



Universidade Federal de Uberlândia
Física Licenciatura - INFIS

MÁRCIO DE SOUSA MATEUS JÚNIOR

**NOS BASTIDORES DO ZOOLÓGICO SUBATÔMICO:
UMA CONTEXTUALIZAÇÃO HISTÓRICO-ANALÍTICA SOBRE O INÍCIO DA
FÍSICA DE PARTÍCULAS**

UBERLÂNDIA-MG

2017

MÁRCIO DE SOUSA MATEUS JÚNIOR

**NOS BASTIDORES DO ZOOLÓGICO SUBATÔMICO:
UMA CONTEXTUALIZAÇÃO HISTÓRICO-ANALÍTICA SOBRE O INÍCIO DA
FÍSICA DE PARTÍCULAS**

Trabalho de conclusão de curso apresentado ao curso de Física Licenciatura da Universidade Federal de Uberlândia, como requisito parcial para a obtenção do título de graduado em Física.

Orientador (a): Ademir Cavalheiro

UBERLÂNDIA-MG

2017

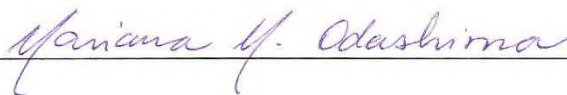
MÁRCIO DE SOUSA MATEUS JÚNIOR

**Nos bastidores do zoológico subatômico: uma contextualização histórico-analítica sobre
o início da física de partículas**

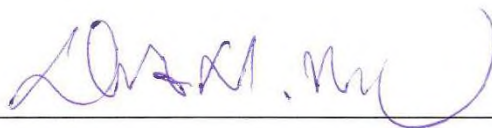
Trabalho de Conclusão de Curso
apresentado ao Instituto de Física da
Universidade Federal de Uberlândia,
como requisito parcial para a obtenção
do título de licenciado em Física.



Prof. Dr. Ademir Cavaleiro (orientador)



Prof. Dra. Mariana Mieke Odashima



Prof. Dr. Deividi Marcio Marques

19 de julho de 2017

*À minha mãe Cleonice Alves de Souza, em memória do meu pai Márcio de Sousa Mateus e,
acima de tudo, à Deus.*

AGRADECIMENTOS

Agradeço primeiramente a Deus, pela oportunidade de realização deste trabalho.

À minha mãe, Cleonice Alves de Souza, por todo o seu apoio desde sempre.

À minha companheira, Barbara Cunha, pelas dicas, incentivos, revisões, traduções, além de todo carinho, amor e (muita) paciência durante a realização desta pesquisa.

Ao Prof. Dr. Ademir Cavalheiro, pela disposição em me orientar.

Aos membros da banca, Prof. Dr. Deividi Marcio Marques, cujas publicações foram de fundamental importância para este trabalho e à Prof. Dra. Mariana M. Odashima, pelo incentivo sempre presente, até nos pequenos esbarrões pelos corredores da universidade.

À Prof. Dra. Alessandra Riposati Arantes, que sem o seu intermédio, este trabalho e até minha formatura não se efetuariam de maneira tão célere.

A todos os meus professores, pelo conhecimento adquirido durante todos esses anos.

Aos colegas e amigos que, de uma forma ou de outra, acabaram por contribuir para a realização deste trabalho.

*Fé inabalável só o é a que pode encarar frente
a frente a razão, em todas as épocas da
Humanidade.*

Allan Kardec

LISTA DE FIGURAS

FIGURA 1 - Experimentos utilizados por Thomson.....	19
FIGURA 2- Um dos primeiros diagramas publicados por Feynman em um artigo de 1949, explicitando uma interação fundamental de dois elétrons interagindo via troca de um fóton. 26	
FIGURA 3 - Modelo esquemático do experimento conduzido por Geiger e Marsden.....	28
FIGURA 4 - Comparação do experimento usualmente encontrado em livros didáticos e do aparato real	29
FIGURA 5 - Cartão postal de Gerlach para Bohr	32
FIGURA 6 - Representação da projeção do vetor momento angular orbital	34
FIGURA 7 – (a) Foto do real experimento utilizado por Chadwick. (b) Modelo esquemático do experimento de Chadwick mostrando a fonte emissora de partículas alfa (polônio), o anteparo de boro, e a câmara contendo nitrogênio e o detector.	38
FIGURA 8 - Detecção do méson-pi	43
FIGURA 9 – Foto e esquema do experimento realizado por Anderson.....	52
FIGURA 10 - Decaimento do K^+	67
FIGURA 11 - Alguns arranjos octais	71
FIGURA 12 - Arranjo de 10 partículas (decuplete) no modelo octal.	71
FIGURA 13 - Possível modelo para o confinamento de quarks	77
FIGURA 14 - Diagrama de Feynman de uma interação entre prótons via troca de um pion ..	78
FIGURA 15 – Gráfico do número de partículas em função do ângulo de espalhamento.	79

RESUMO

Tem-se observado na literatura muitos materiais de divulgação de física moderna e contemporânea, especificamente sobre a física de partículas elementares, todavia, na maior parte das vezes, esse assunto é tratado de forma muito superficial ou de forma muito complexa. O presente trabalho visa conciliar essas duas abordagens por meio de uma perspectiva que analise a evolução histórica e lógico-matemática das teorias que envolvem a física de partículas elementares. A pesquisa foi baseada tanto em livros-textos especializados quanto em publicações originais dessa linha de pesquisa para que fossem analisados os pontos mais relevantes que culminaram na generalização dos conceitos relacionados à física de partículas elementares. O trabalho aborda a evolução das ideias e os conceitos envolvidos na física de partículas entre o período inicial de 1897, ano da descoberta do elétron, até 1964, ano em que o primeiro modelo de quark foi proposto. Em primeiro lugar, constatou-se que tais concepções muitas vezes não são desenvolvidas de forma linear, mas sim paralelamente a outros avanços em diversas áreas da ciência. Ainda, concluiu-se que os avanços nem sempre são fruto de um único cientista, mas sim, um conjunto de ideias, sugestões, teoremas, princípios e resultados empíricos conquistados colaborativamente, o que faz com que os paradigmas científicos pré-estabelecidos sejam expandidos.

Palavras-chave: Física de partículas elementares. História da ciência. Modelo atômico. Léptons. Quarks.

ABSTRACT

Nowadays, there are many materials in literature about modern and contemporary physics, more specifically, about particle physics. However, this subject is many times treated too superficially or in a too complex way. This research aims to conciliate these two approaches through an analysis of the historical and logical-mathematical evolution of the theories related to particle physics. Our theoretical basis was not only based in specialized textbooks but also in original publications about this line of research so that we could analyse the key points that culminated in the generalization of the concepts that comprehend particle physics. The research addresses the concepts and the evolution of the ideas related to this field between 1897, when the electron was first detected, until 1964, the year in which the first model of quark was proposed. Firstly, we concluded that those concepts many times are not developed in a linear manner, but along with other advances in several areas of science. Thus, the advances are not always made by an only scientist. They are considered as a set of ideas, suggestions, theorems, principles and empirical evidences which are conquered collaboratively, what expands the pre-established scientific paradigms.

Keywords: Particle physics. History of science. Atomic model. Leptons. Quarks.

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO	10
1.1	Objetivos.....	10
1.2	Metodologia.....	11
1.3	Referencial teórico.....	12
2	ELÉTRON	18
3	FÓTON.....	22
4	NÚCLEO.....	27
4.1	Prótons.....	27
4.2	Uma nova propriedade da matéria, o spin	31
4.3	Nêutrons	36
4.4	Mésons	39
5	ANTIPARTÍCULAS	45
6	NEUTRINOS	56
7	QUARKS: UMA BUSCA PELA ORDEM NO CAOS	66
7.1	A desordem no “zoológico” e o caminho óctuplo	66
7.2	Simetria SU(3) e os Quarks	72
8	UMA REFLEXÃO QUANTO AO ENSINO DE PARTÍCULAS ELEMENTARES NA EDUCAÇÃO BÁSICA.....	81
9	CONSIDERAÇÕES FINAIS	83
	REFERÊNCIAS	86
	APÊNDICE A – NOTAÇÃO INDICIAL	90

1 INTRODUÇÃO

A teoria que envolve a física de partículas e altas energias é consagrada como uma das mais bem-sucedidas (MOREIRA, 2009), devido a sua grande capacidade de explicar diversos processos naturais e da previsão de resultados experimentais que se verificam todos os dias nos diversos laboratórios espalhados por vários lugares do mundo. No centro desta área de pesquisa está o modelo padrão da física de partículas, que é uma coleção de teorias que englobam o nosso atual entendimento dos constituintes fundamentais da natureza e suas interações (CERN, 2017).

O presente trabalho tem por objetivo analisar como se deu o aperfeiçoamento dessas teorias, baseando-se em artigos da época e outras publicações que caracterizem a psicogênese dos conceitos, atribuída à diversos cientistas até o início da década de 60.

O que motivou a elaboração dessa pesquisa foi a percepção de que inexistia na literatura não altamente especializada materiais que abordassem o desenvolvimento da parte instrumental e contextual de conceitos da física contemporânea, mas especificamente da física de partículas e altas energias, que é tema desse texto.

Assim, ao longo da pesquisa pretende-se apresentar as premissas básicas iniciais da construção do modelo padrão, tanto histórica e socialmente, quanto na análise lógico-matemática, caráter fundamental da física, que possibilitou pensadores e cientistas partir da ideia de um átomo “simples” e totalmente indivisível até às noções de partículas e interações, que são estudadas atualmente.

1.1 Objetivos

O objetivo desta pesquisa é contextualizar histórico e analiticamente o desenvolvimento das primeiras etapas das principais teorias envolvidas com a física de partículas e de altas energias; tendo como foco os reais motivos que levaram a suplantação das antigas propostas com novas teorias, ou a expansão destas, e do desenvolvimento de alguns experimentos que foram pensados a fim de comprová-las.

Mais especificamente pretende-se mostrar de forma clara quais foram os aspectos motivadores para o desenvolvimento de novas teorias atômicas, investigar como se deu a evolução do modelo padrão das partículas subatômicas até a ideia de quarks na segunda metade do séc. XX, com ênfase nos requisitos matemáticos e tecnológicos que levaram a predição e confirmação destes conceitos. Além de contextualizar historicamente as razões sociopolíticas

envolvidas com o desenvolvimento dos modelos citados e também propor uma transposição didática dos conhecimentos adquiridos com a pesquisa para o ensino de física moderna e contemporânea em nível médio.

Não será abordado no presente trabalho, a controversa discussão sobre a natureza onda-partícula dos objetos aqui apresentados, uma vez que isso foge ao escopo do trabalho. Portanto, para fins didáticos e de brevidade, para todas as descobertas aqui evidenciadas será utilizado o termo “partícula” indiscriminadamente, apenas como é de costume nesta subárea da física. Entretanto entende-se a importância de tal discussão para um entendimento mais fundamental da natureza da matéria e o leitor não deve levar ao pé da letra o nome e ter por essas partículas algo de natureza material no significado mais puro da palavra, apenas lembrar que tal discussão, no atual nível do trabalho, não se mostraria profícua a atender os objetivos citados acima.

1.2 Metodologia

A pesquisa da qual trata este projeto destina-se a ser do tipo qualitativa, com caráter histórico explicativo, a fim de fazer um levantamento bibliográfico das publicações relacionadas ao tema de estudo. O cunho exploratório da pesquisa se dará na análise lógica de materiais que conduziram a consolidação das primeiras teorias de física de partículas elementares desenvolvidas até o início da década de 60.

