foi repentina e nem accidental, como a do pósitron, mas sim o resultado de uma série de investigações sistemáticas sobre os raios cósmicos, realizada por Carl Anderson em um período de dois anos de intenso trabalho.

Nesse estudos, Anderson utilizou o mesmo dispositivo que o levou à descoberta do pósitron, ou seja, uma câmara de nuvens com vapor supersaturado, sujeita a um intenso campo magnético, contendo uma placa horizontal de chumbo em seu interior (seção 1.5). Com isso, analisou o grau de penetração dos raios cósmicos em certos materiais e a partir daí procedeu à sua identificação.

Em colaboração com Seth Neddermeyer, Anderson constatou que os raios cósmicos podiam penetrar por grandes distâncias em materiais espessos como o chumbo. Apresentando carga unitária, essas partículas poderiam ser ou prótons ou elétrons negativos. Contudo, as evidências mostraram a impossibilidade de qualquer uma dessas hipóteses.

A objeção mais importante para identificar essas partículas como prótons estava no fato de a análise da energia dos elétrons secundários mostrar um espectro incompatível com o que seria esperado para o impacto de partículas tão massivas como prótons. Esse espectro, na verdade, sugeria a incidência de partículas muito mais leves do que o próton.

Também não podiam ser elétrons as partículas de raios cósmicos de grande penetração na matéria, nas condições de realização dos experimentos, isto é, ao nível do mar. Cálculos teóricos efetuados por Bethe e Walter Heitler (1904-1981) mostraram que a perda de energia de elétrons altamente energéticos deve ser acompanhada da produção de radiação (bremsstrahlung, radiação de freamento). Mas não se verificou isso nos processos envolvendo as partículas que penetravam na matéria. Conforme Anderson:

Encontramos casos individuais de elétrons que, de fato, apresentaram grandes perdas de energia por radiação, em alguns casos, de 100 milhões de eV ou mais por centímetro de chumbo. Porém, claramente nesses casos os elétrons mostraram um comportamento muito diferente daqueles das partículas penetrantes.⁹

Em experiências realizadas no cume do Pico Pike, em 1935, foram detectados muitos prótons em desintegrações nucleares produzidas por raios cósmicos, mas também constatou-se a

⁹ ANDERSON, 1961.

ocorrência de alguns casos de partículas apresentando uma massa intermediária entre a massa do próton e a massa do elétron, através de medidas de ionização e de curvatura. Esses últimos dados, e as dificuldades em associar partículas conhecidas aos experimentos realizados com raios cósmicos ao nível do mar, sugeriam a existência de uma nova partícula.

Contudo, talvez o problema admitisse uma solução menos radical, por exemplo, questionando a validade irrestrita da teoria de Bethe-Heitler. Isto é, embora correta para elétrons de energia abaixo de algumas centenas de milhões de eV, essa teoria, de alguma forma, se tornaria inválida para elétrons de energias mais altas. Nesse caso, elétrons altamente energéticos teriam um maior poder de penetração na matéria.

Para testar essa hipótese, inserimos uma barra de platina em nossa câmara de nuvens e encontramos que as partículas de raios-cósmicos dividiram-se em dois grupos, um de alta absorção e outro de alta penetração, no *mesmo intervalo de energia*. Assim, a última possibilidade de explicar os dados em termos de partículas conhecidas foi removida, e foi necessário assumir a existência de partículas positivas e negativas de carga unitária, mas de massa intermediária entre a de um próton e de um elétron. Essas são as partículas que agora chamamos múons.¹⁰

Operando com uma câmara de Wilson ao nível do mar, J. C. Street e E. C. Stevenson obtiveram uma massa de aproximadamente 130 vezes a massa do elétron para a massa de repouso da partícula de Anderson e Neddermeyer, com um erro estimado em 25%.¹¹

As extensas trajetórias dos mésostrons pela matéria tornavam irreconciliável a identificação do mésostron com a partícula de Yukawa. De fato, os mésostrons deslocavam-se facilmente através da atmosfera terrestre, penetravam placas de chumbo e eram encontrados no fundo de lagos e em minas profundas. Como, então, poderiam ser os agentes da interação entre núcleons?

Efetivamente, em experimentos realizados entre 1945 e 1947, Marcello Conversi (1917-1988), Oreste Piccione (1915-2002) e Ettore Pancini (1915-1981) demonstraram que a incidência de mésostrons sobre alvos de carbono não originava a captura de mésostrons pelos núcleos, seguida de emissão de fótons gama pela excitação e ruptura nuclear. Ao contrário, constataram que os mésostrons decaíam com uma vida média de cerca de $2,2 \times 10^{-6}$ s. Portanto, eram partículas que interagiam com outras partículas através da força nuclear fraca (além da força eletromagnética) e não da força nuclear forte.

A teoria da relatividade explica porque mésons produzidos na alta atmosfera, pelos raios cósmicos, apresentam um deslocamento de vários quilômetros para um observador terrestre. Os mésons movimentam-se com velocidades próximas à da luz (0,998c). O tempo de vida médio de um múon, em seu referencial, é de 2,2 microssegundos. Não obstante, devido a dilatação temporal, esse intervalo de tempo medido por um observador na Terra é

¹⁰ Id.

¹¹ STREET; STEVENSON, 1937.

$$t = \frac{t_0}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}, \quad (4)$$

$$t = \frac{2,2 \times 10^{-6}}{\sqrt{1 - (0,998)^2}} = 3,480 \times 10^{-5} \text{ s}. \quad (5)$$

Assim, antes de decaírem, os mésons percorrem

$$l = (3 \times 10^8)(3,480 \times 10^{-5}) = 10,44 \text{ km}. \quad (6)$$

Precedendo os experimentos desenvolvidos por Conversi, Piccione e Pancini, Shoichi Sakata (1911-1970) e colaboradores desenvolveram um modelo no qual o méson de Yukawa apresentava-se como uma partícula instável, que se desintegrava em um méson e em outras partículas não observadas; o méson, por sua vez, desintegrava-se em um elétron e em outras partículas não observadas. Segundo esse modelo, portanto, o méson não era a partícula de Yukawa, mas um dos produtos da desintegração dessa partícula. A experiência posterior mostrou a correção, em linhas gerais, do modo de desintegração em dois mésons, proposto por Sakata. “A solução definitiva do problema veio com a descoberta do modo de desintegração em dois mésons, proposto por Lattes, Occhialini e Powell em 1947.”¹²

3.3 César Lattes e a descoberta do pión

Em sua graduação em física na Universidade de São Paulo, Cesare Mansueto Giulio Lattes (1924-2005) desenvolveu estudos teóricos com Gleb Wataghin (1899-1986), físico russo naturalizado italiano e com o brasileiro Mário Schenberg (1914-1990).

Wataghin ingressou na USP em 1935 e em poucos anos constituiu um grupo de pesquisas em raios cósmicos e física teórica. Em uma passagem de suas memórias, o historiador Paulo Duarte fala com entusiasmo de Schenberg e Marcelo Damy, então estudantes de Wataghin, que pareciam corroborar o que o jornalista Júlio de Mesquita lhe dissera sobre a falta de gênios no Brasil – que ocorria por não se dispor do meio adequado para os revelar, ou seja, a Universidade. Em conversa com Wataghin, Mesquita mostra-se atônito com “uma verdadeira história das mil e uma noites”:

Os físicos estão pesquisando agora o átomo. A sua decomposição pode liberar uma energia capaz de destruir a Terra, mas bem domesticada e dirigida seria capaz de transformar a vida dos povos... Dentro do átomo, até agora considerado a parte mais íntima da matéria, há verdadeiros mundos tão importantes

¹² MARQUES in CARUSO; OGURI; SANTORO, 2005, p. 184-185.

quanto as galáxias, a uma das quais pertencemos... Eu comecei a pensar, à noite, na conversa de Wataghin e perdi o sono.¹³

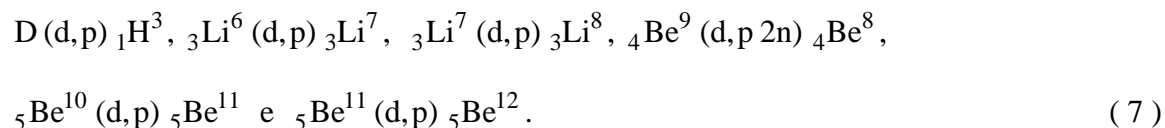
Lattes também foi aluno de Giuseppe Occhialini (1907-1993), físico experimental italiano, antifascista, que recém ingressara no Departamento de Física da USP após ter deixado o seu país para não ser preso pela polícia de Mussolini. Especialista em câmaras de Wilson, Occhialini havia corroborado, juntamente Patrick M. S. Blackett, no laboratório Cavendish, em Cambridge, a existência do pósitron, então recém descoberto por Carl Anderson.

Sob a influência de Occhialini, Lattes volta-se à física experimental, envolvendo-se em um projeto de construção de uma câmara de Wilson. No entanto, o conflito mundial que coloca Brasil e Itália em lados opostos faz de Occhialini e Wataghin inimigos civis. Wataghin é destituído da chefia do Departamento de Física e Occhialini emprega-se como guia turístico no Parque Nacional da Serra dos Órgãos, em Itatiaia. Com o final da guerra, Occhialini vai para Bristol, ao ter conhecimento da produção de emulsões fotográficas mais concentradas, pela empresa inglesa Ilford.¹⁴

Auxiliado por dois colegas, Lattes conclui a construção da câmara de neblina e a coloca em operação, remetendo a Occhialini uma foto de uma cascata eletromagnética. De Bristol, Occhialini envia a Lattes fotomicrografias de traços de prótons e de partículas alfa obtidas com as novas emulsões. Percebendo as possibilidades de pesquisa que se abriam com esse novo material, Lattes gestiona a sua ida a Bristol. As fotos que remetera a Occhialini, e a recomendação de seus conhecimentos e habilidades, por esse físico, foram essenciais para a sua aceitação no laboratório chefiado por Cecil Powel. Assim, “através de sua competência com a câmara de Wilson, Lattes foi levado às emulsões nucleares com as quais viria a descobrir o pión”¹⁵.

Ao chegar a Bristol no verão europeu de 1946, Lattes tem a tarefa de calibrar as novas emulsões, classificadas em diferentes graus de sensibilidade, de acordo com o tamanho do número de grãos que possuíam. Isso implicava em “converter o alcance de prótons e de partículas alfa em energia, e determinar o fator de encolhimento da emulsão depois de revelada”¹⁶.

Com o acelerador Cockroft-Walton de Cambridge, Lattes investigou as seguintes reações:



A análise dos traços revelou uma relação de alcance-energia para prótons até cerca de 10 Mev¹⁷.

¹³ FLEMING, 1994.

¹⁴ MARQUES, 2005.

¹⁵ Id.

¹⁶ BASSALO, 1990.

¹⁷ LATTES, 1984.

Colocando placas tratadas com bórax (tetraborato de sódio, $\text{Na}_2\text{B}_4\text{O}_7 \cdot 10\text{H}_2\text{O}$), que o laboratório inglês Ilford tinha preparado a pedido de Lattes, na direção do feixe de nêutrons produzidos pela reação



Lattes obteve um pico de nêutrons em aproximadamente 13 Mev, a partir da reação na qual a incidência de um nêutron sobre o boro da emulsão gerava duas partículas alfa e trítio,



Em uma viagem de férias aos Pirineus, Occhialini leva ao Pic-du-Midi, a 2.800 m de altitude, a pedido de Lattes, chapas tratadas com bórax e chapas normais, todas feitas com uma nova emulsão concentrada para a qual já se havia estabelecido a relação alcance-energia. Ao revelar as placas expostas aos raios cósmicos, Occhialini observa que as tratadas com boráx mostravam evidências de desintegrações múltiplas que pareciam ser causadas pela captura de partículas carregadas lentas, de pequena massa, por núcleos atômicos¹⁸.

Claramente, e como esperava Lattes, o número de eventos nas chapas tratadas com bórax era muito maior do que os registrados nas chapas comuns: “de alguma forma, o boráx impedia a imagem latente de se esvanecer; as placas normais tinham um forte esvanecimento”¹⁹. A variedade dos eventos, a riqueza dos detalhes, as conclusões preliminares de Occhialini, tudo isso, enfim, encaminhou a equipe de Bristol, e os microscopistas, em particular, a perscrutação detalhada das chapas reveladas.

Depois de alguns poucos dias de varredura, Marietta Kurz, uma jovem, encontrou um evento não usual: um méson que parava e, saindo de sua extremidade, um novo méson com alcance de cerca de 600 μ , todo contido na emulsão. Devo adicionar que os mésons são facilmente discerníveis de prótons na emulsão que usamos por causa de seu espalhamento muito maior e sua variação de densidade de grãos com o alcance. Alguns dias depois, foi encontrado um segundo méson ‘duplo’; infelizmente, nesse caso, o secundário não parava na emulsão, mas podia-se estimar, pelo estudo de sua ionização (contagem de grãos), que seu alcance extrapolado era também cerca de 600 μ .²⁰

No trabalho “Processes involving charged mesons”, assinado (em ordem alfabética, como era usual) por Lattes, Muirhead, Occhialini e Powell²¹, os autores relatam ter encontrado evidências de mésons que produziam mésons secundários ao final de suas trajetórias nas emulsões, e que também observaram transmutações nas quais mésons lentos eram ejetados de núcleos que se desintegravam. Considerando apropriada a designação de méson a qualquer

¹⁸ OCCHIALINI; POWEL, 1947.

¹⁹ LATTES, 1984.

²⁰ Id.

²¹ Id.

partícula com massa intermediária entre a do próton e a do elétron, os autores usam de cautela na comunicação dos resultados. Mesmo admitindo que muitas coisas precisavam ser ainda melhor entendidas, eles justificam a comunicação pela importância que ela podia ter no desenvolvimento de uma teoria satisfatória de mésons para as forças nucleares.

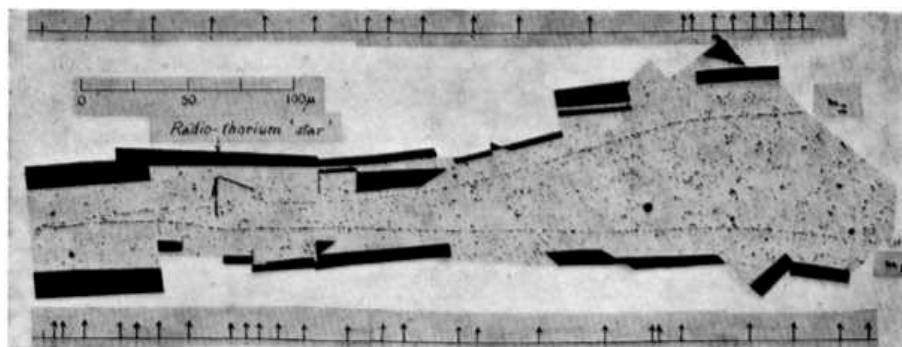


Fig. 3.2 - Observação de Marietta Kurz. O méson secundário m_2 , deixa a emulsão.²²

Ao analisarem as trajetórias de sessenta e cinco mésons, os autores concluem que em quarenta casos não ocorre a produção de uma segunda partícula. Dos vinte e cinco casos em que se constatou a produção de partículas secundárias, quinze deles produziram desintegrações associadas a emissão de duas ou mais partículas pesadas. Das dez ocorrências restantes, em quatro delas a partícula secundária foi identificada como hidrogênio ou como um núcleo; em outros quatro casos não foi possível identificar a partícula secundária com segurança. Assim, em apenas dois casos associou-se a partícula secundária a um méson.

O artigo é bastante técnico, e não cabe aqui entrar em detalhes, mas é importante ressaltar o procedimento que pode, teoricamente, ser utilizado para a determinação das massas desses mésons. Conforme os autores²³:

Para identificar os rastros de mésons, empregamos o método de contagem de grãos. O método nos permite, em princípio, determinar a massa de uma partícula que chega ao final de seu alcance na emulsão, desde que estejamos corretos em assumir que sua carga é de magnitude $|e|$. Definimos a ‘densidade de grão’ em um rasto como o número de grãos por unidade de comprimento da trajetória. Conhecendo a curva alcance-energia para a emulsão, podemos fazer observações sobre os rastros de prótons rápidos para determinar uma curva de calibração mostrando a relação entre a densidade de grão em um rasto e a taxa de perda de energia da partícula produzindo isso. Com essa curva, a distribuição observada de grãos ao longo do rasto de um méson permite-nos deduzir a perda total de energia da partícula na emulsão. A energia tomada em conjunto com o rasto observado da partícula, provê então uma medida da sua massa.

Tendo (apenas) um e meio mésons duplos que pareciam corresponder a um processo fundamental, como diz Lattes, era preciso gerar mais eventos. A obtenção de novos e

²² LATTES; MUIRHEAD; OCCHIALINI; POWEL, 1947.

²³ Id.

significativos dados nessa pesquisa decorreu de uma iniciativa de Lattes em expor chapas tratadas com bórax a uma altitude de 5.200 m, em uma estação meteorológica com instalações bastante precárias à época, situada no monte Chacaltaya, na Bolívia. Por força do destino, talvez, Lattes evitou a morte nesta empreitada ao tomar um avião brasileiro, e não um britânico, que lhe havia sido recomendado pelo diretor do H. H. Wills Physical Laboratory, que caiu em Dakar matando todos os seus passageiros.