Coletando-se material para a produção da pesquisa, será analisado, em livros e artigos da época, os reais motivos que levaram a elaboração de novos modelos mais explicativos do universo, e através da coleta de dados em sites, teses, dissertações e outros trabalhos que tratam sobre o tema, pode-se recriar o ambiente no qual tais avanços se deram, tendo em vista tanto as limitações tecnológicas da época quanto o contexto histórico em que se deu tais evoluções.

Os dados coletados nos diversos materiais passaram por análise e organização quanto a sua relevância técnica (aprofundamento matemático da teoria) e histórica (o impacto sociopolítico que tal teoria causou) julgada pelo pesquisador com embasamento nos materiais que contribuíram para a divulgação e esclarecimento do tema como um todo.

Após a organização, foi elaborado um texto de cunho explicativo, contendo gráficos, tabelas, equações, apêndices matemáticos, ilustrações, entre outros recursos, para explicitar a ordem cronológica e as causas do aperfeiçoamento no entendimento que se tinha de como funciona o universo a nível subatômico.

1.3 Referencial teórico

Quando se discute sobre a história das partículas elementares, ou seja, o conceito de que o universo em que vivemos é formado por algo fundamental, indivisível, logo encontramos referências que levam à filosofia antiga, corroborada em partes por Tales (640-562 a.C.), Leucipo (~550- ~500 a.C.) e Demócrito (460-370 a.C.). Segundo OSTERMANN (1999, p. 415) “[...] Demócrito postulou a existência de coisas que: a) são muito pequenas para serem observadas; b) estão em movimento contínuo no vazio; c) são impossíveis de serem subdivididas - os átomos, por colisões, unem-se para formar a imensa variedade de coisas que conhecemos. ”

Além disso, não foram apenas os gregos que corroboraram com a ideia do átomo, havendo registros desta, até então, filosofia, também na Índia por Kanada (sec. VI ~ II a.C.), fundador da filosofia Vaisheshika que pregava que o mundo era composto por diferentes partículas que variavam tanto quanto os próprios elementos da natureza, ou seja, não havia uma unidade fundamental. Havia também a religião Jainista, que se aproximava da ideia de Demócrito quando pregava já na antiguidade que tudo era feito de uma única partícula fundamental, que se combinava de diferentes formas para produzir os mais variados efeitos (DURANT, W., 2011)

O pensamento atomista perdurou, de forma mais ou menos constante, como ideologia entre alguns pensadores e até entre no senso comum da população no período anterior a renascença (informação verbal)¹. Já no sec. XVII, filósofos naturais como Descartes (1596-1650 d.C.) e Newton (1642-1727 d.C.), retomavam seriamente a ideia do átomo, onde o primeiro propunha, resumidamente, uma teoria onde átomos teriam ganchos e buracos que se encaixavam para formar a matéria como a vemos, e o segundo, apesar de estar mais interessado com a forma com a qual os elementos interagiam entre si e não especificamente do que eram formados (OSTERMANN, 1999), desenvolveu a base de explicação da teoria cinética dos gases, que propunha um gás composto de pequenas partículas com massas iguais, numa quantidade muito grande, trocando energia entre si. Robert Boyle (1627 – 1691) também dá deixas quanto ao seu pensamento atomista, propondo no seu livro “O químico cético” indicações de que as interações químicas e físicas observadas poderiam ser melhor explicadas caso se imaginasse a matéria composta por átomos em movimento (informação verbal)¹.

¹ Informações fornecidas pelo Dr. Deividi Márcio Marques, durante a participação deste como membro da banca examinadora do presente trabalho, realizada no anfiteatro do bloco 1X, na Universidade Federal de Uberlândia, em 19 de julho de 2017.

A partir de então, a ideia de que o átomo era a parte última da matéria perdurou por algum tempo, até que novos avanços foram realizados e precisou se pensar em uma nova explicação que melhor correlacionasse o que era observado na natureza. Aliás, esta sequência de eventos (teoria, problema, ideia, explicação lógico-matemática, teoria, problema e assim por diante), a que muito se assemelha ao método científico clássico, foi o que guiou os avanços na área da física de partículas elementares e o que ainda motiva os cientistas atuais a buscarem modelos mais e mais explicativos.

Em 1808, John Dalton (1766-1844 d.C.), químico inglês que trabalhava com misturas de certos elementos, e que possuía ainda fortes ligações com os modelos alquímicos dos séculos passados, observou que poderia formar alguns compostos apenas pela combinação destes, e que as massas destas combinações eram melhor explicadas caso se considerasse cada elemento composto de átomos. Desta forma, uma concepção até então tida como puramente teórica, começou a ter bases experimentais.

A primeira evidência experimental de que o átomo poderia ser divisível (ou seja, ter estrutura interna ainda mais elementar), veio com J.J. Thomson (1856-1940), em 1897. E é a partir daqui que o conhecimento que hoje temos sobre as partículas subatômicas começa a se formar. Em seu estudo sobre os raios catódicos², que na época alguns alegavam serem ondas, Thomson conseguiu comprovar, através de um experimento que ficou bastante conhecido, que os raios catódicos eram formados por partículas que estavam presentes em todos os átomos, e que possuíam massa 1000 vezes menor que a massa do átomo de hidrogênio, tinha-se então a primeira caracterização da partícula que ficou conhecida como elétron.

A partir desta ideia, Ernest Rutherford (1871-1937), que trabalhou durante certo período com J.J. Thomson, propôs experimentos a fim de estudar a estrutura interna da matéria entendida à época. Para tanto, bolou um experimento que consistia num feixe de partículas α (que hoje sabe-se que eram formadas por núcleos do átomo de Hélio) que bombardeavam uma fina folha de ouro. O experimento, que fora realizado por Hans Geiger (1882 – 1945) e Ernest Marsden (1889 – 1970), no primeiro momento, não mostrou nada de extraordinário. As partículas que eram emitidas do elemento radioativo atravessavam a folha de ouro sem sofrer grande deflexão. Porém, por uma sugestão de Rutherford, mediu-se a quantidade de partículas

² Aparatos experimentais que utilizavam tais raios haviam sido desenvolvidos alguns anos antes, por William Crookes (1832 – 1919). O tubo de Crookes consistia em um cátodo e um ânodo, que quando aplicado uma grande diferença de potencial, faziam com que um gás rarefeito dentro do tubo se iluminasse na presença dos tais raios. Hoje sabemos, como será mostrado no decorrer do trabalho, que tais raios eram elétrons.

que eram defletidas por ângulos maiores, e o resultado obtido foi contra o modelo atômico da época.

Rutherford então propõe um novo modelo, que ficou também conhecido como modelo “planetário”, pois propunha que os elétrons (de carga negativa) orbitavam um núcleo positivo, massivo, assim como planetas ao redor do Sol, o núcleo seria composto de uma nova partícula, (até então, também elementar) a qual mais tarde se deu o nome de próton.

A partir do momento da descoberta do próton, vários problemas surgiram com as teorias que prevaleciam na época, e novas explicações precisavam ser desenvolvidas a fim de dar sentido, por exemplo, ao porquê de o átomo não colapsar em si mesmo, devido a atração das cargas elétricas, já bem compreendida nesta época graças as contribuições de Maxwell. É neste momento que surge a contraditória mecânica quântica, a fim de explicar certas incompatibilidades da física em escalas atômicas, com contribuições de grandes nomes da física como Planck (1858-1947), Einstein (1879-1955), Bohr (1885-1962), Schroedinger (1887-1961), De Broglie (1892- 1987), Heisenberg (1901-1976), dentre tantos outros.

Além disso, quando se utilizava o modelo de Rutherford-Bohr, (que ficou conhecido por esse nome após a contribuição feita por Bohr para solucionar o problema do elétron que não “cai” no núcleo) para explicar átomos maiores como o de nitrogênio por exemplo, algumas outras questões apareciam. Um núcleo de um átomo de nitrogênio possuía massa 14 (que significa quatorze vezes a massa de um próton) e carga +7 vezes a carga elementar. Logo, a explicação dada inicialmente seria que no núcleo do átomo de nitrogênio houvessem 7 elétrons e 14 prótons, e que prótons e elétrons, em estado ligado dentro do núcleo atômico, contribuiriam para a massa do átomo sem afetar o valor medido para a carga líquida do núcleo.

Porém, na década de 20, além de outros problemas com este modelo, já era conhecida uma propriedade fundamental das partículas, o spin, relacionada a quantização do vetor momento angular intrínseco destas, porém, os spins dos prótons e dos elétrons eram $\frac{1}{2}$ e, portanto, conforme OSTERMANN (1999, p. 419) “O núcleo de nitrogênio tem spin (medido) inteiro. Não é possível que um número ímpar de partículas com spin $\frac{1}{2}$ cada uma (14 prótons mais 7 elétrons - no caso do núcleo de nitrogênio) possa combinar-se produzindo um spin inteiro. ”

Portanto, seria necessário, que a soma de partículas no interior do átomo de nitrogênio fosse par, para que uma nova partícula fosse determinada. Assim previu-se o que conhecemos hoje como nêutron, que foi posteriormente detectado de forma experimental por Chadwick (1891-1974) em 1932.

Através de leis de conservação, que não serão detalhadas aqui, obteve-se a previsão de uma nova partícula, que se originava no decaimento β de alguns elementos radioativos. Esta nova partícula tinha carga neutra, por isso foi dado o nome de neutrino (que significa pequeno nêutron, em italiano) (OSTERMANN, 1999).

Assim, por volta da década de 30, quatro partículas, até então todas tidas como elementares, eram conhecidas, o próton (p), o elétron (e^-), o nêutron (n) e o neutrino (ν), e eram estas as constituintes do universo e tudo o que se conhecia. Além destas quatro, Paul Dirac (1902-1984) postula em 1928 a existência de uma partícula com a mesma massa e spin do elétron, mas com carga elétrica positiva, esta partícula, a que se deu o nome de pósitron (e^+), foi detectada quatro anos depois por Anderson, quando este realizava um experimento numa câmara de nuvens. Portanto, por questões de simetria que não serão tratadas aqui, imaginou-se que cada partícula teria sua antipartícula associada, e cerca de 30 anos depois foram detectados o antinêutron e o antipróton.

O avanço de novas tecnologias possibilitou os cientistas construírem aceleradores de partículas mais e mais potentes e entenderem melhor o núcleo atômico. Segundo OSTERMANN (1999, p. 417) “A técnica consiste em acelerar partículas a energias suficientemente altas (100 MeV) que, colidindo com o núcleo, possam fragmentá-lo.” Isso fazia com que os pesquisadores tivessem maior noção dos processos e interações que mantinham o núcleo unido. Porém, a partir desta categoria de experimentos, novas partículas começaram a surgir e algumas vezes eram preditas antes mesmo que o experimento fosse realizado (OSTERMANN, 1999). Entender como se deu estes processos de predição-deteção e deteção-teorização de novas partículas tanto do ponto de vista histórico como do lógico-matemático, é um dos pontos chave desta pesquisa.

Quando se chegou à década de 60, o número de partículas tidas como “elementares”, havia subido e muito, logo foi forçoso assumir que estas mesmas deveriam possuir algum tipo de estrutura interna, com constituintes ainda mais básicos da matéria.