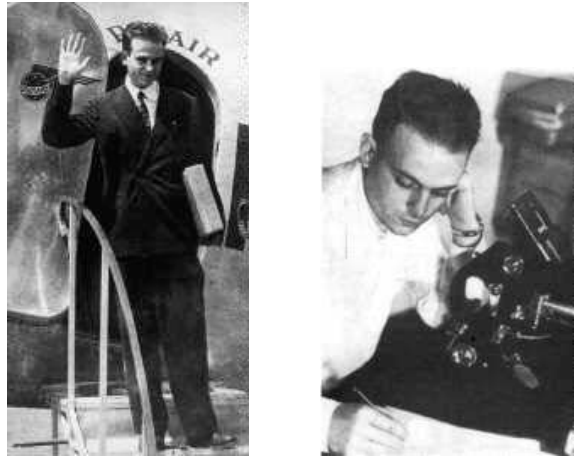


Fig. 3.3 - Lattes em 1947.

Ao revelar uma das chapas, ainda em La Paz, Lattes encontrou um méson duplo completo, e um alcance de cerca de 600μ para o secundário. Em Bristol, as chapas foram devidamente processadas pelos microscopistas, sendo encontrados cerca de 30 mésons duplos.

Foi decidido que eu deveria tentar encontrar a razão entre as massas do primeiro e do segundo méson, por contagem repetida dos traços. O resultado nos convenceu de que estávamos lidando com um processo fundamental. Identificamos o méson mais pesado com a partícula de Yukawa e o seu secundário com o méson de Carl Anderson. Era necessária uma partícula neutra de pequena massa para equilibrar os momentos.²⁴

Os resultados foram publicados em dois artigos assinados por Lattes, Occhialini e Powell, um na revista *Nature*, em 1947 (“Observation on the tracks of slow mesons in photographic emulsions”²⁵) e outro no *Proceedings of the Physical Society (London)* em 1948 (“A determination of the ratio of the masses of μ^- and π^- mésons by the method of grain-counting”²⁶).

À descoberta do méson π na natureza, seguiu-se à sua detecção por meios artificiais, e novamente Lattes está a sua frente. O ciclotron de 184 polegadas, recém construído em Berkeley,

²⁴ LATTES, 1984.

²⁵ LATTES; OCCHIALINI; POWELL, 1947.

²⁶ LATTES; OCCHIALINI; POWELL, 1948.

nos Estados Unidos, era o mais potente acelerador de partículas da época, capaz de gerar energias máximas de 380 MeV. Lattes deixa então Bristol e vai à Califórnia.

No laboratório de radiação de Berkeley, o grupo chefiado por Ernest O. Lawrence (1901-1958) não lograra sucesso em detectar a partícula de Yukawa. O trabalho que Lattes desenvolveu em colaboração com Eugene Gardner (1913-1950) foi essencial, pois este conhecia o acelerador e Lattes a técnica das emulsões nucleares. Conforme Lattes²⁷:

Os resultados mostraram que de fato estavam sendo produzidos mésons. Dois artigos descrevem o método de detecção e os resultados, o primeiro se referindo a mésons negativos, e o segundo a positivos. Utilizando o alcance dos píons e sua curvatura em um campo magnético, foi possível estimar as massas como aproximadamente 300 massas do elétron.

Os artigos a que Lattes se refere foram publicados nas revistas Science (“Production of mésons by the 184-inch Berkeley Cyclotron”) em 1948²⁸ e Physical Review (“Positive mésons produced by the 184-inch Berkeley Cyclotron”), em 1949²⁹.

Em 1950, Cecil F. Powell recebe o prêmio Nobel pela sua descoberta do pión...

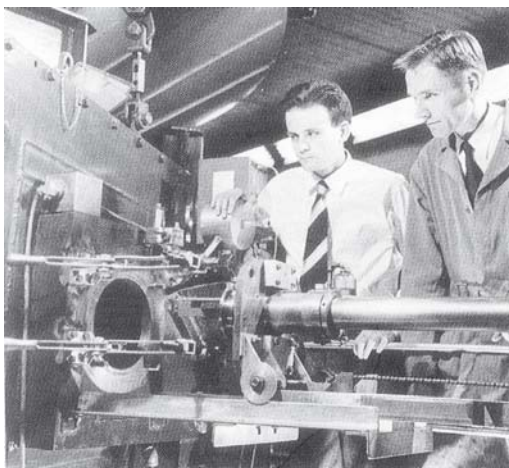


Fig. 3.4 - Lattes e Gardner no cíclotron de 184 polegadas.

3.4 Sobre a Conferência Nobel de Cecil Powell

Em sua Conferência Nobel de 1950, Cecil F. Powell³⁰ ressalta que o estudo dos raios cósmicos, à época, representava a possibilidade de investigar processos nucleares envolvendo partículas de energias muito maiores do que as produzidas artificialmente no laboratório. Produzindo transmutações nucleares que não podiam ser simuladas nos experimentos realizados com os cíclotrons e síncrotrons, geravam-se novos e significativos dados.

²⁷ LATTES, 1984.

²⁸ GARDNER; LATTES, 1948.

²⁹ BURFENING; GARDNER; LATTES, 1949.

³⁰ POWELL, 1950.

Do ponto de vista técnico, era necessário, de um lado, detectar a radiação e determinar a massa, a energia e as propriedades de transformação das partículas constituintes desses raios, além de estudar as transmutações nucleares produzidas. De outro, desenvolver métodos para observar esses raios tanto na atmosfera terrestre quanto nas profundezas da terra.

A detecção das partículas a partir de contadores Geiger e contadores de cintilação, permitiram o registro de partículas carregadas com intervalos da ordem de um a dois centésimos de microsegundos. Já a câmara de expansão de Wilson e as placas fotográficas assinalavam as trajetórias das partículas carregadas através da matéria.

Não foram poucos os problemas técnicos que precisaram ser superados para desenvolver experimentos em grandes alturas. Os foguetes V-2 apresentavam-se com uma possibilidade concreta, mas o seu reduzido tempo de voo os tornava inviáveis, na prática.

Encontrou-se nos balões a resposta desejada. O polietileno mostrou ser o material mais apropriado à sua confecção. Muito mais resistente que a borracha natural ou sintética, que era bastante corroída a grandes alturas pela radiação solar, os balões produzidos com esse material quimicamente inerte atingiam alturas estáveis, por várias horas. Um balão de 20 m de diâmetro podia chegar a 95 000 pés, levando uma carga de 20 kg.

As observações realizadas em grandes altitudes acabam evidenciando que a matéria que constitui os raios cósmicos primários possui velocidades próximas as da luz. Através da análise das trajetórias dessas partículas infere-se as suas cargas e a abundância relativa dos diferentes elementos químicos. As partículas de maior carga são rapidamente absorvidas pela matéria e raramente penetram em altitudes menores do que 70.000 pés. Em contraste, devido a sua pequena carga, prótons e partículas alfa (primários) penetram por grandes distâncias através da atmosfera. Desintegrando núcleos em processos de colisão, geram uma nova forma de matéria – os mésons- π , ou píons, de massa $274 m_e$.

Sabe-se agora que os mésons- π possuem um tempo de vida médio de cerca de 2×10^{-8} s. Esse período é tão pequeno que, quando em movimento em um gás – no qual sua velocidade é reduzida pela perda de energia por ionização, a uma taxa relativamente baixa – eles comumente decaem no voo. Em um material sólido, entretanto, eles podem ser aprisionados antes de terem tempo de decair. Esse foi o mais importante dos fatores que impediram a identificação das partículas até o desenvolvimento do método fotográfico de registro das trajetórias.³¹

Quando levados ao repouso em uma emulsão fotográfica, os mésons- π positivos decaem emitindo um méson- μ , de massa $212 m_e$. Nessa transmutação, o méson- μ é acompanhado da emissão de uma partícula neutra, de massa muito pequena, que Powell assume, tentativamente, ser o neutrino do decaimento β .

³¹ Id.

A captura de mésons- π negativos por átomos da matéria sólida exibe uma forte interação desses mésons com núcleons, “e nesse sentido suas propriedades são similares as preditas para os ‘quanta pesados’ de Yukawa”³².

Os mésons- μ gerados pelo decaimento dos mésons- π são os ‘elementos penetrantes’, ou componentes *hard* da radiação cósmica. Não interagindo com os núcleons, eles percorrem grandes distâncias na atmosfera, ionizando o ar ao nível do mar, e atingindo grandes profundidades sob a superfície da terra.



Fig. 3.5 - Quatro exemplos de decaimento $\pi-\mu-e$ conforme registrado em emulsões fotográficas

Além dos mésons carregados, há também a produção de mésons- π neutros em processos nucleares deflagrados pelos prótons primários da radiação cósmica.

Os mésons- π neutros possuem um tempo de vida muito pequeno e cada um se transforma espontaneamente em dois *quanta* de radiação. Quando passa próximo de um núcleo atômico, esse *quantum* pode se transformar em um par de elétrons, um positivo e outro negativo; e os elétrons podem gerar novos fótons em colisões adicionais. Uma sucessão desses processos resulta na produção da bem conhecida cascata de elétrons e fótons que formam a parte *soft*, ou componente facilmente absorvido da radiação cósmica.³³

³² Id.

³³ POWELL, 1950.

Estudos recentes mostram que existem mésons mais massivos que os mésons- π , embora sua ocorrência seja muito menor do que as desses mésons (Fig. 3.6). “A elucidação das suas propriedades parece ser de grande importância para o desenvolvimento da física nuclear.”³⁴

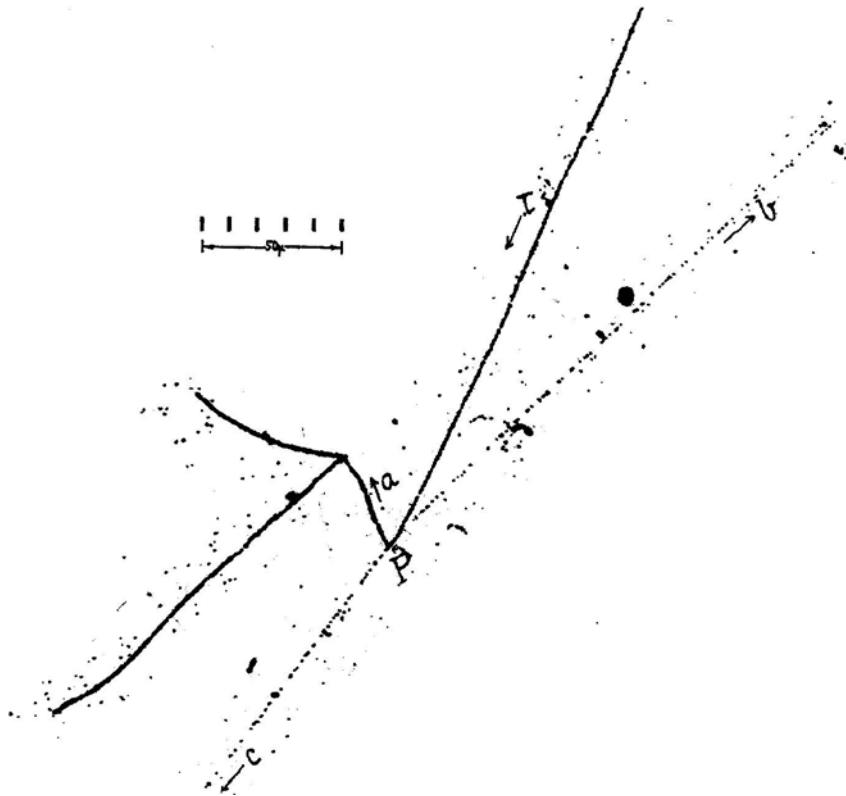


Fig. 3.6 – Levada ao repouso no ponto P, a partícula τ desintegra-se em três partículas a , b e c , as quais se movimentam em um mesmo plano. É quase certo que a partícula a seja um méson- π negativo. Admitindo-se que b e c também sejam mésons- π , pela conservação do momento linear do sistema (já que a trajetória dessas partículas é longa o suficiente para a determinação de suas velocidades) estima-se para a partícula τ uma massa de cerca de $970 m_e$.

Conforme Powell:

Estamos apenas no começo de nossa incursão no que parece ser um rico campo de descoberta. Não obstante, já parece certo que nosso *approach* teórico tem sido limitado pela falta de informação essencial; e de que o mundo dos mésons é muito mais complexo do que até aqui têm mostrado as mais brilhantes especulações teóricas. Os rápidos prótons e partículas alfa gerados pelos cíclotrons não são suficientemente energéticos para produzir esses mésons mais massivos, mas isso pode se tornar possível quando os síncrotrons de prótons, agora em construção, começarem a operar.³⁵

³⁴ Id.

³⁵ Id.



Fig. 3.7 - Santo rodeado por três mésons π . Salvador Dalí (1956). Óleo sobre tela. Nessa obra, “a matéria que compõe o santo apresenta-se fragmentada em uma explosão e levitando, explosão esta provocada por três invisíveis mésons π . Segundo o próprio Dalí, ‘é com os mésons pi e com os mais gelatinosos e indeterminados neutrinos que desejo pintar a beleza dos anjos e da realidade’.”³⁶

3.5 Referências Bibliográficas

ANDERSON, C. D. Early work on the positron and muon. **American Journal of Physics**, v. 29, n. 12, p. 825-830, 1961.

BASSALO, J. M. F. Partículas elementares: do átomo grego à supercorda. In: CARUSO, F.; SANTORO, A. (Eds) **Do átomo grego à física das interações fundamentais**. Rio de Janeiro: CBPF, 2000.

BASSALO, J. M. F. César Lattes: um dos descobridores do então méson pi. **Caderno Catarinense de Ensino de Física**, v. 7, n. 2, p. 133-148, 1990.

BETHE, H. A. What holds the nucleus together? **Scientific American**, v. 189, n. 3, p. 58-63, 1953.

BHABHA, H. J. Nuclear forces, heavy electrons and the β -decay. **Nature**, v. 141, p. 117-118, 1938.

³⁶ ANDRADE; NASCIMENTO; GERMANO, 2007.

BURFENING, J.; GARDNER, E.; LATTES, C. M. G. Positive mésons produced by the 184-inch Berkeley Cyclotron. **Physical Review**, v. 75, pp. 382-387, 1949.

CARUSO, F.; OGURI, V. A eterna busca do indivisível: do átomo filosófico aos quarks e léptons. **Química Nova**, v. 20, n. 3, p. 324-334, 1997.

FLEMING, H. Relembrando Wataghin. **Estudos Avançados**, v. 8, n. 22, pp. 195-197, 1994.

GARDNER, E.; LATTES, C. M. G. Production of mésons by the 184-inch Berkeley Cyclotron. **Science**, v. 107, pp. 270-271, 1948.

KEMMER, N. Nature of the nuclear field. **Nature**, v. 141, p. 116-117, 1938.

LATTES, C. M. G. My work in méson physics with nuclear emulsions. Original publicado em: BELLANDI FILHO, J; PEMMARAJU, A. (eds.) **Topics in cosmic rays**. 2 vols, UNICAMP, 1984, v. 1, p. 1-5 (trad. Roberto A. Martins).

LATTES, C. M. G.; MUIRHEAD, H.; OCCHIALINI, G. P. S.; POWELL, C. F. Processes involving charged mésons. **Nature**, v. 159, p. 694-697, 1947.

MARQUES, A. O pión. In: CARUSO, F; OGURI, V; SANTORO, A. (Org.) **Partículas elementares: 100 anos de descobertas**. Manaus: Editora da Universidade Federal do Amazonas, 2005. pp. 169-191.

LATTES, C. M. G.; OCCHIALINI, G. P. S.; POWELL, C. F. Observation on the tracks of slow mesons in photographic emulsions. **Nature**, v. 160, pp. 453-456, 1947.

LATTES, C. M. G.; OCCHIALINI, G. P. S.; POWELL, C. F. A determination of the ratio of the masses of μ^- and π^- mesons by the method of grain-counting. **Proc. Phys. Soc. (London)**, v. 61, pp. 173-183, 1948.

OCCHIALINI, G. P. S.; POWELL, C. F. Nuclear disintegrations produced by slow charged particles of small mass. **Nature**, v. 159, pp. 186-190, 1947.

POWELL, C. The cosmic radiation (1950). **Nobel Lectures, Physics 1942-1962**, Elsevier Publishing Company, Amsterdam, 1964.

http://nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/1950/powell-lecture.pdf

STREET, J. C.; STEVENSON, E. C. New evidence for the existence of a particle of mass intermediate between the proton and electron. **Physical Review**, v. 52, p. 1003-1004, 1937.

http://prola.aps.org/abstract/PR/v52/i9/p1003_1

YUKAWA, H. Méson theory in its developments (1949). **Nobel Lectures, Physics 1942-1962**, Elsevier Publishing Company, Amsterdam, 1964.

http://nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/1949/yukawa-lecture.pdf

Capítulo 4

A proliferação hadrônica e novas leis (regras) de conservação

4.1 Partículas V

Em 1940, três físicos da Universidade de São Paulo, Gleb Wataghin (1899-1986), Marcelo Damy de Souza Santos (1914-2009) e Paulus A. Pompéia detectaram um chuveiro de partículas de natureza diferente do conhecido chuveiro eletromagnético.

A cascata eletromagnética ou chuveiro eletromagnético é um processo de multiplicação de elétrons, pósitrons e fótons em um meio material, causado pela radiação de bremsstrahlung e pela criação de pares elétron-pósitron. Quando um elétron é desacelerado, ele emite radiação, e portanto fótons. Nas proximidades de uma carga elétrica, um fóton se converte em um par elétron-pósitron. Esse par, nas imediações de um núcleo, gera mais fótons, que se convertem em novos pares elétron-pósitron etc.¹

Expondo a raios cósmicos um material constituído por várias camadas horizontais de chumbo e de ferro, com medidores dispostos acima, abaixo e entre as camadas metálicas, Wataghin, Marcelo Damy e Pompéia constataram a produção de inúmeras partículas. Como essas partículas atravessavam várias dezenas de centímetros, a cascata não era eletromagnética, pois nesses eventos os elétrons são absorvidos em poucos centímetros. Assim, chamaram-no chuveiro penetrante.

A explicação teórica desse novo fenômeno estimulou o desenvolvimento de teorias sobre a produção de mésons. Werner Heisenberg (1901-1976) e Wataghin, por exemplo, consideravam que vários mésons eram produzidos simultaneamente em uma colisão. Para Heitler e outros, somente um méson era gerado por colisão, sendo o chuveiro o resultado de muitas colisões sucessivas. A resposta favorável ao mecanismo da produção múltipla de mésons (em contraposição ao da produção plural, de Heitler), veio com a produção de mésons em interações próton-próton em uma câmara de Wilson, no acelerador de Brookhaven. Os protagonistas desse experimento, realizado no laboratório de raios cósmicos da Universidade de Manchester (Inglaterra), foram os físicos Clifford C. Butler (1922-1999) e George D. Rochester (1908-2001).²

Em dezembro de 1947 Butler e Rochester publicaram as primeiras imagens do decaimento de um novo tipo de partícula, as partículas V, como as designaram, pelos traços encontrados com a forma dessa letra em uma câmara de nuvens exposta a raios cósmicos.

O “V” da parte inferior direita da Fig. 4.1 (a) representa o produto do decaimento de uma partícula neutra (que não deixa traços visíveis na câmara de nuvens, por não ter carga) em duas partículas, identificadas posteriormente como um pion positivo e um pion negativo:

$$V^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- . \quad (1)$$

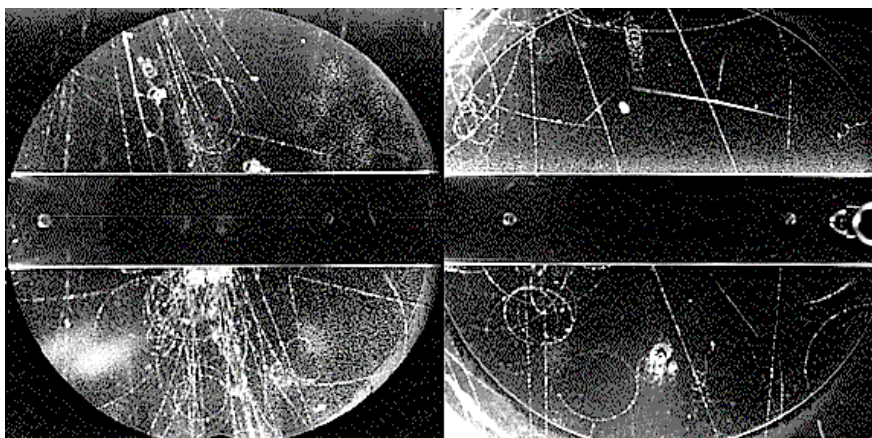
O segmento no canto direito superior da Fig. 4.1 (b) mostra o decaimento de uma partícula carregada, que ocorre no vértice do “V”, quando o traço deixado por ela no detector

¹ SALMERON, 2005, p. 63; VARELA, 2004, p. 416.

² SALMERON, 2002.

muda bruscamente de direção. Nesse caso, o “V” tem braços muito abertos. Essa partícula decai em um múon (que penetra no anteparo) e em um neutrino, como se verificou. O neutrino não é registrado pelo detector, mas sua presença é inferida pela conservação do momento linear do sistema. O pión também pode decair em um múon e em um neutrino (do múon), mas a análise da ionização deixada na câmara mostrava que a partícula detectada não podia ser um pión. Assim, para essa nova partícula:

$$V^+ \rightarrow \mu^+ + \nu. \quad (2)$$



(a)

(b)

Fig. 4.1 - Os registros das novas partículas detectadas por Buttler e Rochester em (a) outubro de 1946 e (b) maio de 1947.³

As massas das partículas V, chamadas posteriormente de mésons K, ou kaons, foram calculadas como sendo de $966 m_e$. Essas partículas decaem de várias maneiras, por exemplo, como:

$$K^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-; \quad (3)$$

$$K^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu. \quad (4)$$

Em 1950, foi observada uma outra partícula “V”, com massa de $2182 m_e$. Sem carga, a partícula Λ^0 , como foi nomeada, decaía em um próton e um pión negativo:

$$\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^-. \quad (5)$$

4.2 Um sentimento de conquista pouco duradouro

As descobertas do pión em Bristol e das partículas V em Manchester, no ano de 1947, seguidas da detecção do méson π , produzido artificialmente no ciclotron de 184” do Laboratório de Radiologia de Berkeley, em 1948, originaram dois impactos significativos na física da época.

³ <http://www.particlephysics.ac.uk/news/picture-of-the-week/picture-archive/the-kaon-s-50th-anniversary.html>

Por um lado, a corroboração experimental do pión levou a efêmera sensação de que parecia apenas uma questão de tempo o pleno entendimento do átomo e do núcleo atômico, em particular.

O átomo é um sistema formado por um núcleo central positivo, que concentra quase toda a sua massa, em torno do qual orbitam cargas negativas que asseguram a neutralidade do sistema. A força que rege essa interação, e que explica a estabilidade do sistema, é a eletromagnética. O quantum da força é o fóton.

O núcleo, constituído por prótons e nêutrons, mantém-se coeso pela força nuclear forte, cujo *quantum* é (ou parecia ser, ao menos) o pión. A força nuclear fraca é a responsável pela desintegração de nêutrons; contudo, a existência do neutrino era ainda uma postulação teórica, sem verificação experimental.

No quadro da física de partículas da época, todas, exceto o múon, tinham alguma ‘função’ ou papel. O pósitron era a primeira anti-partícula conhecida, e isso, afinal, gerava imensas expectativas sobre a existência de novas anti-partículas, mas certamente dentro de um quadro kuhniano de ciência normal. O fato de não se divisar para o múon nada efetivamente concreto não preocupava. Nesse sentido, à propósito, é bastante sugestiva a afirmação de Isidor I. Rabi (1898-1988), ganhador do Nobel de Física em 1944, quando diz: “Múons... quem os encomendou?”

Entrementes, o surgimento das primeiras partículas V trazia consigo novos e inesperados problemas à física da época, por exemplo, o relativo a grande diferença entre o intervalo de tempo em que essas partículas eram produzidas (10^{-23} s) e o intervalo de tempo de suas desintegrações (10^{-8} s). Esses tempos indicavam que produção e decaimento não eram regidos pelas mesmas forças. A desintegração envolvia tempos típicos de interações regidas pela força fraca, mas a produção dessas partículas era originada pela interação forte.

Por outro lado, a entrada em cena do pión e das partículas V impulsionou a construção de novos e mais potentes aceleradores de partículas. O rápido desenvolvimento desses dispositivos, em um curto período de tempo, foi essencial para o crescimento da física nuclear em um primeiro momento, e para a física de partículas ou física das altas energias, logo em seguida. Com as colisões geradas pelos aceleradores construídos a partir da década de 1950, o aparecimento de novas partículas logo transformou a física em um verdadeiro zoológico de partículas. Mas tudo a seu tempo...

Como se sabe, os aceleradores de partículas, em geral, são dispositivos que submetem partículas carregadas a campos elétricos que as aceleram, e a campos magnéticos que as desviam, convenientemente, de suas trajetórias. Nesse sentido, possuem o mesmo ‘princípio básico de funcionamento’.

Não obstante, pode-se situar o marco zero da era dos aceleradores nos primeiros tubos de descargas, que aceleravam linearmente partículas a partir de diferenças de potenciais aplicadas aos terminais de dois eletrodos ligados a uma fonte de alta tensão. Tubos de vácuo como os desenvolvidos por Johann Geissler (1815-1879) e William Crookes (1832-1919) possibilitaram o

estudo das propriedades dos raios catódicos, que levaram a identificação da primeira partícula genuinamente elementar, por J. J. Thomson. Por certo, na época, nem de longe se poderia imaginar como os desdobramentos desses dispositivos seriam fundamentais para perscrutar a matéria em escalas nunca antes cogitadas.

Os aceleradores capazes de produzir reações nucleares entraram em operação nos primeiros anos da década de trinta do século passado. Acelerando linearmente prótons provenientes da ionização de átomos de hidrogênio em um tubo evacuado de cerca de 27 cm de comprimento, no Laboratório Cavendish, John D. Cockcroft (1897-1967) e Ernest Walton (1903-1995) transmutaram lítio em hélio, gerando partículas alfa nessa reação:



Os prótons do acelerador Cockcroft-Walton atingiram energias entre 0,15 e 0,80 MeV. Foi também com energias dessa ordem de grandeza que Robert J. van de Graaff (1901-1967) acelerou prótons e partículas alfa no gerador eletrostático que construiu no Massachusetts Institute of Technology, em 1931.

Diferentemente dos aceleradores lineares que impulsionam partículas através de campos elétricos, apenas, nos aceleradores cíclicos, como o ciclotron e o síncrotron, sob a ação de campos magnéticos, a aceleração da partícula é função do número de voltas e das diferenças de potenciais aplicadas.

Ao abordar a evolução do ciclotron na sua conferência Nobel, Ernest O. Lawrence (1901-1958)⁴ menciona que os trabalhos pioneiros de Ernest Rutherford (1871-1937) e sua escola, que indicavam estar no núcleo atômico os próximos desafios da física experimental, foram determinantes para o estabelecimento de seu programa de pesquisa. Como já havia sido reconhecido pelo próprio Rutherford nas colisões de partículas alfa com núcleos leves, com quantidades maiores de energia as possibilidades de sondagem do núcleo seriam muito mais ampliadas. Assim, era essencial investir em dispositivos capazes de acelerar partículas carregadas a grandes velocidades.

Os primeiros modelos de aceleradores construídos por Lawrence e seus colaboradores começaram a ser produzidos a partir de 1930. Pouco tempo depois de serem publicados os resultados auspiciosos dos experimentos realizados por Cockcroft e Walton, ele já dispõe de ciclotrons capazes de desintegrar átomos de lítio por prótons.

O ciclotron de 27", construído por M. S. Livingston e Lawrence, acelerou prótons e dêuterons a vários milhões de elétron-volts, em reações nucleares envolvendo nêutrons e radioatividade artificial. Como ressalta Lawrence, com esses aparelhos as descobertas de Chadwick e dos Joliot-Curie foram prontamente corroboradas.

⁴ Lawrence foi laureado com o Prêmio Nobel de Física em 1939, “pela invenção e desenvolvimento do ciclotron, e pelos resultados obtidos com ele, especialmente com relação aos elementos radioativos artificiais”.

Foi com o ciclotron de 184” do Laboratório de Radiologia de Berkeley e com a técnica das emulsões nucleares que César Lattes e Eugene Gardner identificaram o méson π .

O Cosmotron (Brookhaven, NY, 1952), o Bevatron (Berkeley, Califórnia, 1954) e o Dubna (URSS, 1957), aceleravam prótons, respectivamente, a energias de 2,8 GeV, 3,5 GeV e 4,5 GeV.⁵ O DESY (Hamburgo, Alemanha, 1964) e o ADONE (Frascati, Itália, 1969) produziam elétrons e pósitrons com energias de 3,8 GeV e 3,0 GeV.

O SLAC (Stanford Linear Accelerator Center), na Califórnia, com uma extensão de 3,2 km, é o maior acelerador linear existente. Quando começou a operar, em 1966, acelerava elétrons com energias de 7 GeV. O SPS (Super-Próton-Síncrotron, CERN, Suíça/França, 1976), com uma circunferência de 6 km, acelerava prótons a 30 GeV. No Fermilab (Chicago, EUA, 1972) a energia dos prótons chegava a 32 GeV.

No LEP (Large Electron Pósitron, CERN⁶, Suíça/França, 1987), com um anel de 27 km de circunferência, circulavam elétrons e pósitrons em sentidos contrários, com energias de 100 GeV. Essas energias chegaram a 200 GeV no LEP-II ou LEP 200, em 1997.

Entre as energias inferiores a 1 MeV dos primeiros aceleradores e os 14000 GeV do LHC (Large Hadron Collider), com seus 27 km de circunferência, abrem-se janelas que permitem ‘ver’ eventos que se produzem a distâncias inimaginavelmente pequenas. E em um mundo (ainda, e talvez sempre) tão desconhecido e enigmático, é natural encontrar-se coisas novas que constantemente desafiam a compreensão.

4.3 Partículas estranhas, antipartículas, novas leis (regras) de conservação

Com os aceleradores gerando energias sempre crescentes, e o desenvolvimento de novas técnicas de medida e de processamento de dados, o número de novas partículas não parou de crescer. Às partículas K^0 , K^+ , K^- e Λ^0 seguiram-se outras partículas V , como Σ^+ , Σ^- , Ξ^- etc. O antipróton e o antinêutron emergiram em 1953-1954. O neutrino do elétron foi detectado em 1956, o neutrino do múon em 1962...

A profusão de novas partículas, enfim, tornou inevitável a sua classificação. Chamou-se de léptons as partículas com spin $1/2$, que não são sensíveis a interação forte. Os hádrons são partículas que interagem através da força nuclear forte. Ao contrário dos léptons (elétron, múons, neutrinos e suas antipartículas), os hádrons são compostos por outras partículas (quarks e antiquarks, como se verá no capítulo 5). Há duas categorias de hádrons: os bárions, que possuem spin fracionário ($1/2, 3/2, 5/2, \dots$) e os mésons, com spin inteiro (0, 1, 2, 3...).

Logo que surgiram, as partículas V causaram uma grande surpresa, porque não eram previstas. Além de possuírem massas muito maiores do que as partículas até então conhecidas, as

⁵ YNDURÁIN, 2006, p. 33.

⁶ Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire (Conselho Europeu para Pesquisa Nuclear).

partículas V apresentavam uma ‘estranha’ assimetria entre o intervalo de tempo em que eram produzidas e o intervalo de tempo de suas desintegrações, como já foi mencionado.

Assim, Y. Nambu (1921-), K. Nishijima (1926-2009) e Y. Yamaguchi observaram em 1953 que a desintegração da partícula lambda zero em um próton e em um pión negativo,

$$\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^- . \quad (7)$$

ocorria em $2,6 \times 10^{-10}$ s. A reação inversa, isto é, o tempo envolvido na criação de uma partícula lambda zero a partir do choque de um próton com um pión negativo era da ordem de 10^{-24} s. Para Nambu, Nishijima e Yamaguchi, a contradição desapareceria se a reação

$$p + \pi^- \rightarrow \Lambda^0 , \quad (8)$$

de algum modo, fosse proibida. Para isso postularam que no choque de um próton com um pión negativo, além da partícula Λ^0 era produzida uma outra (no caso, um kaon sem carga):

$$p + \pi^- \rightarrow \Lambda^0 + K^0 . \quad (9)$$

Poucos meses depois, essa reação foi observada em um experimento realizado com o acelerador Cosmotron (Brookhaven, EUA), que acelerava prótons a 3 GeV.⁷

A busca de princípios ordenadores para classificar a grande quantidade de partículas existentes levou a introdução de novos conceitos, de novas regras ou leis de conservação para explicar porque algumas reações ocorrem e outras não.

O *número quântico de carga elétrica* de uma partícula é igual ao quociente da carga da partícula pelo carga do próton. Em uma reação fisicamente possível, esse número quântico é conservado, isto é, a soma dos números quânticos de carga das partículas antes e depois da reação é a mesma.

O *número bariônico* é um número quântico associado a bárions e antibárions. Em uma reação, ele é conservado. Os bárions têm número bariônico igual 1; os antibárions, -1 (Tabela 4.1). O número bariônico de léptons e mésons é nulo.