Em 1964, Gell-Mann (1929-) e Zweig propõem a hipótese do **quark**. Três novos objetos são propostos. Através de suas combinações, é possível obter-se todos os hádrons à época conhecidos. Os três quarks foram chamados de: up – símbolo **u**; down – símbolo **d**; strange – símbolo **s**. (OSTERMANN, 1999, p. 417. Negrito da autora).

A partir das combinações destes três quarks, todos hádrons detectados até então poderiam ser explicados, de forma que as propriedades de cada um foram pensadas para que se encaixassem com os resultados que os cientistas possuíam na época. O presente trabalho se

deterá na análise histórica da física até a postulação dos quarks, desenvolvimentos futuros da teoria ficarão como sugestão de tema para futuras pesquisas.

Porém, além dos quarks, elétrons e neutrinos formavam por si só uma outra categoria de partículas verdadeiramente elementares, chamada de léptons (do grego, “leve”), e além dos dois, já era conhecido um terceiro lépton, com propriedades parecidas com a do elétron, porem com maior massa, a que foi batizada com o nome de múon (μ), e pouco tempo depois, foi verificado que este novo lépton possuía um neutrino próprio associado a ele, logo, agora tinha-se quatro léptons (elétron, múon, neutrino do elétron e neutrino do múon).

Não obstante, por questão de simetria, se existiam quatro léptons, tinha de existir quatro quarks (OSTERMANN, 1999), então, após ser predito alguns anos antes, foi descoberto o quark *charm* (**c**), completando assim a segunda família do modelo padrão, no qual a primeira família se referia os quarks *up* e *down*, e aos léptons elétron e neutrino do elétron.

Entretanto, os avanços não pararam por aí, novos aceleradores mais potentes foram sendo construídos, e assim em 1975, na Universidade de Stanford, um quinto lépton é descoberto, o tau (τ). Por simetria e pelo que os outros léptons já haviam mostrado, deveria também haver um neutrino associado a ele, logo foi sugerido que para completar a classe dos léptons deveria existir também o neutrino do tau, que foi mais tarde detectado em 1977.

Apenas dois anos depois do aparecimento do tau, foi detectado um quinto quark, chamado por sua vez de quark *bottom* (**b**), e mais uma vez, por questões de simetria, que não serão abordadas nesta fase da pesquisa, acreditou-se que deveria haver um sexto quark a completar a terceira família do modelo padrão, e em 1995 o quark *top* (**t**) com uma massa maior do que a de um próton foi finalmente detectado, formando assim o panorama completo (pelo menos parcialmente) do modelo padrão

É valido dizer que até este momento na história, além destas partículas, conheciam-se as quatro forças fundamentais que regem as interações entre todas as partículas, aqui citadas apenas de forma nominal e introdutória, são elas: a força forte, responsável pela manutenção dos núcleos atômicos de forma coesa, a força fraca, responsável pelo decaimento β , a força eletromagnética, presente nas interações entre partículas carregadas de carga elétrica, e a força gravitacional. Todas estas, com exceção da força gravitacional, possuíam uma partícula virtual, chamada de bóson, responsável pela mediação.

Assim os bósons responsáveis por cada uma das forças são o fóton (força eletromagnética), o glúon (força forte), os bósons $W^{\pm}$ e Z^0 (força fraca), e o gráviton (força gravitacional) único dos quatros até hoje nunca observado. Além dos bósons citados, recentemente foi adicionado de forma inequívoca ao modelo padrão (através de detecções

experimentais do *Large Hadron Collider*, ou LHC, localizado no CERN, na Suíça) um novo bóson mediador, que por sua vez havia sido predito anos atrás pelo físico Peter Higgs, este bóson, diferentemente dos outros, é o responsável por dar a propriedade de massa às partículas elementares (com exceção do fóton, que possui massa nula) que ganhariam massa ao interagirem com um campo homônimo ao bóson citado.

Porém, o modelo padrão das partículas subatômicas ainda não é a palavra final do nosso entendimento do universo, ainda há elucidações a serem feitas, como por exemplo explicar do que é feito os 95% do nosso universo (segundo observações de astrofísicos) que é composto por algo chamado de matéria escura e explicar porque este mesmo universo continua em expansão acelerada, impulsionado por algo que os cientistas chamam de energia escura. Para responder estas questões e adaptar as teorias já existentes, foram propostas algumas expansões ao modelo padrão, chamado de modelo padrão supersimétrico, que prediz que cada partícula representada possui uma “parceira” superpesada, o que de certa forma explicaria o porquê de não conseguirmos ainda detectar tais partículas (por serem mais pesadas seriam necessários aceleradores ainda maiores, na ordem de dezenas de TeV) para que estas partículas fossem detectadas.

Logo, espera-se que com as teorias apresentadas, e nas referências citadas, tenha-se um ponto de partida para o projeto, para um melhor desenvolvimento e concretização dos objetivos anteriormente apresentados.

2 ELÉTRON

Por mais que anteriormente se tenha discutido muito sobre as ideias da filosofia antiga quanto ao átomo e sua indivisibilidade, foi apenas em 1818, com o trabalho de John Dalton que se pôde realmente dar utilidade para o conceito de que a matéria possuía entidades indivisíveis. Leia-se aqui “dar utilidade” em termos de que foi possível uma explicação com bases na teoria científica, para explicar um determinado problema (no caso de Dalton, como determinadas moléculas se combinavam para formar substâncias mais pesadas).

Acreditava-se até então, que o átomo era uma partícula única, indivisível, e que nas suas diversas formas (entendidas como os elementos conhecidos até então) formavam tudo o que existe.

Finalmente, pode-se se dizer que o início da física de partículas (GRIFFITHS, 2008) foi quando J. J. Thomson (1856 – 1940), em seu estudo dos raios catódicos (ver p. 13), percebeu que tais raios possuíam massa e carga. Porém é digno de nota que até a época da publicação do seu artigo em 1897, Thomson nem os outros cientistas da época concordavam quanto à natureza destes raios. Mas havia, entretanto, duas hipóteses mais discutidas: a primeira era que tais raios, produzidos por filamentos metálicos a altas temperaturas dentro de câmaras com gás rarefeito, se dava por algum complexo processo com o éter luminífero, já que não se tinha observado até então nada análogo àquilo onde os raios tinham uma trajetória circular, e não retilínea, em um campo magnético uniforme (THOMSON, J. J., 1897 apud MILLS & BOON 1964). Outra explicação àquela do éter, era que tais raios eram compostos por pequenos corpúsculos materiais carregados negativamente. Nas palavras de Thomson para a motivação do seu trabalho:

A teoria de uma partícula eletrificada tem, para propósitos de pesquisa, uma grande vantagem sobre a teoria do éter, desde que a primeira é definida e suas consequências podem ser preditas; com a teoria do éter é impossível de prever o que acontecerá sobre qualquer circunstância dada, já que nessa teoria nós estamos lidando com fenômenos até então nunca observados no éter, cujas leis somos ignorantes. Os experimentos a seguir foram feitos para testar algumas das consequências da teoria de uma partícula eletrificada. (THOMSON, J. J., 1897 apud MILLS & BOON 1964, p 76. Tradução nossa).

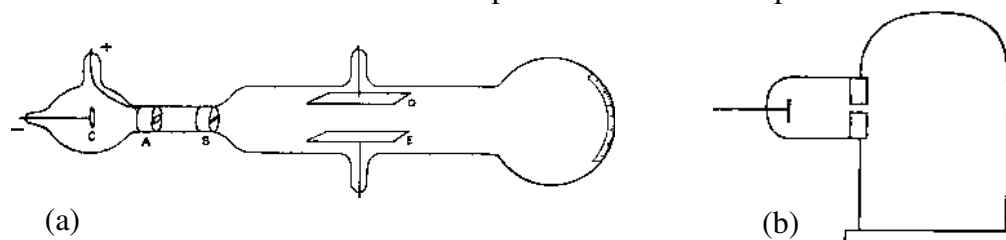
Observamos, portanto, que Thomson já previamente concebia os raios catódicos como um feixe de partículas e seu experimento tinha como objetivo provar este fato.

As leis da física conhecidas até então e que o auxiliariam neste processo eram a descrição do eletromagnetismo de Maxwell, já bem fundamentada e corroborada por inúmeros

cientistas na época; a mecânica clássica e a termodinâmica. Utilizando-se de princípios destas três grandes áreas da física, Thomson deu o primeiro passo para a constituição do que hoje conhecemos como física das partículas elementares.

À época de seu experimento era conhecido o fato que os raios catódicos eram deflagrados por campos elétricos e magnéticos. Porém, segundo pesquisas anteriores feitas por Hertz e descritas no artigo original de Thomson, a deflexão dos raios catódicos não era bem observada devido à condutividade do gás dentro do aparato experimental.

FIGURA 1 - Experimentos utilizados por Thomson



(Fonte: THOMSON, J. J., 1897 apud MILLS & BOON 1964, p. 80;85)

Com isso em mente, Thomson resolveu estudar este fato utilizando-se do aparato mostrando na figura 1a. O experimento consistia em um tubo de vidro, no qual ele podia regular a exaustão do gás em seu interior, medindo a condutividade deste através das diferenças de potencial das placas D e E. Os raios catódicos eram gerados pelo catodo C, que atravessavam duas fendas A e B, que por sua vez estavam ligadas à terra. Thomson percebeu num primeiro momento, depois de várias observações, que a condutividade do gás dentro do aparato aumentava ou diminuía proporcionalmente com a quantidade de raios catódicos, e que havia, mesmo na presença de vácuo, uma corrente que passava entre as placas D e E. Outra evidência que ele pôde extrair deste experimento foi que os raios catódicos se “depositavam” nas placas, gerando uma diferença de potencial entre elas, isso e outros fatores o levaram a acreditar que tais raios eram na verdade pequenas partículas (THOMSON, J. J., 1897 apud MILLS & BOON 1964).

Em um outro experimento (figura 1b), desta vez para medir a deflexão dos raios catódicos por um campo magnético, Thomson se valeu de uma cúpula de vidro, a qual era anexada um tubo com o catodo gerador dos raios e um anodo em forma de fenda pelo qual os mesmos passavam. Colocou-se o aparato entre duas bobinas de Helmholtz para que em seu interior fosse produzido um campo magnético uniforme. Percebendo que havia uma deflexão na forma de um semicírculo na presença do campo magnético, e anexado ao fato que os tais

raios sofriam deflexão por campos elétricos observados no experimento anterior, Thomson pode conjecturar:

Como os raios catódicos carregam carga de eletricidade negativa, são defletidos por uma força eletrostática como se estivessem negativamente eletrificados, e são atuados por uma força magnética do mesmo jeito em que esta força atuaria num corpo negativamente eletrificado em movimento sobre a trajetória desses raios, eu não vejo nenhuma escapatória da conclusão de que eles são cargas de eletricidade negativa carregadas por partículas de matéria. A próxima questão surge: O que são essas partículas? Elas são átomos, ou moléculas, ou matéria em um estado ainda mais fino de subdivisão? Para jogar alguma luz sobre este ponto, eu realizei uma série de medidas da razão entre a massa dessas partículas com a carga carregada por elas. (THOMSON, J. J., 1897 apud MILLS & BOON 1964, p. 86. Tradução nossa).