No decaimento do bárion estranho lambda zero, expresso em (7), o número quântico de carga elétrica e o número bariônico são conservados:

$$\Lambda^0 (Q = 0) \rightarrow p (Q = 1) + \pi^- (Q = -1); \quad (10)$$

$$\Lambda^0 (B = 1) \rightarrow p (B = 1) + \pi^- (B = 0). \quad (11)$$

Mas e quanto ao tempo de vida de uma partícula V , que é muito maior do que o tempo em que ela se origina? Por que isso ocorre? Obviamente, na produção dessas partículas em colisões de raios cósmicos com átomos de oxigênio ou de nitrogênio na atmosfera, e com núcleos de chumbo nas placas de chumbo utilizadas em câmaras de Wilson, é a interação forte que domina

⁷ SALMERON, 2005, p. 67.

as reações. Contudo, como se verificou posteriormente, ‘as partículas estranhas decaem por interação fraca, a mesma que intervém no decaimento β e nos processos com neutrinos.’ No seu decaimento:

Tudo se passa como se somente a interação fraca interviesse. Por quê? A resposta foi encontrada em 1953 por Gell-Mann e Nishijima: as partículas elementares têm uma propriedade, designada estranheza, a qual é conservada nas interações fortes, mas, contrariamente à carga elétrica e ao número bariônico, não é conservada nas interações fracas.⁸

As partículas V foram chamadas de ‘partículas estranhas’ por Murray Gell-Mann (1929-), que vai introduzir um novo número quântico – o número quântico da estranheza – para explicar a existência de certas reações e a proibição de outras. Segundo Gell-Mann, a estranheza é conservada em uma interação eletromagnética; em uma interação fraca a estranheza (total) varia de uma unidade ($\Delta S = +1$).⁹

De acordo com a teoria de Gell-Mann, partículas como o próton e os píons, envolvidas na produção de partículas estranhas, possuem estranheza nula. Como a estranheza é conservada nas interações fortes, as partículas resultantes devem exibir um estado final de estranheza nula. Por conseguinte, uma das partículas do par possui estranheza positiva e a outra negativa. Um exemplo é a colisão de um pión negativo com um próton, que origina uma partícula lambda e um káon neutro, conforme a relação (8):

$$\pi^{-} (S = 0) + p (S = 0) \rightarrow \Lambda^{0} (S = -1) + K^{0} (S = +1) \quad (12)$$

Na desintegração de uma partícula estranha, a conservação da estranheza pode ser violada (mas não a conservação da carga elétrica, que sempre se verifica, em qualquer circunstância). As desintegrações do Λ^{0} e K^{0} ilustram esse processo, regido pela interação fraca:

$$\Lambda^{0} (S = -1) \rightarrow p (S = 0) + \pi^{-} (S = 0), \quad (13)$$

$$K^{0} (S = 1) \rightarrow \pi^{+} (S = 0) + \pi^{-} (S = 0). \quad (14)$$

De fato, não é claro qual é o conteúdo físico dessa nova propriedade das partículas, nem se percebe porque razão a estranheza é conservada na interação forte e não o é na interação fraca. ‘Gell-Mann e Nishijima admitiram simplesmente que assim o é, da mesma maneira que se admite um axioma.’ Mas, ao fazê-lo, criaram um ‘algoritmo’ que, de certo modo, resumia a informação experimental relativa à produção e decaimento das novas partículas. O modelo permitia prever a existência de novos processos ainda não observados e também explicar por que razão determinados decaimentos não eram detectados.¹⁰

⁸ VARELA, 2004, p. 185.

⁹ SALMERON, 2005, p. 70.

¹⁰ Id, p. 186-187.

As tabelas 4.1 e 4.2 apresentam algumas propriedades dos bárions e dos mésons.

Bárion	Carga	Massa (MeV/c ²)	Spin	Número bariônico	Estranheza
Próton, p	+1	938	1/2	+1	0
Antipróton, \bar{p}	-1	938	1/2	-1	0
Nêutron, n	0	940	1/2	+1	0
Antinêutron, \bar{n}	0	940	1/2	-1	0
Lambda, Λ^0	0	1116	1/2	+1	-1
Antilambda, $\bar{\Lambda}^0$	0	1116	1/2	-1	+1
Lambda charmoso mais,	+1	2282	1/2	+1	0
Sigma mais, Σ^+	+1	1189	1/2	+1	-1
Antisigma menos, $\bar{\Sigma}^-$	-1	1189	1/2	-1	+1
Sigma zero, Σ^0	0	1192	1/2	+1	-1
Antisigma zero, $\bar{\Sigma}^0$	0	1192	1/2	-1	+1
Sigma menos, Σ^-	-1	1197	1/2	+1	-1
Antisigma mais, $\bar{\Sigma}^+$	+1	1197	1/2	-1	+1
Ksi zero, Ξ^0	0	1315	1/2	+1	-2
Antiksi zero, $\bar{\Xi}^0$	0	1315	1/2	-1	+2
Ksi menos, Ξ^-	-1	1321	1/2	+1	-2
Antiksi mais, $\bar{\Xi}^+$	+1	1321	1/2	-1	+2
Ômega menos, Ω^-	-1	1672	3/2	+1	-3
Anti-ômega mais, $\bar{\Omega}^+$	+1	1672	3/2	-1	+3
Delta zero, Δ^0	0	1237	3/2	+1	0
Anti delta zero, $\bar{\Delta}^0$	0	1237	3/2	-1	0
Delta menos, Δ^-	-1	1239	3/2	+1	0
Delta mais, Δ^+	+1	1235	3/2	+1	0
Delta dois mais, Δ^{++}	+2	1233	3/2	+1	0
Sigma estrela mais, Σ^{*+}	+1	1382	3/2	+1	-1
Sigma estrela zero, Σ^{*0}	0	1385	3/2	+1	-1
Sigma estrela menos,	-1	1388	3/2	+1	-1
Ksi estrela menos, Ξ^{*-}	-1	1530	3/2	+1	-2
Ksi estrela zero, Ξ^{*0}	0	1530	3/2	+1	-2

Tabela 4.1 - Propriedades dos bárions.¹¹

¹¹ OSTERMANN, 1999, p. 33.

Méson	Carga	Massa (MeV/c ²)	Estranheza
Pi zero, π^0	0	135	0
Pi menos, π^-	-1	140	0
Pi mais, π^+	+1	140	0
Ro, ρ^0	0	776	0
Eta, η^0	0	549	0
K zero, K^0	0	498	+1
Anti K zero, \bar{K}^0	0	498	-1
K mais, K^+	+1	494	+1
K menos, K^-	-1	494	-1
D zero, D^0	0	1865	0
Anti D zero, \bar{D}^0	0	1865	0
D mais, D^+	+1	1869	0
D menos, D^-	-1	1869	0
F mais, F^+	+1	1971	+1
F menos, F^-	-1	1971	-1
J/Psi, J/ψ	0	3097	0
B zero, B^0	0	5274	0
Anti B zero, \bar{B}^0	0	5274	0
B mais, B^+	+1	5271	0
B menos, B^-	-1	5271	0
Fi, Φ	0	1020	0
Úpsilon, Y	0	9460	0

Tabela 4.2 - Propriedades dos mésons.¹²

Em 1957, Gell-Mann e Richard Feynman (1918-) trabalharam em conjunto, no CALTECH, procurando entender a dinâmica das interações fracas. Sendo os fótons os mediadores da interação eletromagnética, que partículas, desempenhando papel semelhante, mediarão as interações fracas? Para eles, essas partículas seriam os *uxyls*, mas a teoria que desenvolveram teve de ser descartada, por incompatibilidades com os experimentos.¹³

¹² OSTERMANN, 1999, p. 35.

¹³ ROSENFELD, 2003, p. 80-81.

4.4 A conservação do número leptônico (do elétron, do múon, do tau)

Entre outras coisas, a descoberta do neutrino em 1955 ilustra a importância das regras de quantização na física da metade do século passado. Postulado teoricamente por Wolfgang Pauli (1900-1958) em 1930 e integrado em uma teoria das interações fracas por Enrico Fermi (1901-1954) nos anos seguintes, o neutrino havia escapado à detecção. Sem carga elétrica, esta partícula não interage eletromagneticamente com a matéria e (sendo um lépton) não é sensível à interação forte.

Em 1934, Hans Bethe (1906-2005) e Rudolf Peierls (1907-1995) haviam estimado uma seção de choque da ordem de 10^{-44} cm^2 para o neutrino. Sendo de 1000 anos luz o livre caminho médio de uma partícula com essa seção de choque, no hidrogênio líquido, sua detecção parecia ser algo para além das possibilidades da física. O próprio Pauli foi portador dessa idéia, quando em uma visita ao CALTECH disse ter feito feito uma coisa terrível, ou seja, postulado uma partícula que não podia ser detectada. Não obstante, ninguém duvidava da existência do neutrino.

Assim como Albert Michelson (1852-1931) e Edward Morley (1838-1923) mostraram em 1887 que J. C. Maxwell (1831-1879) havia se enganado ao considerar como hipotéticos a realização de experimentos ópticos ou elétricos com a precisão necessária (que exigia medidas de segunda ordem na razão entre a velocidade orbital da Terra e a velocidade da luz) para aferir o possível (e esperado) movimento da Terra através de um éter estacionário; Frederick Reines (1918-1998) e Clyde Cowan (1919-1974) engajaram-se em um projeto cujo objetivo era encontrar o que ninguém achava que era possível: o neutrino. Na Conferência Nobel que profere em 1995, sob o título bastante sugestivo “The neutrino: from Poltergeist to particle”, Reines relata o processo da descoberta dessa esquiva partícula em 1955¹⁴.

Com o recente término da segunda guerra mundial e o envolvimento de um sem número de físicos com a fissão nuclear, sabia-se que a explosão de uma bomba era uma intensa fonte de neutrinos. Obviamente, as possibilidades de detecção de um evento raro aumentam com a multiplicação desse evento. A idéia inicial de uma bomba para a geração de neutrinos, contudo, evoluiu para uma outra, quando Reines e Cowan se deram conta da imensa quantidade de neutrinos produzida nos processos de fissão realizados nos reatores nucleares.

Conforme Reines, depois de muitas conjecturas, decidiram averiguar a reação $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$, pois caso o neutrino livre realmente existisse, essa reação inversa do decaimento beta deveria ocorrer, como já haviam estabelecido Bethe e Peierls. Na época, não se sabia se o neutrino (do elétron) era ou não a sua própria antipartícula (como ocorre com o fóton e o pión neutro, por exemplo) e nem como poderiam diferir fisicamente.

Antes de prosseguir, é necessário ter presente as noções de ‘simetria de cruzamento’ e de ‘simetria de inversão no tempo’. A simetria de cruzamento assegura que se uma reação

¹⁴ REINES, 1995.

envolvendo os elementos A, B, C e D satisfaz a relação

$$A + B \rightarrow C + D, \quad (15)$$

então, reações que correspondem a passagens desses elementos para o outro lado da relação, desde que substituídos por suas correspondentes antipartículas, são também fisicamente possíveis. Por exemplo:

$$B \rightarrow \bar{A} + C + D, \quad (16)$$

$$A + \bar{C} \rightarrow \bar{B} + D. \quad (17)$$

A simetria de inversão no tempo estabelece que se uma reação é possível, a sua inversa também é, com igual probabilidade:

$$A + B \rightarrow C + D, \quad (18)$$

$$C + D \rightarrow A + B. \quad (19)$$

No decaimento β , um nêutron se desintegra em um próton, um elétron e um neutrino (na verdade, um antineutrino, o antineutrino do elétron), isto é,

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e. \quad (20)$$

Assim, em seu estudo, Reiner e Cowan procuraram evidências do processo que se obtém da reação (20) “por cruzamento do elétron e inversão no tempo”, no qual “um antineutrino interage com um próton no núcleo atômico produzindo um nêutron e um pósitron”¹⁵,

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+. \quad (21)$$

A Fig. 4.2 apresenta um diagrama esquemático da técnica de detecção da partícula procurada produzida em reações nucleares no acelerador de Savannah River. Nela se observa que um antineutrino proveniente de um processo de fissão no reator incide sobre um alvo de água contendo cloreto de cádmio. Da interação do antineutrino com um próton resulta um pósitron e um nêutron. O pósitron interage com um elétron, gerando dois raios gamas de 0,5 MeV, que são detectados simultaneamente por dois detectores de cintilação situados em lados opostos do alvo. Ficando mais lento (em cerca de 10 microsegundos), o nêutron é capturado por um núcleo de cádmio, do que resultam novas emissões gamas, detectadas pelos cintiladores líquidos. A assinatura do antineutrino, como diz Reines, está relacionada ao atraso verificado na coincidência entre os pulsos produzidos pela aniquilação do pósitron e os gerados microsegundos depois pela captura do nêutron no cádmio.

¹⁵ VARELA, 2004, p. 195.

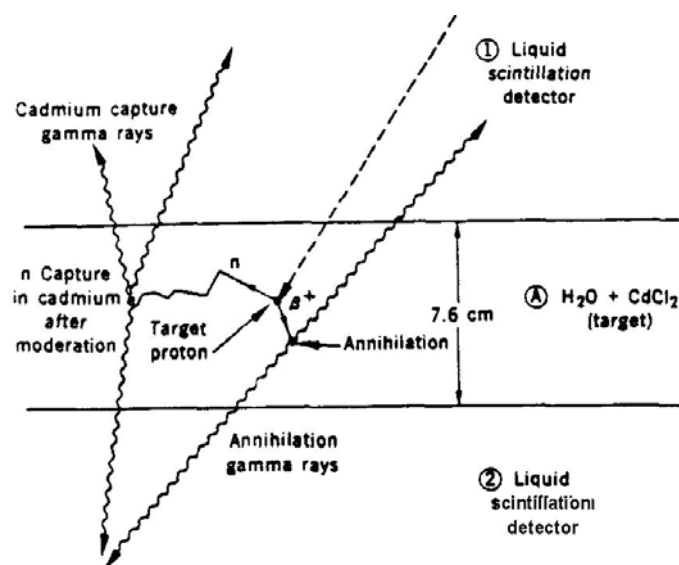


Fig. 4.2 - Diagrama esquemático do processo de detecção do antineutrino no experimento de Savannah River.

Conforme Reines¹⁶:

O reator de Savannah River mostrou-se bastante apropriado para os estudos com neutrinos, pela disponibilidade de uma localização bem blindada a 11 metros do centro do reator e a cerca de 12 metros sob o solo em uma edificação massiva. O alto fluxo de antineutrinos $\bar{\nu}_e$, de $1,2 \times 10^{13} / \text{cm}^2 \text{s}$, e a reduzida quantidade de raios cósmicos de fundo foram essenciais para o sucesso do experimento, o qual, mesmo sob condições tão favoráveis, envolveu um tempo de 100 dias ao longo de um período de aproximadamente um ano.

Havendo sido detectado o primeiro antineutrino livre, restava saber se o neutrino era ou não a sua própria antipartícula. A partir da relação (20), vê-se que outra reação fisicamente possível é a que envolve a interação de um neutrino (do elétron) com um nêutron, da qual resultam um próton e um elétron:

$$\nu_e + n \rightarrow p + e^- . \quad (22)$$

Contudo, seria igualmente possível a reação

$$\bar{\nu}_e + n \rightarrow p + e^- ? \quad (23)$$

A reação entre um antineutrino e um nêutron nunca foi observada. Os experimentos realizados por Raymond Davis (1914-2006) demonstraram que o neutrino não é a sua antipartícula.¹⁷

¹⁶ REINES, 1995.

Em 1953, Emil J. Konopinski (1911-1990) e H. M. Mahmoud formularam a lei da conservação do número de léptons, com a qual se introduziu uma clara distinção entre o neutrino (do elétron) e o antineutrino (do elétron). Para os léptons (elétron, neutrino do elétron e múon negativo) atribui-se o número leptônico $L = 1$; para os antiléptons (pósitron, antineutrino do elétron e múon positivo), $L = -1$. É claro, os hádrons possuem número leptônico igual a zero.

Assim, no decaimento β^- o antineutrino é emitido pelo nêutron,

$$n (L = 0) \rightarrow p (L = 0) + e^- (L = 1) + \bar{\nu}_e (L = -1), \quad (24)$$

enquanto que na reação inversa ele pode ser capturado apenas pelo próton,

$$\bar{\nu}_e (L = -1) + p (L = 0) \rightarrow n (L = 0) + e^+ (L = -1), \quad (25)$$

mas não pelo nêutron (pois, nesse caso, apesar de haver a conservação do número de léptons não haveria a conservação da carga elétrica.).

No decaimento β^+ tem-se:

$$p (L = 0) \rightarrow n (L = 0) + e^+ (L = -1) + \nu_e (L = +1). \quad (26)$$

É interessante observar que o decaimento do múon negativo em um elétron e um fóton, apesar de nunca ter sido observado, não contradiz a conservação do número leptônico (e nem a conservação da carga elétrica),

$$\mu^- (L = +1) \rightarrow e^- (L = +1) + \gamma \gamma (L = 0). \quad (27)$$

A impossibilidade física dessa reação ficou clara com o surgimento de um novo tipo de neutrino – o neutrino do múon – em 1962, por Leon M. Lederman (1922-), Melvin Schwartz (1932-2006) e Jack Steinberger (1921-) e uma nova lei de conservação.

Produzindo colisões de antineutrinos do múon com prótons no acelerador de Brookhaven, Lederman, Scharzt e Steinberger encontraram cerca de trinta eventos¹⁸ do tipo

$$\bar{\nu}_\mu + p \rightarrow \mu^+ + n, \quad (28)$$

e nenhum exemplar da reação

$$\bar{\nu}_\mu + p \rightarrow e^+ + n. \quad (29)$$

De fato, esse último processo viola uma nova lei de conservação: a conservação do número leptônico do múon. Esse número quântico tem valores $L_\mu = +1$ para o múon e para o neutrino do múon; $L_\mu = -1$ para as respectivas antipartículas, o antimúon e o antineutrino do múon; e $L_\mu = 0$ para as demais partículas.

Por conseguinte, no decaimento de um múon negativo resultam um elétron, um

¹⁷ DAVIS, 2002.

¹⁸ VARELA, 2004, p. 199.

antineutrino do elétron e um neutrino do múon, assim como um múon positivo decai em um pósitron, um neutrino do elétron e um antineutrino do múon:

$$\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu, \quad (30)$$

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu. \quad (31)$$

Com a exclusão do múon da classificação anterior, o número leptônico do elétron tem valor $L_e = +1$ para o elétron e o neutrino do elétron; $L_e = -1$ para o pósitron e o antineutrino do elétron; e $L_e = 0$ para as demais partículas.

A partícula τ foi encontrada experimentalmente por Martin L. Perl (1927-)¹⁹. Juntamente com o neutrino do tau e as correspondentes antipartículas, aparecem em reações que demandam a conservação do número tautônico: tem-se $L_\tau = +1$ para o tau e o neutrino do tau; $L_\tau = -1$ para o antitau e para o antineutrino do tau; e $L_\tau = 0$ para as demais partículas.

A Tabela 4.3 ilustra as propriedades dos léptons.

Lépton	Carga	Massa (MeV/c ²)	Número do elétron	Número do múon	Número do tau
Elétron, e^-	-1	0,511	+1	0	0
Múon, μ^-	-1	107	0	+1	0
Tau, τ	-1	1777	0	0	+1
Neutrino do elétron, ν_e	0	≈ 0	+1	0	0
Neutrino do múon, ν_μ	0	≈ 0	0	+1	0
Neutrino do tau, ν_τ	0	< 70	0	0	+1
Anti-elétron, e^+	+1	0,511	-1	0	0
Anti-múon, μ^+	+1	107	0	-1	0
Anti-tau, τ^+	+1	1777	0	0	-1
Antineutrino do elétron, $\bar{\nu}_e$	0	≈ 0	-1	0	0
Antineutrino do múon, $\bar{\nu}_\mu$	0	≈ 0	0	-1	0
Antineutrino do tau, $\bar{\nu}_\tau$	0	< 70	0	0	-1

Tabela 4.3 - Propriedade dos léptons.²⁰

4.5 Outras leis de conservação

Além das leis de conservação da massa-energia, do momento linear, do momento angular intrínseco, da carga, do número bariônico, da estranheza (nas interações regidas pela força nuclear

¹⁹ PERL, 1995.

²⁰ OSTERMANN, 1999, p. 31.

forte, e nas interações eletromagnéticas), do número leptônico do elétron, do número leptônico do múon, do número leptônico do tau, e das noções de simetria de cruzamento e simetria de inversão no tempo, há outras quantidades que se conservam no domínio das partículas elementares.

Para os hádrons, o spin isotópico ou isospin (I) representa o número de partículas existentes em um multiplete, isto é, em um grupo de partículas elementares com propriedades idênticas e/ou semelhantes (por exemplo, no que se refere a massa e ao número bariônico). Esse número é dado pela expressão

$$I = \frac{(n - 1)}{2}, \quad (32)$$

no qual n é o número de partículas no multiplete. Para $n = 1$, como no caso da partícula Λ^0 , $I = 0$. O próton e o nêutron possuem o mesmo spin, o mesmo número bariônico e massas muito próximas. Formam, portanto, um duplete com spin isotópico $1/2$. O isospin é conservado nas interações fortes.²¹

O número quântico I_3 , que varia de $-I$ a I , e que é conservado nas interações fortes e nas interações eletromagnéticas, distingue os elementos de um multiplete. No caso da família constituída pelo próton e pelo nêutron, tem-se $I_3 = +1/2$ para o próton e $I_3 = -1/2$ para o nêutron.²²

A carga elétrica de uma partícula está relacionada ao número quântico I_3 e à carga elétrica do próton, e , pela relação

$$Q = (I_3 + 1/2)e. \quad (33)$$

A conjugação de carga (C) é a operação na qual se substitui uma partícula por sua antipartícula. Nesse processo, invertem-se as cargas das partículas carregadas, e seus momentos magnéticos. A conjugação de carga é conservada nas interações forte e eletromagnética, mas não nas interações regidas pela força nuclear fraca.

Já a paridade é um número quântico associado à transformação de paridade. Uma transformação de paridade é a operação que transforma \vec{r} em $\vec{r}' = -\vec{r}$, $\psi(\vec{r})$ em $\psi(-\vec{r})$, \vec{p} em $\vec{p}' = -\vec{p}$. É a abstração de um processo físico ocorrendo em frente a um espelho. Uma simetria sob reflexão no espaço não possibilita distinguir direita de esquerda.

O momento angular de uma partícula não se altera sob uma transformação de paridade:

$$\vec{L} = \vec{r} \times \vec{p}, \quad (34)$$

$$\vec{L}' = \vec{r}' \times \vec{p}' = (-\vec{r}) \times (-\vec{p}') = \vec{L}. \quad (35)$$

²¹ ABDALLA, 2002, p. 84.

²² Id, p. 85.

Desse modo, “uma partícula isolada com spin tem igual probabilidade de apresentar uma ‘rotação’ de spin para a direita ou para a esquerda”²³.

Sendo P o operador de paridade, resulta

$$P \psi(\vec{r}) = \psi(-\vec{r}), \quad (36)$$

$$P^2 \psi(\vec{r}) = \psi(\vec{r}). \quad (37)$$

Desse modo, o operador paridade tem dois autovalores: $+1$ e -1 .

A conservação da paridade ocorre nas interações forte e eletromagnética, mas não nas interações fracas, embora, por bastante tempo, tenha-se acreditado em sua validade irrestrita na física.

4.6 O enigma $\tau - \theta$ e a violação da paridade nas interações fracas

Os mésons K^+ , K^- e K^0 podem se desintegrar de várias maneiras. Contudo, desde a descoberta dessas partículas, isso somente ficou claro com o passar do tempo. Nos primeiros anos da década de 1950, os decaimentos de duas partículas, uma em três píons, conhecido como méson tau e outra em um par de píons, denominado de méson teta,

$$\tau^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^+ + \pi^-, \quad (38)$$

$$\tau^- \rightarrow \pi^- + \pi^- + \pi^+, \quad (39)$$

$$\theta^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0, \quad (40)$$

$$\theta^- \rightarrow \pi^- + \pi^0, \quad (41)$$

e também

$$\theta^0 \rightarrow \pi^0 + \pi^0, \quad (42)$$

passaram a chamar a atenção dos físicos de partículas, inicialmente, pelas semelhanças que apresentavam, e logo em seguida pelo enigma que suscitaram.

Dentro da margem de erro dos experimentos realizados, os dados mostravam que as massas de τ e de θ eram iguais, e que elas apresentavam, também, o mesmo tempo de decaimento. Não obstante, em 1953 R. Dalitz e E. Fabri demonstraram que a paridade dessas partículas eram diferentes. Considerando que os mésons π têm paridade negativa e analisando experimentalmente os produtos dos decaimentos de τ^+ e de θ^+ , em termos do momento angular e da conservação da paridade, concluíram que a paridade de θ^+ é positiva e que a paridade de τ^+ é negativa. Experimentos realizados em outros centros de pesquisa corroboraram o resultado desse

²³ VARELA, 2004, p. 220.

estudo. Assim, contrariando as expectativas, ficava claro que θ^+ e τ^+ não podiam ser a mesma partícula.

No artigo “Question of parity conservation in weak-interactions”, Tsung-Dao Lee (1926-) e Chen Ning Yang (1922-)²⁴ defendem a tese de que as partículas θ^+ e τ^+ são dois modos diferentes de decaimento de uma mesma partícula. Tanto nesse trabalho como nos artigos relativos as conferências que proferem em Estocolmo no ano seguinte, quando dividem o prêmio Nobel de Física “pela investigação acurada das chamadas leis de paridade, que conduziram a importantes descobertas sobre as partículas elementares”, Lee²⁵ e Yang²⁶ ressaltam que não há base experimental suficiente para reivindicar a conservação da paridade nos processos envolvendo a interação fraca.

O que os experimentos indicam, sem exceção e com um alto grau de confiabilidade, é a conservação da paridade nas interações regidas pela força eletromagnética e pela força nuclear forte. Entretanto, não se pode extrapolar esse resultado para o decaimento beta e os decaimentos das partículas estranhas, que são geridos por uma outra força fundamental da natureza.

Na verdade, o presente enigma tau-teta pode ser tomado como uma indicação de que a conservação da paridade é violada nas interações fracas. Entretanto, essa afirmação deve ser vista com parcimônia, devido ao pouco conhecimento que ainda se tem sobre a natureza das partículas estranhas... Para decidir inequivocamente se a paridade é ou não conservada nas interações fracas, é preciso realizar um experimento para determinar se as interações fracas distinguem a direita da esquerda. Nesse sentido, discutem-se alguns experimentos possíveis.²⁷

Segundo Lee e Yang, medidas da distribuição angular dos elétrons provenientes do decaimento beta de núcleos orientados por um campo magnético, como o do Co^{60} , podem evidenciar a não conservação da paridade nesse processo. O princípio básico subjacente a esse e a outros experimentos que eles sugerem (decaimento π - μ , decaimento μ -e e decaimentos de partículas estranhas) é conceitualmente simples: analisar os dados obtidos quanto a existência ou não de uma simetria direita-esquerda a partir de dois arranjos experimentais que são as imagens-espelho um do outro.

O experimento do decaimento β do Co^{60} em Ni^{60} foi realizado em 1957 por Chien Shiung Wu (1912-1997) e colaboradores, na Universidade de Colúmbia, nos Estados Unidos.²⁸ Para minimizar a desordem térmica, a amostra de Co^{60} foi levada a uma temperatura de 0,01 K. Um intenso campo magnético foi usado para alinhar os (spins dos) núcleos do Co^{60} em uma dada direção. Como os elétrons possuem um momento magnético intrínseco devido a seu spin,

²⁴ LEE; YANG, 1956.

²⁵ LEE, 1957.

²⁶ YANG, 1957

²⁷ LEE; YANG, 1956.

²⁸ WU; AMBLER; HAYWARD; HOPPES; HUDSON, 1957.

quando ocorre a emissão beta eles se alinham de uma determinada maneira com o campo, ou seja, eles se polarizam sob a influência do campo, rompendo a isotropia.

Os resultados do experimento mostraram que os elétrons se orientaram preferencialmente na mesma direção mas no sentido contrário ao spin dos núcleos do Co^{60} . Contudo, na imagem-espelho desse experimento, na qual os spins dos núcleos de Co^{60} se orientam no sentido oposto, verificou-se que os elétrons são emitidos preferencialmente no mesmo sentido do spin dos núcleos (Fig. 4.3). Assim, o decaimento beta do cobalto distingue a esquerda da direita e a simetria de paridade não é verificada.²⁹

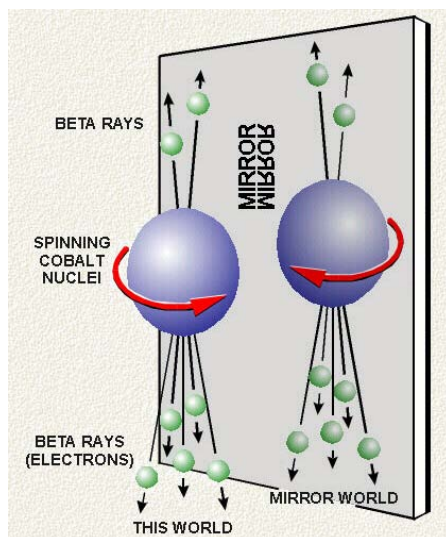


Fig. 4.3 - Representação artística da não conservação da paridade no decaimento beta do Co^{60} . No espelho, a direção (sentido) do spin do cobalto é invertida, mas a direção (sentido) de movimento preferencial dos elétrons não se altera. A transformação de paridade determinaria um giro de 180° no espelho, para voltar a direção (sentido) original do spin do cobalto, mas nesse caso isso levaria ao falso resultado de que a emissão beta ocorreria no mesmo sentido do spin.³⁰

4.7 Referências Bibliográficas

ABDALLA, M. C. B. **O discreto charme das partículas elementares**. São Paulo: UNESP, 2006.

DAVIS, R. A half-century with solar neutrinos. **The Nobel Prizes 2002**. Editor Tore Frängsmyr, Nobel Foundation, Stockholm, 2003.

http://nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/2002/davis-lecture.pdf

²⁹ VARELA, 2004, p. 222. MYNENI, 1984.

³⁰ <http://www.hep.lu.se/courses/fyst17-fkf050/2010/chapter5.pdf>

LEE, T. D. Weak interactions and nonconservation of parity (1957). **Nobel Lectures, Physics 1942-1962**, Elsevier Publishing Company, Amsterdam, 1964.

http://nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/1957/lee-lecture.pdf

LEE, T. D.; YANG, C. N. Question of parity conservation in weak interactions. **Physical Review**, v. 104, n. 1, p. 254-258, 1956.

OSTERMANN, F. **Tópicos de física contemporânea em escolas de nível médio e na formação de professores de física**. 1999. Tese de Doutorado. Universidade Federal do Rio Grande do Sul, Porto Alegre, RS. Apêndice 1, Texto do professor sobre partículas elementares.

PERL, M. L. Reflections on the discovery of the tau lepton (1995). **Nobel Lectures, Physics 1991-1995**, Editor Gösta Eksping, World Scientific Publishing Co., Singapore, 1997.

REINES, F. The neutrino: from Poltergeist to particle (1995). **Nobel Lectures, Physics 1991-1995**, Editor Gösta Eksping, World Scientific Publishing Co., Singapore, 1997.

http://nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/1995/reines-lecture.pdf

SALMERON, R. A. Física nuclear, raios cósmicos e as origens da física de partículas elementares. In CARUSO, F; OGURI, V; SANTORO, A. (Org.) **Partículas elementares: 100 anos de descobertas**. Manaus: Editora da Universidade Federal do Amazonas, 2005. pp. 43-72.

SALMERON, R. A. Gleb Wataghin. **Estudos Avançados**, v. 16, n. 44, pp. 310-315, 2002.

VARELA, J. **O século dos quanta**. Brasília: Universidade de Brasília, 2004.

WU, C. S.; AMBLER, E.; HAYWARD, R. W.; HOPPE, D. D.; HUDSON, R. P. Experimental test of parity conservation in beta decay. **Physical Review**, v. 105, n. 4, p. 1413-1415, 1957.

http://prola.aps.org/pdf/PR/v105/i4/p1413_1

YANG, C. N. The law of parity conservation and other symmetry laws of physics (1957). **Nobel Lectures, Physics 1942-1962**, Elsevier Publishing Company, Amsterdam, 1964.

http://nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/1957/yang-lecture.pdf

YNDURÁIN, F. J. **Electrones, neutrinos y quarks**. Barcelona: Crítica, 2006.

Capítulo 5

Sobre os quarks de Gell-Mann, Nambu...

5.1 Prelúdio aos quarks: os multipletos de Gell-Mann (e Ne'eman)

A busca por ordem parece ser um traço marcante do ser humano, e do cientista em especial. Nesse sentido, e sob muitos aspectos, as preocupações da química posterior aos estudos desenvolvidos por John Dalton (1766-1844), que possuía leis e uma notação condizente com o seu rápido progresso, mas que ainda carecia de um quadro organizacional de seus quase cem elementos, assemelham-se às da física de partículas da década de sessenta do século passado.

Efetivamente, com a explosão do número de novas partículas na física a partir da década de 1950, sujeitas a força nuclear forte, a classificação das partículas elementares em léptons e hádrons, e dos hádrons em bárions e mésons, mostrou-se insatisfatória. A via para uma organização mais eficaz do zoológico subatômico demonstrou estar nas novas leis e regras de conservação e simetrias correspondentes.

No âmbito da química da metade do século XIX, eram evidentes as semelhanças e diferenças entre os átomos. Por certo, a individualidade dessas estruturas era assegurada por diferentes pesos atômicos, densidades e afinidades químicas, mas quando reunidas em certos grupos evidenciavam propriedades comuns, como metais resistentes à corrosão (ouro, prata), metais alcalinos combustíveis (hidrogênio, oxigênio), gases incolores e inodoros (hidrogênio, oxigênio) etc.¹ Havia, portanto, indícios inequívocos da existência de algum princípio geral, de manifestação de ordem, vinculando átomos com certas semelhanças.

O sistema de elementos proposto por Dmitri Mendeleev (1834-1907) em 1871 dispôs os átomos em colunas verticais, em ordem crescente de pesos atômicos, e em fileiras horizontais, em grupos com propriedades semelhantes. Mas o trabalho de Mendeleev transcendeu a suposta objetividade dos dados existentes. Ele foi muito além, questionando o peso atômico atribuído a alguns elementos que não se adequavam exatamente a sua tabela, e deixando lacunas que (acertamente, como se viu) deveriam ser preenchidas com a descoberta de novos elementos (como o eka-alumínio – o gálio).

Na física de partículas, um novo sistema de classificação foi introduzido independentemente por Murray Gell-Mann (1929-) e Yuval Ne'eman (1925-2006) em 1961. Eles constataram que podiam reunir partículas em famílias², a partir de certas propriedades. Todos os membros de uma mesma família de hádrons possuem o mesmo spin, diferenciando-se por outros números quânticos (carga, número bariônico, estranheza). A constituição dos agrupamentos dá-se a partir de combinações possíveis dos valores desses números quânticos, e é descrita formalmente pela teoria de grupos.

A Fig. 5.1a ilustra um octeto, formado por bárions com spin 1/2. A Fig. 5.1b apresenta um outro padrão hexagonal, com mésons de spin 0. Em ambas as figuras, as propriedades das partículas são referenciadas em relação a estranheza e a carga elétrica.

¹ STRATHERN, 2002, p.

² Os chamados multipletos, teoricamente contendo 1 (singlete), 8 (octeto), 10 (decuplete) e 27 (hexágono) partículas.

Gell-Mann designou a formação de octetos de partículas por Caminho Óctuplo – uma excentricidade, certamente – em homenagem aos oito preceitos do Budismo: visão correta; intenção correta; discurso correto; ação correta; vida correta; esforço correto; pensamento correto; concentração correta.