Estas medidas feitas por Thomson foram feitas utilizando-se os dois experimentos aqui descritos. No último experimento citado, ele primeiramente definiu como N o número dessas partículas que atravessavam uma secção reta dos raios catódicos e postulou que Q seria a quantidade de “eletricidade”, ou carga, total transportada por estas, de modo que:

$$Q = Ne \ ,$$

onde a carga carregada por estas partículas foi definida como e . Percebendo que os raios catódicos aumentavam a temperatura de um corpo sólido, e considerando que toda a energia cinética destes corpúsculos era convertida em calor, pode-se medir esta energia e estabelecer que:

$$W = N \frac{mv^2}{2} \ ,$$

onde W e v é a energia cinética e velocidade destas partículas respectivamente. Como os corpúsculos descrevem uma trajetória circular, igualando a força magnética a força centrípeta obtém-se

$$\frac{mv}{e} = HR = I \ ,$$

onde H é o campo magnético, R o raio de curvatura e I é definido como a multiplicação de ambos, conforme no artigo original, para fins de brevidade. Combinando as equações acima podemos ver que a razão carga massa dessa nova partícula seria dada por

$$\frac{m}{e} = \frac{I^2 Q}{2W}$$

Essas quantidades eram bem medidas experimentalmente e assim podia se obter as relações desejadas.

O outro método utilizado por Thomson à época para medir a razão massa carga, é a utilização do primeiro aparato experimental descrito nessa seção de forma que se definia uma força F como sendo a força eletrostática que agia sobre as partículas e l a distância entre as placas. O tempo para que as partículas atravessassem o espaço contendo o campo elétrico seria l/v , a velocidade das partículas na direção vertical (de F) seriam então medidas. Analisando-se o ângulo de deflexão causado na trajetória das partículas, juntamente com outros dados obtidos por comparação com campos elétricos e magnéticos, podia-se obter a razão carga-massa desta nova partícula.

Foi assim, resumidamente, que Thomson pode determinar em seu artigo de 1897 a razão massa-carga desta nova partícula, que num primeiro momento ele chamou apenas de “corpúsculo” e elétron designava apenas a carga carregada por esta, somente depois que o uso da palavra elétron foi utilizada para a partícula em si (GRIFFITHS, 2008).

Através de experimentos subsequentes Thomson pôde detectar o valor da carga desta nova partícula e com isso estava dado o primeiro passo de uma nova era na física.

3 FÓTON

Até 1905, o átomo mesmo que sendo pesquisado por vários cientistas ainda era tido por alguns como um objeto teórico, especulativo ³ (talvez como a teoria das cordas atualmente). E na opinião de alguns pesquisadores, foi somente com a publicação do artigo de Albert Einstein (1879-1955) “Sobre O Movimento De Pequenas Partículas Suspensas Em Líquidos Em Repouso Requerido Pela Teoria Cinético-Molecular Do Calor” (STACHEL, 1988, tradução nossa) onde ele descreve uma explicação para o fenômeno conhecido como movimento Browniano (referente às pesquisas de Robert Brown em 1827) é que foi colocada a pedra final de que os átomos eram de fato, entidades reais constituintes da matéria.

Mas este não foi o único trabalho relevante de Einstein em 1905, conhecido como o ano miraculoso da física. Além do artigo que anunciava ao mundo a teoria da relatividade, um outro trabalho, que lhe rendeu o Prêmio Nobel mais tarde, foi publicado.

O artigo “Do Ponto De Vista Heurístico Concernindo a Produção e a Transformação Da Luz” (STACHEL, 1988, tradução nossa) faz a discretização da luz em “quantas” de energia, ou seja, a radiação eletromagnética que poderia possuir valores contínuos de energia, agora, era entendida através de “pacotes” de energia elementares que não possuíam subdivisão.

Na introdução do seu trabalho, Einstein já deixa claro que há um problema fundamental em tratar problemas de emissão e transformação da luz com funções contínuas citando alguns problemas da época:

De fato, parece-me que as observações da “radiação de corpo negro”, fotoluminescência, produção de raios catódicos por luz ultravioleta, e outros fenômenos associados com a emissão ou transformação da luz parecem mais rapidamente entendidos se assume-se que a energia da luz é descontinuamente distribuída no espaço. (EINSTEIN, A, 1905 apud STACHEL, 1988, p. 178. Tradução nossa).

Depois de várias análises estatísticas sobre a natureza da radiação, em uma das seções finais do trabalho ele fala “Sobre a Geração de Raios Catódicos pela Iluminação de Corpos Sólidos” (EINSTEIN, A, 1905 apud STACHEL, 1988) que é o que conhecemos na atualidade como “efeito fotoelétrico” (HALLIDAY; RESNICK; WALKER, 2009). Tal fenômeno se dava na ejeção de elétrons (raios catódicos) quando havia incidência de luz numa placa metálica, mas o efeito não dependia da intensidade da luz emitida, mas da “cor”, ou seja, a frequência da luz

³ Informação verbal obtida com a profa. Dra. Mariana M. Odashima, durante a correção deste trabalho para sua versão final, de acordo com o artigo “*Planck: the reluctant revolutionary*”, indicado por ela.

incidente. Em sua primeira descrição no artigo de 1905, Einstein utilizou uma forma diferente da constante de Planck da que nos deparamos nos cursos de graduação. A equação que dá a energia dos elétrons ejetados da placa é:

$$E = \frac{R}{N} \beta \nu - P$$

Onde R é a constante universal dos gases perfeitos, N é o número de Avogadro e β é uma constante com relação com a constante de Planck. Na verdade, a constante utilizada por Planck “h” é dada por $h = (R/N)\beta$. Além disso, vemos nessa equação o termo P que é a energia que o elétron precisa para ser ejetado do material. A grande sacada desta equação está na sua dependência com a frequência (ν), ou seja, a energia dos elétrons emitidos, e por consequência a ocorrência ou não do efeito fotoelétrico está intrinsicamente ligada com a frequência da luz incidente sobre o material e de acordo com a equação de Einstein, a luz pode ser entendida como aglomerada em “quantas” de energia, ou seja, unidades discretas de radiação eletromagnética.

O nome fóton para estas partículas foi sugerido apenas em 1926, pelo químico Gilbert Lewis (GRIFFITHS, 2008). É importante notar que mesmo com uma explicação satisfatória para o efeito fotoelétrico, a ideia do fóton não foi muito bem aceita pelos cientistas, e mesmo em 1916, após exaustivas medições experimentais, Millikan foi levado a dizer em um de seus artigos:

“A equação fotoelétrica de Einstein [...] parece em todos os casos predizer exatamente os resultados observados [...] Ainda que a teoria semicorpuscular pela qual Einstein chegou até sua equação pareça até o momento totalmente insustentável [...]” (MILLIKAN, 1916 apud PAIS, 1982, p. 357. Tradução nossa.)

E Millikan ainda considerava toda a teoria de Einstein fruto de imprudência (PAIS, 1982, p.357). Porém, explicações de outros fenômenos como o efeito Compton corroboraram a hipótese de um corpúsculo que transmitia a energia eletromagnética (HALLIDAY; RESNICK; WALKER, 2009). A controvérsia quanto a esta nova partícula se dava principalmente ao caso antigo sobre a teoria corpuscular da luz de Isaac Newton e do sucesso do eletromagnetismo ondulatório de Maxwell sobre este para explicar vários fenômenos físicos. E este último, por sua vez, fazia a descrição das ondas eletromagnéticas através de quatro equações a saber:

$$\begin{aligned}
\vec{\nabla} \cdot \vec{E} &= \rho \\
\vec{\nabla} \cdot \vec{B} &= 0 \\
\vec{\nabla} \times \vec{E} &= -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \\
\vec{\nabla} \times \vec{B} &= \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \vec{J} ,
\end{aligned}$$

as quais, quando combinadas matematicamente, dão origem a equações de onda:

$$\begin{aligned}
\vec{\nabla}^2 \vec{E} - \epsilon \cdot \mu \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} &= \vec{\nabla} \rho + \mu \frac{\partial \vec{J}}{\partial t} \\
\vec{\nabla}^2 \vec{B} - \epsilon \cdot \mu \frac{\partial^2 \vec{B}}{\partial t^2} &= -\mu \cdot \vec{\nabla} \times \vec{J} ,
\end{aligned}$$

representando variações no campo eletromagnético que se propagam em um meio qualquer. Tais variações são o que chamamos hoje de radiação eletromagnética, e dentro de uma pequena faixa de comprimentos de onda apenas, a luz (visível) propriamente dita.

Nesse ínterim, vale lembrar que o conceito de campo dentro da física já era bem estabelecido. Desde Newton, com a descrição do campo gravitacional ocasionado pela presença de massa, a ideia de campo vetorial era matematicamente bem entendida, em livros texto de cálculo como STEWART (2007) temos a definição que um campo vetorial é uma função que associa no espaço tridimensional um ponto da forma (x,y,z) a um vetor tridimensional $\vec{F}(x, y, z)$:

$$\vec{F}(x, y, z) = P(x, y, z)\vec{i} + Q(x, y, z)\vec{j} + R(x, y, z)\vec{k} ,$$

onde P, Q e R são funções componentes deste campo.

A ideia de um “campo quantizado”, porém, só tempos depois foi inserida na física. Este conceito, também chamado de segunda quantização (GRIFFITHS, 2008) teve seu início com os trabalhos de Paul Dirac em 1927 (mais sobre isso nas próximas sessões).

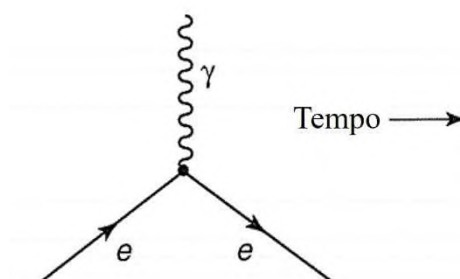
O que vale ressaltar é que numa teoria quântica de campos, qualquer interação entre duas partículas é descrita via a “troca” de uma partícula mediadora deste campo. Ou seja, qualquer sistema dinâmico pode ser descrito pela permuta de partículas mediadoras, assim, cada uma das quatro forças fundamentais do universo conhecidas hoje, a saber, a força forte, força fraca, força eletromagnética e força gravitacional, possui uma partícula mediadora. Para a força

eletromagnética, esta é o fóton, além desta existem outras três⁴ dentro da física das interações fundamentais, a saber: o glúon, bósons vetoriais intermediários (W e Z) e o gráviton, este último nunca foi detectado, além do que uma teoria quântica de campos para a gravidade satisfatória ainda precise ser deduzida (GRIFFITHS, 2008). Mais alguns detalhes sobre cada teoria envolvida com cada partícula mediadora serão abordados ao longo do texto.

A teoria moderna para o fóton e suas interações com a matéria é atribuída à eletrodinâmica quântica, (EDQ, ou QED em inglês – *Quantum Electrodynamics*) que teve início com o trabalho de vários cientistas, mas é a Sin-Itiro Tomonaga (1906 – 1979), Julian Schwinger (1918 – 1994) e a Richard Feynman (1918 – 1988) a quem é dado o crédito de sua forma final. Os três dividiram o Prêmio Nobel de Física de 1965 graças a este trabalho.

Em meados da década de 40, Richard Feynman desenvolveu uma forma de representar interações subatômicas através de diagramas. Os diagramas de Feynman, como são chamados, representam uma forma “simples” de visualizar algumas interações entre partículas que de outra forma seriam muito complexas de se escrever.

O vértice básico de um diagrama de Feynman é da forma



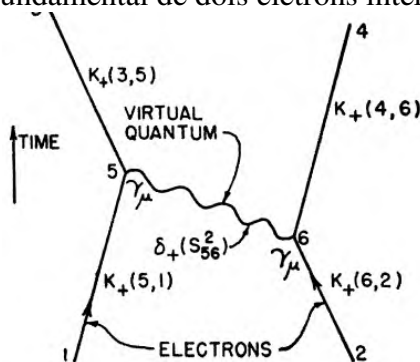
Que pode ser lido da seguinte forma: a dimensão horizontal da esquerda para a direita é a passagem do tempo. Um elétron chega, emite um fóton (ou o absorve) e sai.

A partir deste “bloco de montar” básico (GRIFFITHS, 2008), é possível construir quase qualquer interação dentro da eletrodinâmica quântica tomando quantos vértices forem necessários para descrever um processo subatômico. Note que, apesar de a figura estar representando um elétron e um fóton, a partícula que “chega e sai”, representada pela linha lisa, pode se referir a quaisquer partículas que interagem eletromagneticamente. Além disso, por mais simples que pareça tal diagrama, estes na verdade simbolizam complicadas integrais cujo resultado são

⁴ Consera-se aqui, para fins didáticos, os bósons W e Z como “uma só” partícula, assim como os diferentes glúons, mas entende-se que as mesmas têm características diferentes.

números de interesse relacionados a ocorrência de tais processos, assim, os diagramas são apenas uma forma mais compacta de se representar tais equações.

FIGURA 2- Um dos primeiros diagramas publicados por Feynman em um artigo de 1949, explicitando uma interação fundamental de dois elétrons interagindo via troca de um fóton.



(Fonte: FEYNMAN, 1949b, p. 772)

Em sua concepção mais avançada e formal, a eletrodinâmica quântica (assim como outras teorias que serão apresentadas aqui) é uma teoria de Gauge, isso significa que uma certa quantidade (usualmente a lagrangiana que descreve o sistema) é invariante sobre transformações de um certo grupo de simetria. Em outras palavras, existe um valor fixo, normalmente sobre a forma de uma função, que se realizadas certas operações sobre esta quantidade, tal irá permanecer sempre a mesma. Além disso, a EDQ é dita “abeliana”, o que em outras palavras significa que não importa a ordem das operações realizadas, esta continuará tendo o mesmo valor (pode-se dizer também que as operações comutam).

Matematicamente, esta teoria é governada pela seguinte equação

$$i\gamma^\mu \partial_\mu \psi - m\psi = e\gamma_\mu (A^\mu + B^\mu)\psi ,$$

que aqui foi posta só a título de curiosidade, mas alguns termos desta equação podem ser parcialmente entendidos pela leitura do apêndice A que faz uma introdução à notação indicial utilizada para escrever esta equação.

E em termos práticos, estes diagramas ou a equação de movimento descrita no ultimo paragrafo é o que se tem de mais avançado na representação das interações entre os fótons com a matéria, porém não é do escopo do trabalho fazer uma análise mais aprofundada desta teoria.

4 NÚCLEO

4.1 Prótons

Vimos até aqui dois casos diferentes, a detecção experimental de uma partícula antes que uma teoria sobre a mesma fosse concebida (o elétron) e a previsão teórica de uma outra que só mais tarde foi detectada experimentalmente (o fóton). Dentro da história da física de partículas, circunstâncias como estas se repetem frequentemente. Com o próton não foi diferente. Mesmo que hoje se saiba que este não é efetivamente uma partícula elementar, foi durante um tempo, juntamente com o nêutron que discutiremos adiante, considerado como tal.

Bastante conhecido é o experimento que pela primeira vez detectou a estrutura interna do átomo (mas não o próton em si). Sobre o acontecimento que deu origem ao seu artigo “Sobre a Reflexão Difusa das Partículas α ” (MARQUES, D. M., 2006), Ernest Rutherford conta o seguinte relato:

Um dia Geiger⁵ veio até mim e disse ‘Você não acha que o jovem Marsden⁶, que eu estou treinando em análises radioativas, deveria começar uma pequena pesquisa?’ [...] Eu respondi “Por que não o deixa ver se alguma partícula alfa pode se espalhar por um grande ângulo?” Eu posso dizer com confiança, eu não acreditei que haveria. Até onde sabíamos, a partícula alfa era uma partícula maciça, muito rápida e com muita energia, e você poderia mostrar que se o espalhamento ocorresse era devido ao efeito acumulado de vários pequenos desvios e a chance de uma partícula alfa se dispersar para trás era muito pequena. Então eu me lembro que dois ou três dias mais tarde, Geiger veio com grande excitação ao meu encontro dizendo, “Nós conseguimos algumas partículas alfa se dispersando para trás...” Definitivamente era o evento mais incrível que já havia acontecido em minha vida. Era quase tão incrível quanto se você arremessasse um projétil de 15 polegadas em um pedaço de pano de seda e ela voltasse e atingisse você. (ANDRADE, 1964, p.111, apud MARQUES, D. M., 2006, p. 95).

Tal experimento consistia em atingir uma folha finíssima de ouro com um feixe de partículas alfa, que na época já se suspeitava serem núcleos do átomo de Hélio (MARQUES, D. M., 2006).

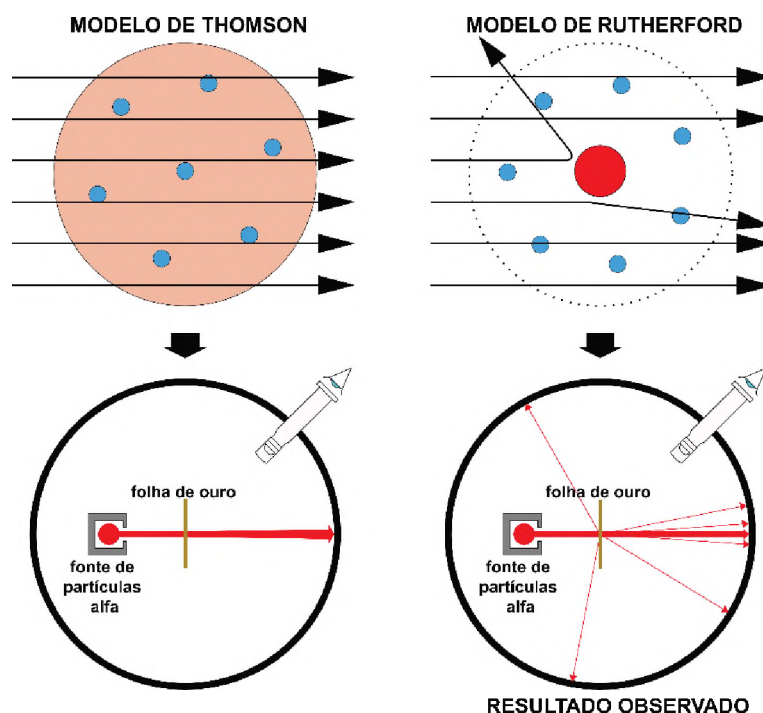
Se o átomo fosse como o modelo descrito por Thomson, não deveria haver ângulos grandes de espalhamento quando os raios alfa atravessassem uma folha de ouro (ou qualquer outro material fino). Na figura 3, vemos a previsão do experimento caso o átomo fosse conforme o modelo suposto por Thomson na época, a direita temos um esquema representando

⁵ Referência a Hans Geiger (1882-1945) criador do contador Geiger-Muller, à época trabalhando com Rutherford em diversos experimentos.

⁶ Ernest Marsden (1889-1970) importante físico neo-zelândes que naquele período contava apenas com 20 anos de idade.

os resultados obtidos por Geiger e Marsden em seu experimento. Rutherford utilizou destes dados experimentais para bolar uma interpretação onde os grandes ângulos de espalhamento se deviam ao fato que havia algo muito denso no interior do átomo, que localizava toda a carga positiva do mesmo, já que o “choque” das partículas alfa com esse interior maciço se dava não por contato direto, e sim por hipérboles com excentricidade alta (Figura 3)⁷ que faziam alterar a trajetória das partículas alfa em grande ângulo.

FIGURA 3 - Modelo esquemático do experimento conduzido por Geiger e Marsden

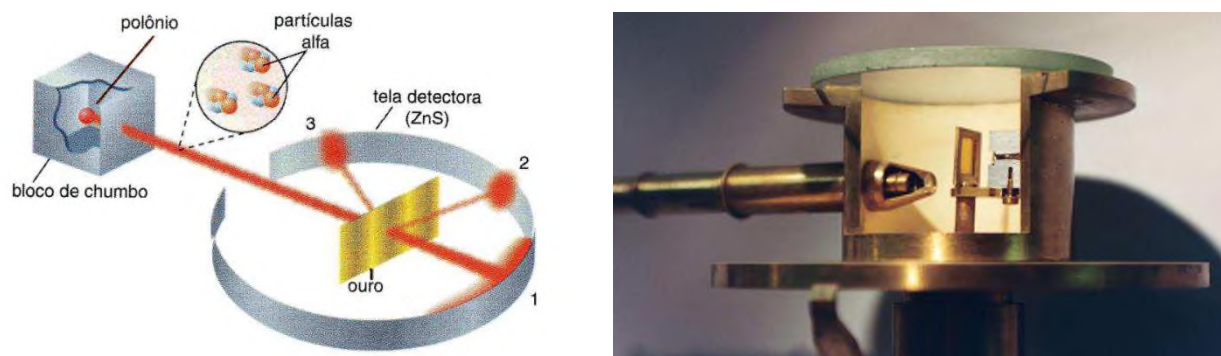


Fonte: Adaptado de Wikipédia (2014)

Vale ressaltar nesse ponto que o experimento utilizado por Geiger-Marsden é em aparência bastante diferente daquele que usualmente encontramos em livros texto de química e física e em materiais de divulgação científica no geral. A figura 4 mostra uma foto e um esquema do experimento e abaixo uma representação extraída de um livro didático de química para o ensino médio. (MARQUES, D. M., 2006)

⁷ Na figura 3 o modelo atômico proposto por Thomson está representado de forma meramente ilustrativa, sabe-se, na verdade, por informações obtidas verbalmente com a banca examinadora deste trabalho, que no modelo atômico de Thomson deveria haver milhares de elétrons, em círculos concêntricos, e não apenas sete. Porém, reforça-se que tal representação foi utilizada a fim de apenas de ilustrar uma diferença fundamental entre os modelos apresentados quanto a seus respectivos resultados experimentais esperados (modelo de Thomson) e observado (modelo de Rutherford).

FIGURA 4 - Comparação do experimento usualmente encontrado em livros didáticos e do aparato real



Fonte: MARQUES, D. M. (2006, p. 161;163)

Entretanto, por mais que já havia sido proposto um modelo “planetário” para o átomo, que Rutherford não sugere a princípio mas cita o trabalho de Hantaro Nagaoka (1865-1950), que o fez, o modelo atômico de Rutherford em resumo apenas define o átomo como uma carga central positiva ou negativa (não existia evidência suficiente em 1911 para atestar uma ou outra), reduzida a um raio de 3×10^{-12} cm, cercado por eletricidade de sinal oposto distribuída ao longo de todo átomo com raio de 10^{-8} cm (MARQUES, D. M., 2006)

Além disso, Rutherford tinha ciência de que havia um problema fundamental com seu modelo atômico. No ano de 1914, quando já estava claro que o átomo era cercado por elétrons de carga negativa, a proposta seria de que estes giravam em torno do núcleo atômico. Porém, já era conhecido o fato de que uma carga elétrica em movimento acelerado emite radiação eletromagnética, conforme a fórmula derivada por J. J. Larmor em 1897. Num regime não relativístico, um elétron orbitando um núcleo atômico deveria emitir radiação eletromagnética de acordo com a seguinte equação:

$$P = \frac{q^2 a^2}{6\pi\epsilon_0 c^3} ,$$

conhecida como fórmula de Larmor, onde q é a carga da partícula acelerada, c a velocidade da luz, ϵ_0 a permissividade elétrica do vácuo e a a aceleração da partícula.