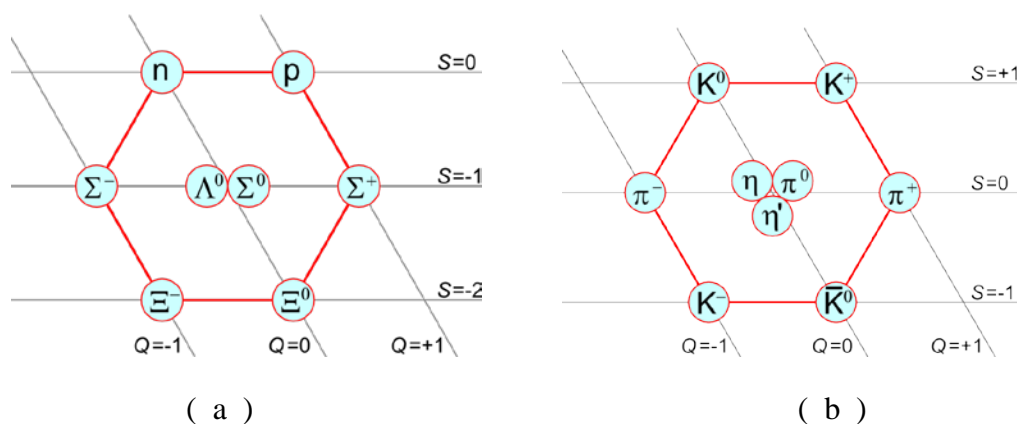


Fig. 5.1 - Sistema hexagonal constituído por (a) bárions com spin $\frac{1}{2}$ [Σ^- (d.³ 1947), Σ^0 (d. 1947), Σ^+ (d. 1947), Λ^0 (d. 1947), Ξ^- (d. 1952), Ξ^0 (d. 1959)] e (b) mésons com spin 0 [K^0 (d. 1951), K^+ (1949), K^- (d. 1949), \bar{K}^0 (d. 1951), π^- (d. 1947), π^0 (d. 1950), π^+ (d. 1947), η^0 (p. 1960, d. 1961), η'^0 (d. 1964)].⁴

A Fig. 5.2 apresenta um esquema da estranheza em função da carga para dez bárions de spin $3/2$.

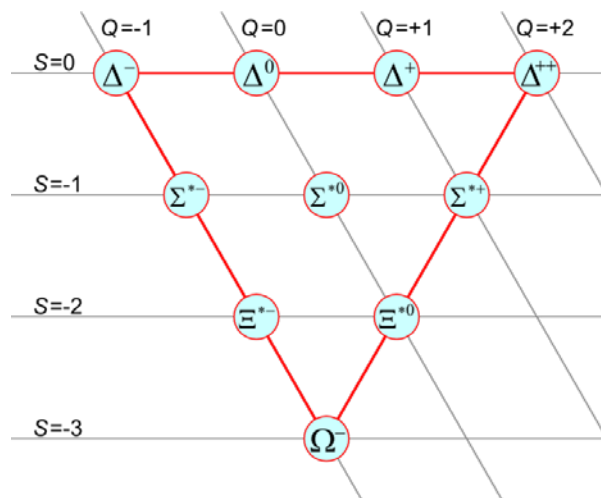


Fig. 5.2 - Um decuplete.⁵ A previsão e a descoberta dessas partículas são as seguintes: Δ^- (d. 1953), Δ^0 (d. 1953), Δ^+ (d. 1953), Δ^{++} (1953), Σ^{*-} (d. 1960), Σ^{*0} (d. 1960), Σ^{*+} (d. 1960), Ξ^{*-} (1962), Ξ^{*0} (1962), Ω^- (p. 1961, d. 1964).⁶

³ d. (descoberto); p. (previsto).

⁴ http://www.physics.fsu.edu/users/roberts/roberts_quark_model.html.

⁵ http://www.physics.fsu.edu/users/roberts/roberts_quark_model.html

Assim como na tabela periódica de Mendeleev havia lacunas, sugerindo a posição de partículas ainda não conhecidas, o mesmo se verificou com as estruturas propostas por Gell-Mann. As partículas η^0 da Fig. 5.1b e Ω^- da Fig. 5.2 foram descobertas posteriormente.

Contudo, as semelhanças não param aí. Mendeleev procedeu a classificação dos elementos atendo-se as suas propriedades físicas e químicas, nada mais. Sem dúvida, a espectroscopia da época havia conferido a cada átomo uma ‘assinatura própria’, que o distinguia dos demais, e que sugeria ser o átomo algo muito mais complexo do que as diminutas e densas massas concebidas por Dalton. Mas, não se deve esquecer, os modelos atômicos foram uma herança do começo do século XX.

Guiado por uma notável intuição, Gell-Mann, tal como Mendeleev, agrupa elementos em função de determinados parâmetros (números quânticos) sem atentar para a existência de possíveis estruturas internas.

A corroboração experimental da partícula prevista por Gell-Mann – a partícula ômega menos, como ele assim a designou, com spin 3/2, paridade positiva, massa próxima de 1,68 MeV, carga negativa, número bariônico 1 e estranheza -3 – para ocupar o vértice inferior do triângulo invertido do decuplete, ratificou o acerto da direção tomada por Gell-Mann em seu trabalho teórico.

De fato, em 1964 uma equipe de físicos liderados por Nicolas Samios (1932-) estabeleceu a existência da partícula Ω^- usando como detector uma câmara de bolhas de 80 polegadas. A Fig. 5.3 mostra os traços deixados por diversas partículas quando um méson K^- interage com um próton do hidrogênio líquido da câmara, produzindo a partícula Ω^- , um méson K^0 e um méson K^+ .

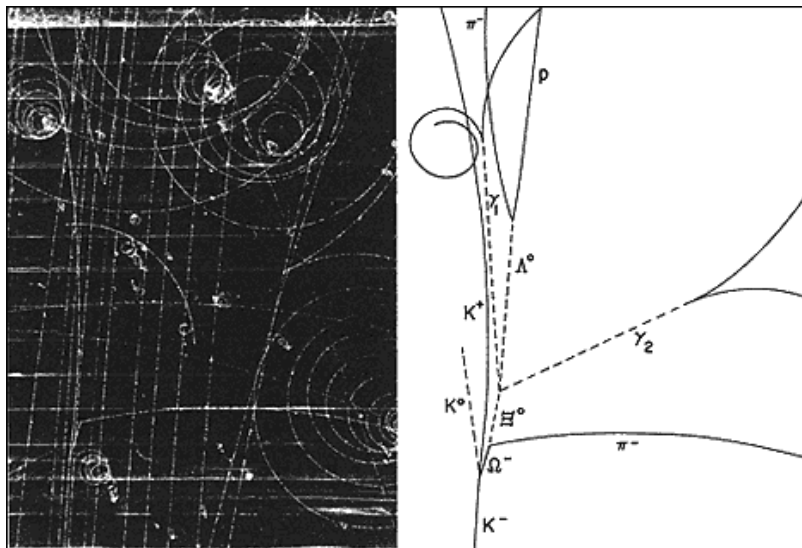


Fig. 5.3 - A identificação de Ω^- .⁷

⁶ Id.

⁷ <http://www.bnl.gov/bnlweb/history/Omega-minus.asp>

A partícula Ω^- decai em um méson π^- e em um bárion Ξ^0 :

$$K^- + p \rightarrow K^0 + K^+ + \Omega^-, \quad (1)$$

$$\Omega^- \rightarrow \pi^- + \Xi^0. \quad (2)$$

5.2 Quarks

Os agrupamentos das partículas em multipletos, a partir de propriedades comuns, levou Yuval Ne'eman e Haim Goldberg-Ophir, em 1962, a conceberem os hádrons como sendo formados por três blocos fundamentais de matéria. Nessa perspectiva, o próton seria constituído por duas partículas a e uma b (próton= aab); o nêutron por uma partícula a e duas b ($n=abb$); a partícula ômega menos por três partículas c ($\Omega^- = ccc$) e assim por diante.⁸

Em 1963, Murray Gell-Mann (e também George Zweig (1937-), em trabalho independente) propôs que os hádrons são constituídos por partículas elementares chamadas *quarks*. Zweig chamou essas partículas de *ases*.

A palavra quark encontra-se na frase “Three quarks for Muster Mark”, do livro *Finnegans Wake*, de James Joyce. Lá o autor a usa com a clara intenção de fazer rimar quark com Mark e outras palavras semelhantes. Como, segundo Gell-Mann, “o número três se ajusta perfeitamente ao modo pelo qual os quarks ocorrem na natureza”⁹, ele deu (mais uma vez) vazão a sua veia linguística considerando apropriada a designação desse nome aos constituintes fundamentais dos hádrons. Conforme ainda esclarece Abdalla¹⁰:

Na verdade, a palavra *quark* encontrada no verso de Joyce não carrega o sentido original, que vem do verbo *to caw* ou ainda do dialeto *to quawk*, que significa piar ou grasnar (sons emitidos por alguns pássaros). Como muitos trechos da obra de Joyce se passam em *pubs*, neste verso, o autor escreveu *quarks* para imitar a pronúncia irlandesa da palavra *quarts*. O sentido correto seria: “Três quartos (de cerveja) ao Senhor Mark!”.

A teoria proposta por Gell-Mann previa a existência de três tipos, ou sabores, de quarks: o quark *up* (u), o quark *down* (d) e o quark estranho (s), e de suas respectivas antipartículas. Os dois primeiros são constituintes da matéria ordinária; o quark estranho explica porque certas partículas originadas em eventos de alta energia (as partículas estranhas) existem por períodos muito mais longos do que os previstos.¹¹

A carga elétrica dos quarks é uma fração da carga do elétron. O quark *up* possui carga $+(2/3)e$ e o quark *down* $-(1/3)e$. O quark *charm* tem carga elétrica $-(1/3)e$. Não obstante, todos os hádrons possuem cargas iguais a um múltiplo inteiro da carga elementar do elétron. Assim, por

⁸ NE'EMAN, 1999.

⁹ GELL-MANN, 1996, p. 194.

¹⁰ ABDALLA, 2006, p. 100.

¹¹ BRENNAN, 1998, p. 244.

exemplo, o próton é constituído por dois quarks u e um quark d ($[2(2/3) - 1/3]e = e = \text{carga do próton}$); o nêutron é formado por um quark u e dois quarks d ($[2/3 + 2(-1/3)]e = 0 = \text{carga do nêutron}$).

Segundo Gell-Mann, os quarks podem se agrupar em tríades (qqq) ou em pares quark/antiquark ($q\bar{q}$). Os primeiros produzem os bárions, os segundos os mésons (Fig. 5.4).

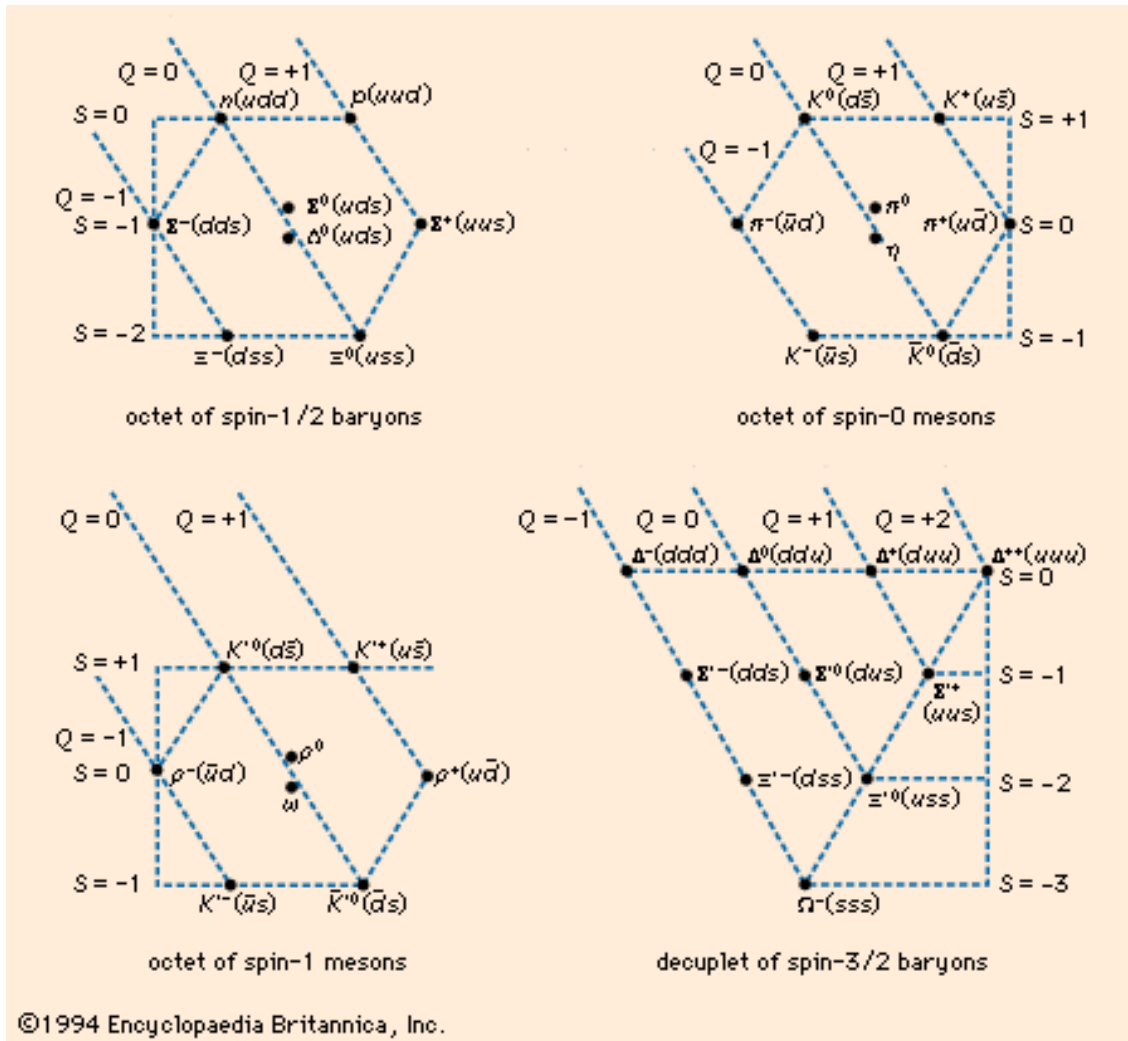


Fig. 5.4 - Combinações de quarks u , d e s e seus correspondentes antiquarks para formar hádrons. Os octetos e o decuplete emergem quando as partículas são agrupadas de acordo com a estranheza, S , e a carga, Q .¹²

Os quarks explicam a diversidade dos hádrons. Porém, como constituintes fundamentais da matéria, precisam ser corroborados pela experiência. Ora, o confinamento dos quarks no interior dos hádrons, que são efetivamente as partículas observadas nos experimentos realizados, suscitou

¹² Enciclopédia Britânica, 1994.

o questionamento sobre como então se poderia aferir a existência dessas ‘partículas escondidas’, desses, até então, não observáveis. Afinal, nunca havia sido detectada uma partícula com carga fracionária em relação a do elétron.

Essa ‘exigência’ tomou contornos mais contundentes por conta do próprio Gell-Mann, que em 1964 diz que a procura por quarks estáveis nos aceleradores de partículas (a partir da ruptura de hádrons, em colisões) “nos ajudaria a reafirmar a não existência de quarks reais”.

Muitos anos depois, para rebater os argumentos dos críticos com tendências filosóficas, como menciona Gell-Mann, ele diz ter chamado de ‘quarks matemáticos’ aos quarks que emergiram do desenvolvimento teórico, pois não poderia nomeá-los de outra forma naquele momento, preferindo reservar a designação de ‘quarks reais’ àqueles que viriam a ser detectados posteriormente, nos experimentos. Mas, como reconhece Gell-Mann, esta terminologia acabou se mostrando bastante infeliz, pois, de algum modo, deu a entender a muitos que ele não acreditava que os quarks tivessem uma existência real.¹³

De fato, as colisões geradas nos aceleradores não mostravam a ruptura de prótons e nêutrons em seus supostos constituintes. Das colisões envolvendo prótons, elétrons e nêutrons altamente energéticos resultavam novos prótons, nêutrons e muitas outras partículas conhecidas.

Entretanto, a não detecção de quarks livres nos experimentos realizados não inviabilizou a proposição dos quarks. A conjectura ousada seguida da refutação implacável, quando os fatos contrariam o constructo teórico, deve ser vista com parcimônia. Não fosse assim, os caminhos da ciência não seriam tão desafiadores e fascinantes.

Talvez, poder-se-ia argumentar, não se estivesse olhando para o lugar certo, com os instrumentos e as técnicas mais apropriadas, nos experimentos realizados. Sem dúvida, é sempre possível questionar o experimento, mas a sobrevida de uma construção teórica não corroborada pelos fatos é limitada. Mas e quanto a fundamentação teórica dos quarks, estaria ela suficientemente desenvolvida? Por certo, ainda não. Nesse caso, a história vai dar razão a Imre Lakatos (1922-1974), quando ele diz que uma teoria (ou programa de pesquisa, mais precisamente) necessita de tempo para se desenvolver. Refutar os primeiros modelos de uma teoria é uma ‘crueldade metodológica’¹⁴.

A partícula ômega menos (Ω^-), prevista teoricamente por Gell-Mann e Ne’eman, em 1962, trouxe uma dificuldade adicional ao esquema dos quarks, pois ela deveria ser constituída por três quarks estranhos idênticos¹⁵. Isso, de fato, é fisicamente impossível, admitindo-se que para os quarks seja válido o mesmo princípio físico que, aplicado a configuração dos elétrons de um átomo, situa os elétrons em orbitais, que definem a posição de um elemento na tabela periódica.

¹³ GELL-MANN, 1996, p. 195-196.