Portanto, segundo o modelo de Rutherford o elétron perderia energia e espiralaria para dentro do núcleo, o que obviamente não acontecia. Modelos como o de Bohr para o átomo surgiram, numa abordagem semi-clássica que incluía alguns conceitos primordiais da mecânica quântica que estava surgindo à época. Rutherford faz uma referência a esse fato em 1914.

[...] Bohr chamou atenção às dificuldades de construir átomos na teoria do "núcleo", e mostrou que não podem ser deduzidas as posições estáveis dos elétrons externos pela mecânica clássica. Pela introdução de uma concepção conectada com o quantum de Planck [Teoria dos Quanta], ele mostrou sob certas condições que é possível construir átomos e moléculas simples. [...] Por enquanto pode haver muita diferença de opinião sobre a validade e do significado físico subjacente das suposições feitas por Bohr, [...] não há dúvida que as teorias de Bohr são de grande interesse e importância a todos os físicos como a primeira e definitiva tentativa de construir átomos simples e moléculas e explicar os seus espectros. (RUTHERFORD, 1914, p. 498, apud MARQUES, D. M., 2006, p. 165.)

Continuando suas pesquisas com o núcleo atômico, num experimento que consistia no bombardeamento de átomos de hidrogênio, altamente ionizados, com partículas alfa, Rutherford percebeu que além dos raios alfa, eram ejetados também núcleos de hidrogênio de dentro da câmara contendo apenas nitrogênio. Assim, se a partir de átomos de nitrogênio obtém-se núcleos de hidrogênio, o primeiro só poderia ser composto pelo segundo, uma vez que o hidrogênio é o elemento mais leve conhecido (OSTERMANN, 1999).

Ainda em 1914, sabendo-se que os átomos eram formados em parte por núcleos de hidrogênio, era natural se pensar que que átomos mais pesados eram formados por mais prótons unidos, circundados por elétrons de mesmo número. Mas havia um problema: o átomo mais pesado depois do hidrogênio pesava 4 vezes mais que este (e não duas, como era de se esperar) o terceiro átomo da tabela (lítio) pesava 7 vezes mais, e assim por diante (GRIFFITHS, 2008). Não parecia haver, portanto, uma relação fixa entre o número de elétrons e prótons dos elementos, com a massa deste. De certa maneira, os átomos se apresentavam sempre mais pesados do que deveriam.

Por volta de 1918 o termo *próton* foi designado para o núcleo de hidrogênio, pelo próprio Rutherford, para designar o núcleo de hidrogênio que, ao seu ver, merecia uma designação especial, em outras palavras, um próton é um átomo de hidrogênio que perdeu seu elétron. (MARQUES, D. M., 2006, p. 166)

A solução adotada para o problema da massa atômica, ainda na primeira década do séc. XX, foi supor que no interior do núcleo atômico existiam não só prótons, mas elétrons também, ligados de maneira que a carga efetiva total pelo excesso de prótons no núcleo fosse minimizada pelos elétrons. Tal hipótese fazia sentido, uma vez que se observava fenômenos como a emissão de raios beta onde elétrons eram ejetados a grandes velocidades de certos elementos, além de que em um átomo de hélio com massa igual a 4 vezes a massa do próton, era plausível que a sua carga $+2e$ quando ionizado se devia ao fato que haviam ali na verdade 4 prótons (de carga positiva) e 2 elétrons de carga negativa, e os elétrons em excesso no núcleo não influenciavam

para a massa atômica do elemento, levando-se em consideração que a massa do elétron era estimada em 1800 vezes menor que a do próton.

4.2 Uma nova propriedade da matéria, o spin

A explicação de que elétrons compunham o núcleo atômico estava mais ou menos bem estabelecida até meados da década de 1920. É neste período que surgem novos experimentos revelando um caráter até então desconhecido da matéria. Paralelamente a discussão feita até aqui, estava sendo desenvolvida uma nova ciência, citadas algumas vezes ao longo do texto. A mecânica quântica, que teve seus fundamentos com os trabalhos de Planck, Einstein, Bohr, dentre outros, tomava proporções cada vez mais sérias dentro da física.

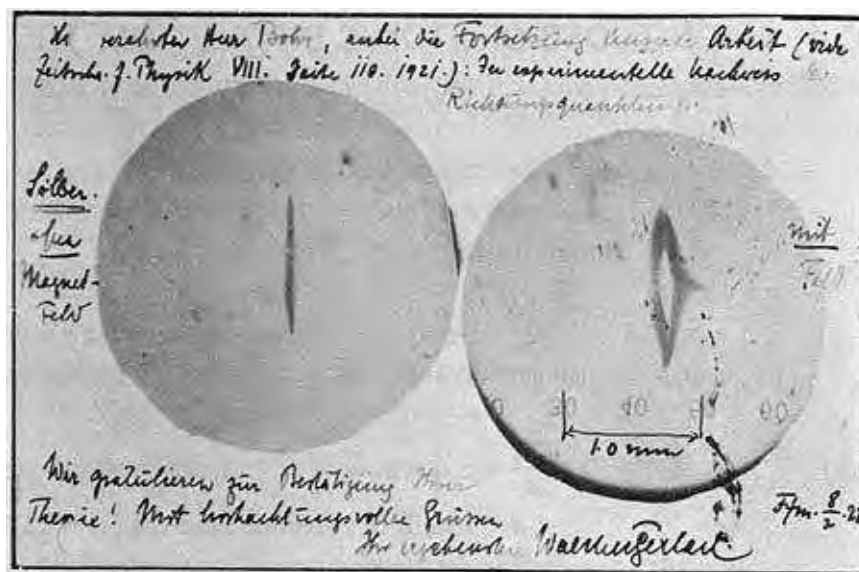
Não é do escopo deste trabalho discutir as várias contribuições de inúmeros cientistas a esta nova área da física, porém ressaltaremos aqui alguns pontos cruciais para o desenvolvimento do assunto do qual este se trata.

Em 1922, um experimento que ficou bastante conhecido era realizado por Otto Stern (1888-1969) e Walther Gerlach (1889-1979). Este consistia em fazer atravessar átomos de prata em estado gasoso por um colimador, que então atravessavam um campo magnético não uniforme. Para isto, foi montado na direção perpendicular à de propagação do feixe um ímã em forma de cunha na parte superior e canaleta na parte inferior.

Tal experimento tinha por objetivo testar a hipótese sobre se o momento angular de átomos neutros era ou não quantizado, sobre o efeito de um campo magnético externo. (GOMES e PIETROCOLA, 2008).

De volta em 1912, Bohr já havia proposto, numa suposição *ad hoc*, que o momento angular do elétron era quantizado de forma a ser múltiplo da constante de Planck ($L = n \cdot h / 2\pi$, $n = 1, 2, 3, \dots$), a ideia por trás de tal suposição era fazer com que os elétrons fossem estáveis nessas orbitas, sem emitir radiação conforme previsto classicamente por Larmor.

FIGURA 5 - Cartão postal de Gerlach para Bohr



Fonte: Physics Today, 2003, apud GOMES e PIETROCOLA (2008, p. 7)

Descrição da imagem: O cartão, datado de 8 de fev. de 1922, mostra a fotografia de um feixe sendo dividido com a mensagem "Anexado está a prova experimental da quantização direcional. Nós [te] felicitamos pela confirmação da sua teoria" (tradução nossa).

Resumidamente, os átomos de prata foram escolhidos por serem átomos hidrogenóides, ou seja, terem apenas um elétron na camada de valência (GOMES e PIETROCOLA, 2008). Stern e Gerlach acreditavam na então emergente teoria quântica, que predizia que o momento angular orbital de um átomo era quantizado tanto quanto a sua magnitude e também quanto a sua direção. Para tanto, Arnold Sommerfeld (1868-1951) que, em suma, ampliara o modelo atômico proposto por Bohr, reconhecia ao elétron dois números quânticos, um principal e outro angular, responsáveis por denotar a magnitude do momento angular orbital, além de um terceiro, que caracterizava a direção do mesmo. Este terceiro número quântico, de acordo com a teoria vigente da época, podia assumir $2n$ valores, onde n era um número inteiro, para as orbitas do elétron, representava suas orientações vertical e horizontal (STENSON, 2005, pg. 36-38 e WEINERT, 1995, pg. 77 apud GOMES e PIETROCOLA, 2008).

Porém, um fato curioso e pouco divulgado nos livros texto ocorreu, de acordo com a teoria vigente na época, caso o experimento desse certo, o resultado deveria implicar que havia quantização espacial do momento magnético do átomo de prata. E os resultados foram, a priori, a favor desse resultado. Onde deveria se esperar um espalhamento contínuo para o caso clássico, apareceram claramente duas linhas discretas, como podemos ver no postal enviado por Stern e Gerlach a Bohr, de uma foto dos resultados experimentais, o felicitando pela comprovação da sua teoria (GOMES e PIETROCOLA, 2008).

Assim, era publicado em março de 1922 o artigo "A comprovação experimental da quantização espacial em um campo magnético", porém, poucos anos mais tarde, no desenfreado avanço da teoria quântica, outros trabalhos surgiram que desmentiam os resultados experimentais de Stern e Gerlach. Não que estes estivessem errados, o que aconteceu foi que ambos os cientistas se esbarraram na única característica que a teoria da época e os resultados experimentais coincidiam (WEINERT, 1995, pg. 83 apud GOMES e PIETROCOLA, 2008). O que foi medido no experimento, na verdade, foi uma propriedade ainda desconhecida da matéria, o *spin*, relacionado ao momento angular magnético intrínseco das partículas subatômicas, sem nenhum análogo clássico, que só em 1925 foi descrita por George Uhlenbeck (1900 – 1988) e Samuel Goudsmit (1902 – 1978). Mesmo assim, segundo GOMES e PIETROCOLA (2008), somente em 1927 é que o experimento foi reinterpretado a luz desse novo conceito.

Por mais que o nome seja sugestivo (*spin* em inglês significa “giro” em tradução livre), ZETTLI (2009) alerta para o fato que:

[O *spin*], diferentemente do momento angular *orbital*, não tem nada a ver com graus de liberdade espaciais. Por analogia com o movimento da Terra, que consiste de um movimento orbital ao redor do Sol e de uma rotação interna, ou “giro” em torno do seu próprio eixo, o elétron, ou qualquer outra partícula microscópica poderia também ser considerada em ter algum tipo de movimento de rotação intrínseco. [...] Há que se ter em mente, entretanto, que o elétron permanece até agora uma partícula pontual sem estrutura interna, assim, precisa-se ter cuidado ao ligar o *spin* do elétron com movimento de rotação interna. [...] **O *spin*, como um grau de liberdade intrínseco, é um conceito puramente quântico com nenhum análogo clássico.** (ZETTLI, 2009, p. 295-296. Tradução e grifo nossos).

Não vem ao caso agora tratar de toda a abordagem matemática por trás da teoria do *spin*, mas um bom resumo para tal é encontrado em GRIFFITHS (2008, p. 120-122) e será discutido a seguir. Assim, vale ressaltar que este conceito, dentro da mecânica quântica em sua acepção moderna, pode ser deduzido (de forma mais ou menos *ad hoc*⁸) a partir da quantização do vetor momento angular:

$$\vec{L} = \vec{r} \times \vec{p} ,$$

onde $\vec{L}$ é o vetor momento angular e $\vec{r}$ e $\vec{p}$ são os vetores posição e momento da partícula respectivamente. Na teoria clássica, a magnitude de $\vec{L}$ pode assumir qualquer valor, porém dentro da mecânica quântica, os valores permitidos são apenas da forma:

⁸ O conceito de *spin* surge naturalmente na generalização relativística da teoria quântica proposta por Paul Dirac em 1927, como veremos a seguir.

$$l(l+1)\hbar ,$$

onde l é um inteiro não negativo ($l = 0, 1, 2, 3, \dots$) e $\hbar \equiv h/2\pi$.

Para um dado valor de l , uma medida da componente do momento angular na direção z só pode assumir valores discretos da forma:

$$L_z = m_l \hbar ,$$

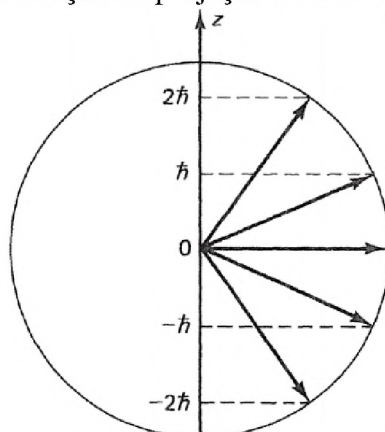
onde m_l assume valores inteiros de $-l$ a $+l$:

$$m_l = -l, (-l+1), \dots, -1, 0, +1, \dots, (l-1), +l ,$$

portanto existindo $(2l+1)$ possibilidades para tal valor. Na figura 6 extraída de GRIFFITHS (2008), vemos um modelo esquemático dos valores e direções de m_l em função da magnitude l .

É importante ressaltar aqui que, conforme pontuado por ZETTILI (2009), para a teoria quântica conforme proposta por Erwin Schroedinger (1887-1961), mesmo que o experimento de Stern-Gerlach tivesse medido o momento angular *orbital* do elétron, o resultado esperado seria um número ímpar de feixes, e não par (dois) conforme o experimento mostrou. Isso é mais um detalhe que corrobora o fato de que no experimento de 1922 o que foi medido foi a quantização do spin, e não do momento angular orbital.

FIGURA 6 - Representação da projeção do vetor momento angular orbital



Fonte: GRIFFITHS (2008, p. 121)

Uma medida do spin de uma partícula pode assumir valores discretos de forma parecida, a saber:

$$s(s+1)\hbar .$$

Porém, neste caso, s pode ser tanto um inteiro quanto um não inteiro, de modo que:

$$s = 0, \frac{1}{2}, 1, \frac{3}{2}, 2, \frac{5}{2}, \dots$$

Para uma medida na direção z , portanto, os valores precisam assumir a forma $m_s \hbar$, com m_s variando de $-s$ a $+s$:

$$m_s = -s, (-s+1), \dots, (s-1), +s \quad .$$

Com $(2s+1)$ possibilidades. Ainda segundo GRIFFITHS (2008), toda partícula pode assumir qualquer valor para o momento angular orbital, desde que se obedeça as regras estabelecidas acima. Porém, para o spin, a magnitude s é *fixa* para um dado tipo de partícula. Por exemplo, elétrons possuem spin medidos como⁹ $s = \frac{1}{2}$, desta forma, *todos* os elétrons em qualquer laboratório do mundo precisam medir valores $m_s = \pm \frac{1}{2}$ para esta partícula. Segundo esta teoria (aceita mundialmente hoje e corroborada por inúmeros experimentos), um elétron nunca pode ter valores de spins medidos como 1, ou $5/2$ por exemplo.

Descobriu-se que o próton tinha também spin medido como $\frac{1}{2}$ o que ocasionou um problema dentro da teoria vigente para o átomo, que veremos a seguir.

Acreditamos ser importante neste ponto do trabalho, inserir uma primeira classificação das partículas subatômicas quanto ao seu spin. Partículas de spin inteiro (0, 1, 2, 3...) foram chamadas de bósons - até este ponto do trabalho apenas o fóton está nessa classificação - e de férmions partículas de spin fracionário ($\frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \frac{5}{2}, \dots$) i.e., prótons e elétrons. Tal nomenclatura se deve a Dirac, já que num estudo mais aprofundado quanto a mecânica estatística que tais partículas obedecem, pode-se observar uma conexão que dá origem a conceitos como o princípio da exclusão de Pauli (que será discutido de forma breve mais adiante no texto) e fazem parte de um profundo teorema na teoria quântica de campos (GRIFFITHS, 2008, p. 122).

⁹ O mais correto seria “ $\frac{1}{2}\hbar$ ” porém, usualmente omite-se o $\hbar$ para fins de brevidade, já que em medidas de spin todos os valores vem acompanhados do mesmo.

4.3 Nêutrons

De volta a junho de 1920, Rutherford deu uma palestra em que resume o entendimento da ciência quanto a composição atômica naquele período. Rutherford referencia experimentos onde constatou-se que átomos de nitrogênio, quando bombardeados por partículas α , liberavam núcleos de átomos de hidrogênio. Portanto, “núcleos de átomos de hidrogênio”¹⁰ deveriam compor átomos mais pesados como o nitrogênio (RUTHERFORD, 1920, p. 500-501). Ainda nesta comunicação, Rutherford faz referência à uma nova partícula que era detectada em experimentos com raios alfa e átomos de nitrogênio, que possuía massa atômica 3 e carga medida como $+2e$

[...] o átomo de nitrogênio pode ser desintegrado de duas maneiras por colisão com as partículas α : uma pela ejeção de um átomo de H, e a outra pela expulsão de [uma partícula] de massa 3, e ambos os processos ocorrem de forma independente [...] Os átomos de massa 3 provavelmente consistem em três núcleos de hidrogênio com um elétron de ligação e átomos de hélio de quatro núcleos de hidrogênio e dois elétrons. Além do próprio hidrogênio, esses átomos são importantes unidades secundárias na construção de núcleos atômicos. [...] Aponta-se também que podem existir combinações de núcleos de H e elétrons, dando origem a átomos de zero carga nuclear, e tal concepção é necessária para explicar a evolução dos elementos pesados. (RUTHERFORD, 1920, p. 500-501. Tradução nossa).

Na última frase do resumo de sua palestra, podemos ver claramente que Rutherford já concebia à época uma partícula de carga neutra, feita da união de um próton (núcleo de hidrogênio) e um elétron. Tal previsão culminou na busca de uma partícula com tais propriedades.

Antes de tal partícula ser encontrada, porém, surgiram mais problemas com o modelo nuclear proposto por Rutherford, que assumia elétrons em estado ligado junto a prótons no interior do núcleo.

Um deles era o spin do átomo de nitrogênio, segundo OSTERMANN (1999) na época já se sabia que o núcleo do nitrogênio (^{14}N) possuía spin medido inteiro, porém, se o núcleo era composto por prótons e elétrons, mais especificamente, 14 prótons e 7 elétrons, (para que fosse correta a carga do núcleo de N como $+7e$) o total de partículas no núcleo era 21, e não existia à época (como não existe hoje) configuração possível para que um número ímpar de partículas dessem origem a um spin fracionário (PAIS, 1988, p. 301). Para isso basta lembrar que prótons e elétrons são férmions, ou seja, partículas de spin fracionário ($\frac{1}{2}$), onde estes podem assumir

¹⁰ Que hoje sabemos serem prótons.

valores positivos ou negativos, indicando o grau de liberdade “para baixo” ou “para cima” do spin. Qualquer configuração que se faça com este número ímpar de partículas, ocasiona na “sobra” de um “spin liquido” de $\frac{1}{2}$.

Porém este era apenas *um* dos problemas com a proposta de elétrons no interior do núcleo atômico. Outra inconsistência era que, ao final da década de 20, já era conhecido o princípio da incerteza de Heisenberg¹¹, conceito fundamental da mecânica quântica que em resumo diz que algumas medidas realizadas em sistemas quânticos só podem ser realizadas se é respeitada uma regra de que quanto mais preciso é um tipo de medida, mais *impreciso* é o valor de uma outra. Em termos matemáticos, para o caso da posição e do momento tem-se a seguinte equação:

$$\Delta x \cdot \Delta p \geq \frac{\hbar}{2} ,$$

onde Δx e Δp são a imprecisão (ou incerteza) na medida da posição e do momento respectivamente. Sendo assim, i.e., se uma partícula tem uma posição muito bem estabelecida, com algum valor próximo a zero, é necessário, para que a inequação acima se sustente, que haja uma grande incerteza quanto ao seu momento. As raízes matemáticas por trás deste princípio envolvem a dualidade onda partícula, a transformada de Fourier, e a relação de comutação do operador posição e momento (ZETTILI, 2009).

Da equação acima basta ter-se em mente que, caso os elétrons realmente habitassem o núcleo atômico, ou seja, confinados a uma região de 10^{-15} m (ordem de magnitude do núcleo atômico) saber-se-ia, portanto, com alguma precisão a sua posição. Logo, um cálculo relativístico mostra que a energia cinética média de um elétron confinado sobre estas condições seria $\gtrsim 40 \text{ MeV}$ ¹², que segundo PAIS (1988) seria implausível devido este valor ser muito maior que a energia média de ligação nuclear por partícula e que também é bem superior à energia do elétron emitido no decaimento beta por exemplo, que já se sabia originar do núcleo atômico.

Portanto, estava claro no início da década de 30 que tal modelo atômico não se sustentava. Durante os anos que se passaram tal partícula neutra se mostrou elusiva aos experimentos, principalmente porque esta era invisível aos aparatos baseados interações eletromagnéticas disponíveis até então.

¹¹ Werner Heisenberg (1901 – 1976)

¹² eV= elétron.volt, unidade muito utilizada dentro da física nuclear e de altas energias, e equivale $\approx 1,60 \cdot 10^{-19} \text{ J}$ em unidades do S.I., o M simboliza “mega”, ou 10^6

Em 1930, Walther Bothe (1891 – 1957) e Herbert Becker, realizaram algumas observações sobre o que acontecia quando se bombardeava átomos leves como berílio, boro, ou lítio, com partículas alfa. Viu-se que quando bombardeados, os átomos emitiam uma radiação bastante penetrante, que não tinha carga elétrica, e a mesma logo foi tratada como sendo um tipo de radiação gama (fótons de alta energia) (ZAHN, 2007).

FIGURA 7 – (a) Foto do real experimento utilizado por Chadwick. (b) Modelo esquemático do experimento de Chadwick mostrando a fonte emissora de partículas alfa (polônio), o anteparo de boro, e a câmara contendo nitrogênio e o detector.



Fonte: (a) NUCLEAR POWER (20--) e (b) HYPERPHYSICS (2006)

Após algum tempo, outros cientistas perceberam que quando esta nova radiação incidia sobre substâncias ricas em hidrogênio, como a parafina, fazia com que estas emitissem prótons de alta energia, o que era inconsistente com a hipótese dos raios gama. Então, pensou-se a nova radiação como um tipo de partícula neutra.

Somente em 1932 James Chadwick (1891 – 1974) realizou vários experimentos a fim de provar que a nova partícula de fato não era um tipo de raio gama, e depois trabalhou em um experimento a fim de determinar a massa dessa partícula neutra.