¹⁴ LAKATOS, 1999, p. 76-77.

¹⁵ Em situação análoga estariam hádrons com a configuração (uuu) e (ddd).

Os quarks possuem spin $1/2$ e, como férmions, devem obedecer ao princípio da exclusão de Pauli. Enquanto partículas com spin inteiro são regidas pela estatística de Bose-Einstein, o que possibilita a existência de um número ilimitado delas em um mesmo estado (os fótons de um feixe de luz, por exemplo), partículas com spin fracionário, múltiplos ímpares de $1/2$, estão sujeitas a estatística de Fermi-Dirac, que proíbe que duas partículas idênticas ocupem o mesmo estado.

Ao abordarem esse problema da teoria, Yoichiro Nambu (1921-) e M-Y Han (1934), e também A. Tavkhelidze (1930-2010) e Y. Miyamoto, em trabalhos independentes¹⁶, propuseram em 1964-65 que os quarks possuíam uma outra propriedade, além da carga – a (carga) cor. Segundo eles, há três variedades de quarks: azul, verde e vermelho. Porém, as ‘cores’ atribuídas aos quarks e as ‘anticores’ aos antiquarks – antiazul (amarelo), antiverde (magenta) e antivermelho (ciano) – nada têm a ver com as cores primárias da luz, na óptica¹⁷. Claramente, se fossem visíveis os quarks não seriam coloridos.

Há um quark de cada cor nos prótons e nos nêutrons – nos bárions em geral. Como para a visão o branco resulta de uma mistura das três cores primárias, pode-se usar a metáfora para dizer que o próton e o nêutron são brancos.¹⁸ Os mésons são misturas iguais de cada cor com a sua anticor, e também não são ‘coloridos’.

A carga cor triplica o número dos quarks, que passam a ser 12, mas ela não altera o número de hádrons. A hipótese da cor não prediz qualquer nova partícula. Conforme Yoichiro Nambu, a cor foi introduzida como um elemento *ad-hoc* na teoria dos quarks, para assegurar a obediência dessas partículas ao princípio da exclusão de Pauli.

Hipóteses *ad-hoc* não são danosas a uma teoria. Elas só se mostram ineficazes, expondo a fragilidade de uma construção teórica, quando visam suprir lacunas específicas, sem apontar para novas consequências e possibilidades. A carga cor vai cumprir um papel essencial no desenvolvimento da teoria dos quarks, na explicação do confinamento dessas partículas, como se verá.

Efetivamente, no que se refere aos vínculos de estabilidade de um sistema de partículas, das interações envolvidas, a carga-cor, nos quarks, vai desempenhar um papel análogo ao da carga elétrica, na escala atômica¹⁹. A cromodinâmica quântica (seção 5.4) e a eletrodinâmica quântica (seção 5.3) são as teorias que especificam as diferenças conceituais entre as forças e seus mensageiros nesses dois domínios tão díspares de distâncias.

Considerações estéticas levaram vários cientistas a investigar a extensão do grupo de simetria SU(3) para o grupo SU(4), pois com o surgimento do neutrino do múon, em 1962, a

¹⁶ NAMBU, 1976.

¹⁷ Para o físico, as cores primárias são o azul, o verde e o vermelho. Combinando-as em diferentes quantidades e intensidades, ele obtém as cores do espectro. Já para um pintor, as cores básicas são o azul, o amarelo e o vermelho.

¹⁸ GELL-MANN, 1996, p. 195.

¹⁹ JACOB; LANDSHOFF, 1980.

partir dos estudos de Leon M. Lederman (1922-), Melvin Schwartz (1932-2006) e Jack Steinberger (1921-), dissolvia-se a simetria ternária da natureza: havendo quatro léptons (o elétron, o neutrino do elétron, o múon e o neutrino do múon), então, por uma questão de simetria, o número de quarks também deveria ser quatro.

Em 1964, James Daniel Bjorken (1934-) e Sheldon Lee Glashow (1932-) propuseram a existência do quark charmoso. O quark c , ou quark charme, mostrou ser um férmion elementar de spin $1/2$, carga $+(2/3)e$ e massa $1,27 \text{ GeV}/c^2$. As propriedades da partícula J/ψ , observada em 1974 por Burton Richter (1931-) e Samuel Ting (1936-), corroboraram o acerto dessa previsão teórica.

A primeira evidência de que o próton não é uma partícula elementar deu-se a partir de experimentos realizados no Stanford Linear Accelerator Center (SLAC), na Califórnia, no final da década de 1960. Projetando elétrons com energias da ordem 20 GeV sobre alvos de hidrogênio, esse acelerador gerava partículas com comprimentos de onda suficientemente pequenos para sondar o próton.

Cinquenta anos atrás, Ernest Marsden (1889-1970), Hans Geiger (1882-1945) e Ernest Rutherford (1871-1937) haviam registrado a ocorrência de centros de espalhamento no átomo, ao arremessarem partículas alfa sobre uma fina lâmina de ouro. Agora verificava-se o mesmo com o próton. Como antes, a maioria dos projéteis passava através do alvo com pequenas mudanças de direção, mas os grandes desvios de alguns elétrons eram incompatíveis com o conceito de um próton de matéria homogênea e difusa.

Contudo, não há paralelos entre a célebre surpresa de Rutherford com os resultados inesperados dos experimentos em Manchester e o que se verificava com o próton no SLAC, pois com os quarks a teoria já havia questionado o conceito do próton como uma partícula elementar.

Feixes de múons e de neutrinos, utilizados como projéteis em novos experimentos, com resolução suficiente para explorar dimensões da ordem de um milésimo do tamanho do próton, apresentaram resultados consistentes com os já encontrados.

Experimentos realizados a partir de 1972, no CERN, envolvendo colisões entre prótons, e que mostravam o aparecimento de partículas energéticas espalhadas de um grande ângulo com a direção dos feixes incidentes²⁰, propiciaram novas e irrefutáveis evidências do próton como uma estrutura composta por (três) objetos aparentemente pontuais.

Tal como os léptons, os quarks não apresentam uma estrutura interna. Admitindo que esse quesito seja condição suficiente para caracterizar uma partícula elementar da matéria, então os quatro léptons e os quatro quarks conhecidos no final da década de sessenta, juntamente com suas correspondentes antipartículas, são constituintes fundamentais da matéria.

Entretanto, até o final dos anos 60, a identificação dos quarks (de Gell-Mann, Nambu,

²⁰ JACOB; LANDSHOFF, 1980.

Bjorken, Glashow...) com esses centros rígidos de espalhamento no próton não foi consensual. Os ‘quarks reais’ continuavam eclipsados pelos ‘quarks matemáticos’ de Gell-Mann, ou, ao menos, em processo de gestação pela comunidade científica, pois, apesar dos esforços na superação de algumas dificuldades, não se encontravam sinais concretos da existência desses blocos fundamentais da matéria fora dos hádrons.

Em 1969 Gell-Mann é laureado com o Prêmio Nobel de Física “por suas contribuições e descobertas relativas a classificação das partículas elementares e suas interações”. Nessa honraria, não há qualquer menção ao quark.

Em visita ao CALTEC em 1968, Feynman se familiarizara com os últimos resultados da pesquisa experimental. Para explicá-los, propõe no ano seguinte um modelo no qual considera o próton constituído de partes que denominou *partons*.

Com o advento da partícula J/ψ , e da reafirmação do quark charm como seu constituinte fundamental, as resistências aos quarks se esvanecem. Mesmo Feynman se curva a eles.

A Fig. 5.5 apresenta as propriedades dos quarks de primeira e de segunda geração, como ficariam conhecidos os primeiros quarks. A Fig. 5.6 mostra as propriedades das antipartículas desses quarks. Posteriormente, foram introduzidos mais dois quarks, o quark *bottom* (quark b) e o quark *top* (quark t) e suas respectivas antipartículas.

quark	spin	carga elétrica	número bariônico	estranheza	charme
u (up)	1/2	+ 2/3	1/3	0	0
d (down)	1/2	− 1/3	1/3	0	0
s (strange)	1/2	− 1/3	1/3	− 1	0
c (charm)	1/2	+ 2/3	1/3	0	+1

Fig. 5.5 - Propriedades dos quatro primeiros quarks.

quark	spin	carga elétrica	número bariônico	estranheza	charme
\bar{u} (up)	1/2	− 2/3	− 1/3	0	0
\bar{d} (down)	1/2	+ 1/3	− 1/3	0	0
\bar{s} (strange)	1/2	+ 1/3	− 1/3	+1	0
\bar{c} (charm)	1/2	− 2/3	− 1/3	0	− 1

Fig. 5.6 - Propriedades dos primeiros antiquarks.

Não obstante, os teóricos dos quarks precisam explicar que forças existem entre essas partículas, o que as mantém tão fortemente ligadas umas as outras, por que razão, enfim, elas não são encontradas nos experimentos realizados. Algumas considerações sobre outra força

fundamental da natureza, a força eletromagnética, a seguir, podem ser úteis para um melhor direcionamento e consecução dessa tarefa.

5.3 O quantum da interação eletromagnética

Um campo clássico, como o campo eletromagnético, é uma quantidade definida continuamente sobre todo o espaço. A variação desse campo, tanto no espaço como no tempo, é determinada pelas equações de Maxwell.

Um campo quântico não tem analogia espacial ou temporal com um campo clássico, pois ele atua como um operador. O operador campo pode agir sobre o vácuo para criar estados com energia e momento definidos.

A teoria quântica de campos tem seus fundamentos alicerçados na mecânica quântica, na relatividade especial e no pressuposto da localidade. O princípio da localidade implica que as quatro forças fundamentais da natureza – a força eletromagnética, a força nuclear forte, a força nuclear fraca e a força gravitacional – se originam de processos locais, que envolvem a emissão e absorção de partículas, e não de ações à distância.²¹

A eletrodinâmica quântica (QED - quantum electrodynamics) é a teoria quântica do campo eletromagnético. Os fótons são as partículas que resultam da quantização do campo eletromagnético. Quando duas cargas interagem, elas trocam quanta de luz. Nesse processo, há transferência de energia e de momento de uma carga para outra. A partícula mediadora das forças entre as cargas no eletromagnetismo quântico é o fóton.

A Fig. 5.7 ilustra a troca de um fóton na interação entre dois elétrons. Fisicamente, um elétron não pode se converter em um elétron e um fóton sem violar a conservação da energia e do momento. Não obstante, o princípio da incerteza de Heisenberg aplicado à energia e ao tempo,

$$\Delta E \Delta t \geq \hbar, \quad (3)$$

admite a não conservação da energia em processos envolvendo intervalos finitos, mas muito pequenos, de tempo.

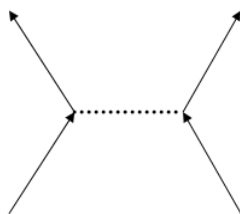


Fig. 5.7 - Diagrama de Feynman para a troca de um fóton virtual entre dois elétrons. O processo pode ser pensando como a combinação de dois eventos: $e \rightarrow e + \gamma$ com $\gamma + e \rightarrow e$.²²

²¹ Id, 191.

²² DANIEL, 2006.

A fim de emitir um fóton para o elétron B, o elétron A ‘pede emprestado’ ao campo eletromagnético a energia necessária. Quanto maior for essa energia, menor será o tempo de existência do fóton ‘criado’. A ‘devolução’ dessa energia, ocorre com a absorção do fóton pelo elétron B. Assim, o fóton trocado pelos dois elétrons é um fóton virtual. Como diz Gell-Mann, ao descrever esse processo, “o fóton é emitido e absorvido apenas no sentido pickwickiano da mecânica quântica”, fazendo referência ao “personagem central de *Mr. Pickwick’s Papers*, de Dickens, que interpreta frases, palavras ou idéias de um modo diferente do usual”.²³

Um outro exemplo, é o da aniquilação de um par elétron-pósitron²⁴,

$$e^+ + e^- \rightarrow \gamma \quad (4)$$

Na ausência de qualquer campo externo, a energia do sistema, em função dos momentos das partículas e das respectivas massas de repouso, resulta

$$E_{e^+e^-} = E_{e^+} + E_{e^-},$$

$$E_{e^+e^-} = \left(p_{e^+}^2 c^2 + m_{e^+}^2 c^2\right)^{1/2} + \left(p_{e^-}^2 c^2 + m_{e^-}^2 c^2\right)^{1/2}. \quad (5)$$

A energia do fóton criado é

$$E_\gamma = p_\gamma c. \quad (6)$$

Imediatamente após a aniquilação do par, não há conservação da energia-momento do sistema. De fato, a conservação da energia demanda um fóton com energia igual a gerada no aniquilamento das partículas. Contudo, a existência desse fóton viola a conservação do momento, pois, como o elétron e o pósitron se deslocam com a mesma velocidade e em sentidos opostos, o momento do sistema é nulo. Isto é, não se pode ter, ao mesmo tempo, $E_{e^+e^-} = E_\gamma$ e $p_{e^+} + p_{e^-} = p_\gamma$.

Não obstante, o princípio da incerteza permite flutuações na energia e no momento de uma partícula, desde que essas não se prolonguem em demasia no tempo ou se estendam por distâncias muito grandes. Assim, o fóton gerado no aniquilamento de uma partícula com a sua antipartícula tem uma existência efêmera. É um fóton virtual. O seu decaimento, em novas partículas (outro par e^+e^- , por exemplo), restaura a conservação da energia e do momento.²⁵

Enfim, “o conceito de partícula virtual ilustra o significado do vácuo na teoria de campos”. Nessa teoria, o vácuo “é o estado fundamental do campo, e as partículas são os seus estados excitados”.²⁶

²³ GELL-MANN, 1996, p. 191-192.

²⁴ MIRANDA; REIS, 2004.

²⁵ JACOB; LANDSHOFF, 1980.

²⁶ MIRANDA; REIS, 2004.

O fóton, como boson mediador da interação eletromagnética, é uma partícula virtual, uma construção teórica. O fóton livre, como um quantum de radiação, com tempo de vida em princípio ilimitado, é uma partícula real.

5.4 Os quanta da interação forte

Em analogia com o papel conferido ao fóton como agente mediador da força entre cargas elétricas na eletrodinâmica quântica (QED) de Paul Dirac (1902-1984), Hideki Yukawa (1907-1981) postulou em 1935 a existência de uma partícula mediadora da interação entre prótons e nêutrons para explicar o confinamento dos núcleons no átomo. A identificação experimental do pión corroborou a teoria de Yukawa. Mas de Yukawa a Gell-Mann a física das partículas elementares passou por grandes transformações. De fato, elas ainda estão em curso.

Quarks e léptons têm spin $1/2$, (supostamente) não possuem estrutura interna, são componentes fundamentais da matéria. Essas semelhanças, obviamente, não escondem profundas diferenças. Os quarks se combinam para formar hádrons, interagem através da força forte, não são encontrados de forma livre na natureza. Os léptons não são sensíveis a força forte, são isolados facilmente, não são componentes estruturais de outros objetos.

Considerando-se que a carga cor tem um papel essencial na estruturação dos hádrons, que em tríades de quarks de diferentes cores constituem os bárions e em pares quark/antiquark compõem os mésons, e que existam mensageiros intermediando as interações entre os quarks, como então se explicam as configurações estáveis que originam os diferentes hádrons, e o confinamento dos quarks no interior dessas partículas?

Os quarks e os antiquarks interagem através da troca de glúons. Os glúons são as partículas mediadoras da cromodinâmica quântica (QCD - quantum chromodynamics) – a teoria quântica da interação forte. Em termos mais técnicos, a QCD é uma teoria de gauge (assim como a QED). Esse tipo de teoria é baseado em um princípio de invariância (simetria), que implica na conservação de um número quântico. Na QED, o número quântico conservado é a carga elétrica e o fóton é o mediador da interação.²⁷ O fóton não transporta carga, pois é neutro. Dessa forma, uma partícula carregada pode emitir ou absorver um fóton sem alterar a sua carga elétrica.

Na QCD, o número quântico conservado é a carga cor. Para que isso se verifique, as forças entre os quarks devem ser intermediadas por oito tipos de glúons. Os glúons são partículas sem massa e sem carga elétrica. Possuem spin 1 e, portanto, são bósons, como o fóton.

Os glúons carregam cor e anticor. Na função de onda de um glúon, há um número quântico indicando a cor e outro especificando a anticor²⁸. Considerando as nove combinações possíveis das cores e das anticolors dos quarks²⁹, pareceria razoável supor a existência de nove espécies de

²⁷ VARELA, 2004, p. 353.

²⁸ ABDALLA, 2006, p. 124.

²⁹ r (red), b (blue), g (green).

glúons: $r\bar{r}$, $r\bar{b}$, $r\bar{g}$, $b\bar{r}$, $b\bar{b}$, $b\bar{g}$, $g\bar{r}$, $g\bar{b}$ e $g\bar{g}$. Conforme Griffiths³⁰, “uma teoria com nove glúons é perfeitamente possível, em *princípio*, mas ela descreveria um mundo muito diferente do nosso. Em termos do grupo de simetria de cor SU(3), esses nove estados constituem um ‘octeto de cor’:

$$|1\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(r\bar{b} + b\bar{r}), \quad |2\rangle = \frac{-i}{\sqrt{2}}(r\bar{b} - b\bar{r}), \quad (7a)$$

$$|3\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(r\bar{r} - b\bar{b}), \quad |4\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(r\bar{g} + g\bar{r}), \quad (7b)$$

$$|5\rangle = \frac{-i}{\sqrt{2}}(r\bar{g} - g\bar{r}), \quad |6\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(b\bar{g} + g\bar{b}), \quad (7c)$$

$$|7\rangle = \frac{-i}{\sqrt{2}}(b\bar{g} - g\bar{b}), \quad |8\rangle = \frac{1}{\sqrt{6}}(r\bar{r} + b\bar{b} - 2g\bar{g}), \quad (7d)$$

e um singlete

$$|9\rangle = \frac{1}{\sqrt{3}}(r\bar{r} + b\bar{b} + g\bar{g}). \quad (8)$$

Os glúons representados por $|3\rangle$ e $|8\rangle$ não mudam a cor de um quark, pois aniquilam a cor que produzem (a carga líquida de cada cor é zero). O singlete (glúon solitário) é ‘branco’, não tem cor e é descartado.³¹

Os glúons são indiferentes ao sabor, mas interagem com a cor tanto quanto os fótons com a carga elétrica³². Assim, ao trocarem glúons, os quarks podem mudar de cor, mas não seus sabores.

A Fig. 5.8 ilustra a interação entre dois quarks intermediada por um glúon virtual. Nela, observa-se que um quark vermelho se torna azul com a emissão de um glúon vermelho-antiazul, o qual é absorvido virtualmente por um quark azul que, assim, se torna vermelho.³³

Além do número de mensageiros, há diferenças conceituais significativas entre as partículas de força que intermediam as interações na QED e na QCD. Assim, não há interação entre fótons, mas glúons coloridos interagem entre si. Como os glúons não possuem carga elétrica, são insensíveis a interação eletromagnética. Com massa de repouso nula, como o fóton, os glúons, em princípio, deveriam ser agentes de uma força de alcance infinito, como a força eletromagnética. O confinamento dos quarks mostra que isso não ocorre. De fato, as equações da QCD possuem termos que não têm análogos na QED, e as forças nessas duas teorias são muito diferentes.

³⁰ GRIFFITHS, 2008, p. 285.

³¹ ABDALLA, 2006, p. 124.

³² GELL-MANN, 1996, p. 197.

³³ Id, p. 197.

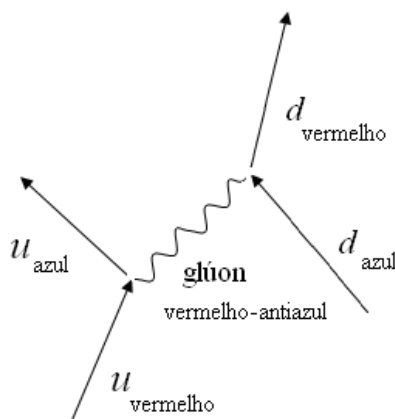


Fig. 5.8 - Diagrama de Feynman para a troca de um glúon virtual entre dois quarks. A interação não altera o sabor dos quarks.

Em 1973, David J. Gross (1941-) e Frank A. Wilczek (1951-) em Princeton e Hugh D. Politzer (1949-) em Harvard, demonstraram que a interação entre quarks aumenta com a separação entre eles. Inversamente, quando dois quarks estão muito próximos um do outro, a interação entre eles é tão pequena que se comportam como partículas livres. Essa característica ou propriedade dos quarks é conhecida como liberdade assintótica.

Uma imagem pictórica desse quadro é a de um elástico ligando dois quarks. Não há tensão no elástico quando eles estão próximos, mas ela cresce em intensidade com o afastamento relativo dessas partículas. Em termos físicos, os glúons que medeiam a interação entre dois quarks são a causa do aumento da energia de ligação do sistema quando a distância entre os quarks aumenta. Isso explica o confinamento dos quarks nos hádrons.

Não obstante, há situações em que os quarks se manifestam como partículas livres, fora dos hádrons, embora por distâncias e tempos tão efêmeros que esses eventos só podem ser detectados de forma indireta, pois essas partículas logo se combinam com outros quarks para formar novos hádrons. De fato, a cromodinâmica quântica explicou os ‘jatos de partículas’ gerados nos maiores aceleradores da década de setenta.

Nas colisões frontais entre partículas e antipartículas que se movimentam em sentidos opostos em um acelerador, os fótons virtuais podem decair de várias formas, mas sempre de acordo com a conservação da energia e do momento, como se viu na seção anterior. Por exemplo, na colisão entre um elétron e um pósitron (ou entre um próton e um antipróton), o fóton virtual pode regenerar o par original de partículas. Dependendo das energias envolvidas, nessa situação mais simples de decaimento, podem resultar outras partículas, como dois múons de cargas opostas, ou um quark e um antiquark, se as energias forem muito maiores. Os múons são detectados por dispositivos convenientemente arranjados. Os quarks, entretanto, não chegam aos detectores. Nesse caso, o que se observa são dois jatos de hádrons se movimentando em sentidos opostos (como os múons) a partir do ponto de colisão (Fig. 5.9).



Fig. 5.9 - Um par de jatos de hádrons resultante da colisão entre um elétron e um pósitron, registrado pelo detector Delphi do LEP (Large Electron-Positron) no CERN, que operou entre 1989 e 2000.³⁴

Quando o quark e o antiquark resultantes da aniquilação se afastam um do outro, a interação entre eles aumenta. Rapidamente, a energia de ligação do sistema cresce, atingindo valores suficientes para materializar novos pares quark-antiquark. Essas partículas, então, se agrupam em mésons e bárions, preservando as leis e regras de conservação.

Qualquer tipo de hádron pode aparecer no jato, mas os píons são as partículas mais comuns. Admita-se, a título de ilustração, que o par criado pelo decaimento do fóton virtual consista de um quark u e de seu correspondente antiquark \bar{u} . ‘Antes que essas partículas tenha se separado qualquer distância apreciável, pelo menos mais um par deve ser criado’. Se esse par for constituído por um quark d e por um antiquark \bar{d} , o quark u pode se associar ao antiquark \bar{d} para formar um pión carregado; enquanto o quark d pode se juntar com o antiquark \bar{u} para formar um pión carregado negativo. “Neste caso, o estado final seria constituído por duas partículas, mas em geral há a criação de pares adicionais, que levam a um conjunto mais complexo de hádrons.”³⁵

Quando, enfim, se tenta separar os quarks de um hádron, cria-se, inevitavelmente, novos hádrons. Em boa medida, ao menos, essa tentativa frustrada é semelhante àquela que visa isolar um monopolo separando os pólos de um ímã.³⁶

A interação entre quarks, mediada por glúons, é chamada interação forte fundamental. A interação entre núcleons, mediada por mésons, é denominada interação forte residual.

Os glúons foram detectados experimentalmente em 1979, em um colisor elétron/pósitron, na cidade de Hamburgo, na Alemanha.³⁷

³⁴ CERN, 1992.

³⁵ JACOB; LANDSHOFF, 1980.

³⁶ VARELA, 2004, p. 357,

³⁷ MOREIRA, 2007.

5.5 A unificação das interações fraca e eletromagnética

Os quanta da interação nuclear fraca, ou do campo da força nuclear fraca, são as partículas W^+ , W^- e Z^0 . A postulação dessas partículas no desenvolvimento da teoria eletrofraca por Sheldon Glashow (1932-)³⁸, Steven Weinberg (1933-)³⁹ e Abdus Salam (1926-1996)⁴⁰, em 1968, ensejou a unificação de duas forças fundamentais da natureza: a força eletromagnética e a força nuclear fraca.

Os bósons mediadores da interação fraca são muito massivos. A massa das partículas W^\pm é igual a massa de 86 prótons. A massa de Z^0 é ainda maior – 98 vezes a massa do próton. Assim, a interação fraca tem um raio de ação limitado a distâncias da ordem de 10^{-18} m. A partícula W^+ , tem carga elétrica unitária positiva. W^- é a antipartícula de W^+ . A partícula Z^0 é eletricamente neutra, e é a sua própria antipartícula.

Para se ter uma idéia do quadro conceitual e dos problemas vigentes à época, bem como das conjecturas e das premissas que nortearam os estudos de um dos formuladores da teoria eletrofraca, segue-se Salam em seu texto “A unificação da força nuclear fraca com o eletromagnetismo”⁴¹.

Segundo Salam, a idéia central que ensejou aos físicos de sua geração unificar as interações eletromagnética e fraca foi a de que as forças envolvidas nessas interações são forças de gauge, isto é, são forças produzidas por uma permuta de mensageiros de spin igual a um.

Constatamos que ‘mensageiros de gauge’ de massas iguais só podem ocorrer agrupados em multipletos de determinado tamanho. Por exemplo, os multipletos de gauge devem consistir de singletos (1), tripletos (3) ou octetos (8), etc., mas não de números intermediários.⁴²

Contudo, o quadro das forças fundamentais da natureza em 1950 não era animador no que se refere aos mensageiros e a seus spins. Assim:

- a) O eletromagnetismo era a força de gauge por excelência, tendo o fóton como seu mensageiro;
- b) A força entre núcleons tinha três píons como mensageiros, mas com spin zero, a força forte não era uma força de gauge;
- c) Não se conheciam os mensageiros da força fraca, se é que eles efetivamente existiam;
- d) Havia conjecturas, nada mais, sobre o possível mensageiro da força gravitacional, ao qual se atribuía um valor de spin igual a dois.

Essa situação começa a se alterar a partir dos experimentos de simetria especular sugeridos Tsung-Dao Lee (1926-) e Chen Ning Yang (1922-) (seção 4.6).

³⁸ GLASHOW, 1979.

³⁹ WEINBERG, 1979.

⁴⁰ SALAM, 1979.

⁴¹ SALAM; HEISENBERG; DIRAC, 1993, p. 31-39.

⁴² Id, p. 32.

Esses experimentos estabeleceram, em 1957, que os mensageiros fracos (se é que existiam) deviam ter, decididamente, spin um. A partir de então, a existência possível de dois desses mensageiros, W^+ e W^- (com massas iguais), podia ser usada na tentativa de compreender as interações fracas conhecidas na época – em particular, o processo de decaimento beta do nêutron [Fig. 5.10].⁴³

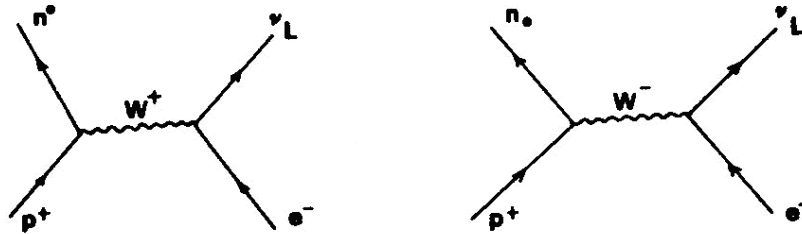


Fig. 5.10 - Dois processos equivalentes ao decaimento-beta do nêutron, um mediado pela partícula W^+ e outro por W^- .

Entretanto, não há dubletos possíveis entre os mensageiros de gauge. Assim, além de W^+ e W^- , deve haver mais uma partícula mensageira da interação fraca para que, juntas, constituam um tripleto de gauge.

A nós – John Ward e eu – pareceu simplesmente natural sugerir (seguindo Schwinger) que este terceiro mensageiro poderia ser o fóton γ , o que abria caminho para a estimulante possibilidade de se unificar a força fraca e o eletromagnetismo na forma de uma teoria de gauge única e generalizada. A mesma idéia foi proposta, independentemente, por Glashow e Weinberg.⁴⁴

A implementação dessa idéia no desenvolvimento de uma teoria enfrentou duas dificuldades básicas. A primeira delas é que a força fraca atua unicamente em partículas com helicidade esquerda, enquanto que a força eletromagnética não discrimina a helicidade.

A segunda dificuldade está relacionada à massa. Distintamente do fóton que, tendo massa de repouso nula, confere a força eletromagnética um alcance infinito, as partículas W^+ e W^- têm uma massa bastante elevada, compatível com o alcance da força fraca.

Para superar o primeiro problema, Salam postulou a existência de um terceiro mensageiro, Z^0 , que produziria um novo tipo de força fraca apenas entre partículas com helicidade esquerda. Porém, deixar de lado o fóton γ significava abrir mão da esperada unificação. Por outro lado, o equacionamento do segundo problema parecia estar inevitavelmente relacionado à origem das massas dos bósons mediadores.

Salam e Weinberg, de forma independente, intuíram que as massas dos bósons pesados surgiram em decorrência de uma transição de fase ocorrida nos primórdios do universo, a qual foi responsável pela quebra espontânea da simetria inicial do sistema.

⁴³ Id, p. 33.

⁴⁴ Id, p. 34.

Para deixar claro, ao menos em parte, a essência da idéia sem entrar no formalismo matemático, Salam utiliza um exemplo de quebra de simetria na teoria do ferromagnetismo:

Os ímãs têm pólos norte e sul, o que significa que privilegiam uma orientação no espaço; não são simétricos. Se um ímã de ferro em forma de barra for aquecido (perde suas propriedades magnéticas e) torna-se simétrico – não há meio de distinguir uma extremidade da outra. Quando o ímã se esfria, entretanto, pode recuperar espontaneamente sua magnetização e adquirir de novo pólos norte e sul. Dizemos, nesse caso, que a simetria é espontaneamente quebrada, ou que é escondida; ela se manifesta quando a barra está aquecida ao rubro, oculta-se quando o ímã está frio. Tecnicamente, chamamos um estado em que o magnetismo se manifesta de estado de ordem ou estado de simetria espontaneamente quebrada.⁴⁵

Segundo Salam, antes da ocorrência da transição de fase, as partículas W^+ , W^- e Z^0 , assim como o fóton, teriam massas de repouso nulas. A transição de fase seria ocasionada pelos chamados bósons de Higgs, de spin zero: um dubleto (H^+, H^0) e seu antidubleto (H^-, \bar{H}^0)

Após a transição de fase, em que a simetria é espontaneamente quebrada, o fóton permanece sem massa, mas W^+ e W^- adquirem massa incorporando em si mesmos as partículas de Higgs H^+ e H^- ; enquanto Z^0 adquire massa pela incorporação de uma parte das partículas neutras de Higgs ($H^0 + \bar{H}^0$), deixando a outra parte integrante ($H^0 - \bar{H}^0$) com um valor específico como um objeto vivo a ser experimentalmente descoberto. É isto que fornece números precisos como 87 para massas de W^\pm , e 97 para a massa de Z^0 . (A emergência de valor não-zero das massas de W e Z é a essência da quebra espontânea de simetria.)⁴⁶

5.6 Referências Bibliográficas

ABDALLA, M. C. B. **O discreto charme das partículas elementares**. São Paulo: UNESP, 2006.

BRENNAN, R. P. **Gigantes da física: uma história da física moderna através de oito biografias**. Rio de Janeiro: Jorge Zahar, 1998.

CERN, 1992: CERN-EX-9201024 DELPHI: Two-jet event

http://www.lightnessofbeingbook.com/LOBColorPlates/PlatePages/Plate02_TwoJet.html

DANIEL, M. Particles, Feynman diagrams and all that. **Physics Education**, v. 41, n. 2, pp. 119-129, 2006.

ENCICLOPÉDIA BRITÂNICA, 1994.

⁴⁵ Id, p. 35.

⁴⁶ Id, p. 36.

<http://www.britannica.com/EBchecked/topic-art/570533/3052/Combinations-of-the-quarks-u-d-and-s-and-their>

GELL-MANN, M. **O quark e o jaguar: aventuras no simples e no complexo**. Rio de Janeiro: Rocco, 1996.

GLASHOW, S. L. Towards a unified theory – threads in a tapestry (1979). **Nobel Lectures, Physics 1971-1980**, Editor Stig Lundqvist, World Scientific Publishing Co., Singapore, 1992.
http://nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/1979/glashow-lecture.pdf

GRIFFITHS, D. **Introduction to elementary particles**. Weinheim: WILEY-VCH, 2008.

JACOB, M.; LANDSHOFF, P. The inner structure of the proton. **Scientific American**, v. 242, n. 3: 46-55, 1980.

LAKATOS, I. **Falsificação e metodologia dos programs de investigação científica**. Lisboa: Edições 70, 1999.

MIRANDA, J.; REIS, A. Introdução à física de partículas. V Escola do CBPF, Rio de Janeiro, 5-6 julho, 2004.

MOREIRA, M. A. A física dos quarks e a epistemologia. **Revista Brasileira de Ensino de Física**, v. 29, n. 2, p. 161-173, 2007.

NE'EMAN, Y. The Elvis Presley of science. Book Review: The meaning of it all, by Richard Feynman. **Ha'aretz**, 1999.
<http://ysfine.com/feynman/yuval.html>

NAMBU, Y. The confinement of quarks. **Scientific American**, v. 235, n. 5: 48-60, 1976.

SALAM, A.; HEISENBERG, W.; DIRAC, P. A. M. **A unificação das forças fundamentais**. Rio de Janeiro: Jorge Zahar, 1993.

SALAM, A. Gauge unification of fundamental forces (1979). **Nobel Lectures, Physics 1971-1980**, Editor Stig Lundqvist, World Scientific Publishing Co., Singapore, 1992.
http://nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/1979/salam-lecture.pdf

STRATHERN, P. **O sonho de Mendeleiv: a verdadeira história da química**. Rio de Janeiro: Jorge Zahar, 2002.

VARELA, J. **O século dos quanta**. Brasília: Universidade de Brasília, 2004.

WEINBERG, S. Conceptual foundations of the unified theory of weak and electromagnetic interactions (1979). **Nobel Lectures, Physics 1971-1980**, Editor Stig Lundqvist, World Scientific Publishing Co., Singapore, 1992
http://nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/1979/weinberg-lecture.pdf