O experimento consistia em bombardear átomos de boro, com radiação alfa, liberando assim nêutrons que colidiam com gás de nitrogênio em uma segunda câmara, liberando por sua vez prótons, que eram medidos em um detector (Figura 7). Sabe-se que além do boro, Chadwick também utilizou alvos de berílio para a produção de nêutrons e anteparos de parafina, que ejetava prótons de alta energia. Porém, boro e nitrogênio foram escolhidos por terem suas massas bem conhecidas, o que facilitaria o cálculo da massa do nêutron (HYPERPHYSICS, 2006).

Utilizando equações de conservação de energia relativísticas, ou seja, que levava em consideração a energia de repouso das partículas envolvidas, Chadwick foi capaz de calcular a massa do nêutron como sendo $938,0 \pm 1,8$ MeV, o que foi um acerto e tanto, haja visto que a massa para o nêutron hoje aceita é de 939,57 MeV (HYPERPHYSICS, 2006).

A descoberta do nêutron encerra de certa maneira a era clássica da física de partículas, para GRIFFITHS (2008, p. 15) nunca antes, e infelizmente nunca depois, a física ofereceu uma resposta tão simples e satisfatória à pergunta “Do que a matéria é feita? ”. Tudo era apenas prótons, nêutrons e elétrons em 1932, porém, já naquela época, estavam plantadas as sementes das ideias que dominariam a física de partículas elementares nos anos seguintes, a saber: o méson de Yukawa, o pósitron de Dirac e o neutrino de Pauli, que serão tratados nas seções a seguir.

4.4 Mésons

Nem tudo eram flores no início da década de 30 no campo da física de partículas. Um dos problemas fundamentais que esta ciência enfrentava era a própria estabilidade do núcleo atômico. Uma conta simples, que pode ser realizada por alunos de nível médio, mostra que, para permanecer unido, os prótons dentro do núcleo precisavam vencer o enorme potencial causado pela repulsão das cargas de mesmo sinal em seu interior. Escrevendo a lei de Coulomb em sua forma abreviada para duas cargas pontuais

$$F_e = k \frac{e^2}{r^2} ,$$

onde k é a constante de Coulomb em unidades do Sistema Internacional de Unidades (S.I.). Para uma distância r entre as cargas da ordem de magnitude do núcleo atômico (10^{-15} m), e considerando e a carga do próton, temos que o módulo da força de repulsão entre os núcleos (num átomo de hélio por exemplo) é de:

$$F_e = k \frac{e^2}{r^2} \approx (8,98 \cdot 10^9) \frac{(1,60)^2}{(10^{-15})^2} \approx 2,30 \cdot 10^{22} \text{ N}$$

O cálculo acima é simplista, e não leva em consideração outros fatores presentes no núcleo atômico, mas serve para ilustrar que, à época, era claro que algo (muito) forte parecia manter o núcleo estável. Uma força mais *forte* que a força de repulsão eletromagnética parecia agir sobre os prótons e nêutrons dentro do núcleo. Físicos, sem muita imaginação, chamaram essa interação simplesmente de força *forte* (GRIFFITHS, 2008).

Ainda segundo GRIFFITHS (2008), se uma força de tamanha magnitude fazia parte do núcleo atômico, porque não a sentíamos no dia-a-dia? A resposta veio anos mais tarde, mas em adiantamento, o motivo é devido à força forte ser de curto alcance, desta maneira, ela tende rapidamente a zero, para valores maiores que 10^{-15} m. Em termos formais, a força forte varia numa proporção de

$$\frac{e^{-(r/a)}}{r^2} ,$$

onde a é o alcance desta força e está intrinsicamente relacionado com a massa da partícula mediadora e, no caso da força forte, vale aproximadamente 10^{-15} m. Para as forças gravitacional e eletromagnética, por exemplo, $a \rightarrow \infty$ e retornamos à conhecida lei do inverso do quadrado.

Mas foi somente em 1935, com o trabalho do físico japonês Hideki Yukawa (1907-1981) intitulado “Sobre a interação das partículas elementares”, que uma explicação satisfatória para a estabilidade do núcleo foi proposta.

Segundo BROWN (1986), as principais contribuições para a física que são propostas no artigo original de Yukawa (1935) são: a força nuclear forte é transmitida pela troca de partículas massivas (quantas pesados); o alcance desta força é inversamente proporcional à massa deste quanta; existem duas forças, uma forte e outra fraca e duas constantes de acoplamento; a interação fraca é também mediada por um quanta pesado, que possui carga e obedece a estatística de Bose (ou seja, um bóson); tais partículas seriam instáveis, decaindo via interação fraca.

Para tais conclusões, Yukawa propôs que existia um campo entre prótons e nêutrons e que tal seria quantizado de acordo com a teoria quântica vigente (YUKAWA, 1935, p. 4). Em outras palavras, tal teoria mostrava que prótons se transformam em nêutrons dentro do núcleo atômico, pela troca de uma partícula mediadora deste campo. Esta troca era o que dava origem à atração forte sentida por ambas as partículas. Alguns anos antes Heisenberg já teria proposto uma teoria parecida, onde o átomo de deutério (isótopo do hidrogênio com massa atômica = 2) tinha seu próton e nêutron mantidos unidos no núcleo de uma maneira análoga ao íon do gás de hidrogênio H_2^+ (PAIS, 1986, apud GRIFFITHS, 2008) .

No mesmo artigo ele mostra também que o quantum deste campo tinha algumas propriedades como:

Assumindo $\lambda = 5 \cdot 10^{-12} \text{ cm}^{-1}$, nós obtemos para m_U um valor $2 \cdot 10^2$ vezes maior do que a massa do elétron. Como tal ‘quanta’ com massa tão grande e carga positiva ou negativa nunca foi encontrado experimentalmente, a teoria acima parece estar na

linha errada. Nós podemos mostrar, entretanto, que em uma transformação nuclear comum, tal quanta não pode ser emitida para o espaço exterior. (YUKAWA, 1935, p. 5. Tradução nossa).

Na frase de Yukawa, λ é entendido como o número de onda desta nova partícula e m_U sua respectiva massa.

Como tal partícula era mais pesada que o elétron e mais leve que o próton, o quanta deste novo campo proposto por Yukawa veio a ser conhecido como *méson*¹³ (GRIFFITHS, 2008). Há aqui, portanto, uma nova classificação das partículas: elétrons passaram a ser entendidos como léptons (de peso leve) e prótons e neutros, partículas mais pesadas, passaram a ser denotadas como bárions.

Percebe-se na citação acima que o próprio Yukawa não estava muito certo de sua teoria, haja visto a falta de evidências experimentais para a mesma. Porém, ainda no mesmo artigo ele faz uma hipótese do porquê de tal não acontecer, e uma possibilidade para que a detecção ocorra,

A razão porque tais quantas massivos, se é que eles existem, ainda não foram descobertos, pode ser atribuída ao fato de que a massa m_U é tão grande que a condição $|W_N - W_P| > m_U c^2$ não é satisfeita na transformação nuclear comum. [...] A interação de tal quanta com uma partícula pesada deveria ser muito maior do que àquela com uma partícula leve para explicar a grande interação do nêutron e do próton, como também da pequena probabilidade de um decaimento β . Tal quanta, caso exista, na hipótese de se aproximar da matéria perto o suficiente para ser absorvido, irá passar sua carga e energia para esta. [...] Estes argumentos, é claro, de caráter meramente especulativo, concordam com a visão de que partículas positivas de alta velocidade nos raios cósmicos são geradas pelo campo eletrostático da Terra, que é carregado com um potencial [elétrico] negativo. O quanta massivo pode também ter alguma influência nas amostras produzidas por raios cósmicos. (YUKAWA, 1935, p. 6; 8-9. Tradução nossa).

A condição descrita por Yukawa no primeiro parágrafo se refere à que a diferença no nível de energia do nêutron (W_N) com a do próton (W_P) fosse maior que a massa de repouso do méson ($m_U c^2$).

Portanto, como podemos perceber, em 1935 Yukawa dá a deixa de que esta nova partícula poderia ter alguma relação com os dados obtidos por físicos experimentais quanto aos raios cósmicos. A técnica utilizada por eles consistia na exposição de uma emulsão fotográfica a grandes altitudes, para coletar dados quanto as partículas que bombardeavam a Terra e que também chegam até nós a todo momento.

¹³ Algo como “partícula de peso médio”

Em 1937, surge a evidência significativa de que a partícula proposta por Yukawa fora encontrada. Carl Anderson (1905-1991) e Seth Neddermeyer (1907-1988) paralelamente com outros cientistas, descobriram nos EUA dados que foram relacionados mais tarde por Robert Oppenheimer (1904-1967) ao méson de Yukawa (GRIFFITHS, 2008).

Porém, ainda segundo GRIFFITHS (2008, p. 19), em estudos posteriores algumas discrepâncias começaram a surgir, i.e., o tempo de vida, a massa, nível de interação com o núcleo, dentre outras medições, todas pareciam divergir do que a teoria original propunha. Isto somado ao fato de que diferentes medidas da massa destas partículas não pareciam ser consistentes umas com as outras.

Só em 1947 alguma luz começou a aparecer a respeito da comprovação do méson de Yukawa, ou mésotron, nome dado pela comunidade científica à época (MARQUES, A. 2012). E aqui vale uma nota especial. Nos anais de física do mundo é creditado a Frank Powell (1903-1969), físico inglês da Universidade de Bristol, a detecção experimental desta partícula, que, por consequência ganhou o Prêmio Nobel de física de 1950 “pelo seu desenvolvimento do método fotográfico para o estudo de processos nucleares e suas descobertas a respeito dos mésons, realizadas com este método” (NOBEL FOUNDATION, 1950, tradução nossa).

Porém, o autor principal do artigo que levou a comunidade científica da época a notícia quanto à nova partícula, foi um jovem físico brasileiro, membro do grupo de pesquisa de Powell. César Lattes (1924-2005), que contava com apenas 23 anos à época da publicação, em colaboração com cientistas do seu grupo, publicou na revista *Nature* o artigo “Processos envolvendo mésons carregados”, em tradução livre (LATTES et al. 1947). Lattes foi o principal responsável pelo aperfeiçoamento do aparato experimental e subsequente análise dos resultados que levaram à comprovação inequívoca da existência do méson- π , ou pión, nome dado pelo próprio grupo responsável pela detecção ao méson de Yukawa (MARQUES, A. 2012).

No artigo, o grupo afirma que as controvérsias nas medidas obtidas até então se davam ao fato de na verdade existirem *dois* mésons, o pión era a partícula proposta originalmente por Yukawa, já a outra partícula, que foi dado o nome de méson μ ou múon, havia pouca evidência teórica quanto a sua existência (LATTES, 1947) e segundo GRIFFITHS (2008) no mesmo ano da detecção experimental das novas partículas. Robert Marshak (1916-1992) chegou a uma conclusão teórica quanto a existência de dois mésons, porém Lattes e seus colegas não tinham ciência de tal trabalho.

O múon, era o ‘méson’ detectado por Anderson e Neddermeyer em 1937, que mais tarde havia mostrado ter as características erradas para a teoria de Yukawa e, apesar de ter sido

entendido como um méson à época¹⁴, é caracterizado hoje como pertencente à família dos léptons (na mesma categoria do elétron, porém mais pesado) e dentro do ponto de vista da pesquisa original de Yukawa não era mais que um impostor, não tendo relação alguma com as interações fortes nucleares (GRIFFITHS, 2008).

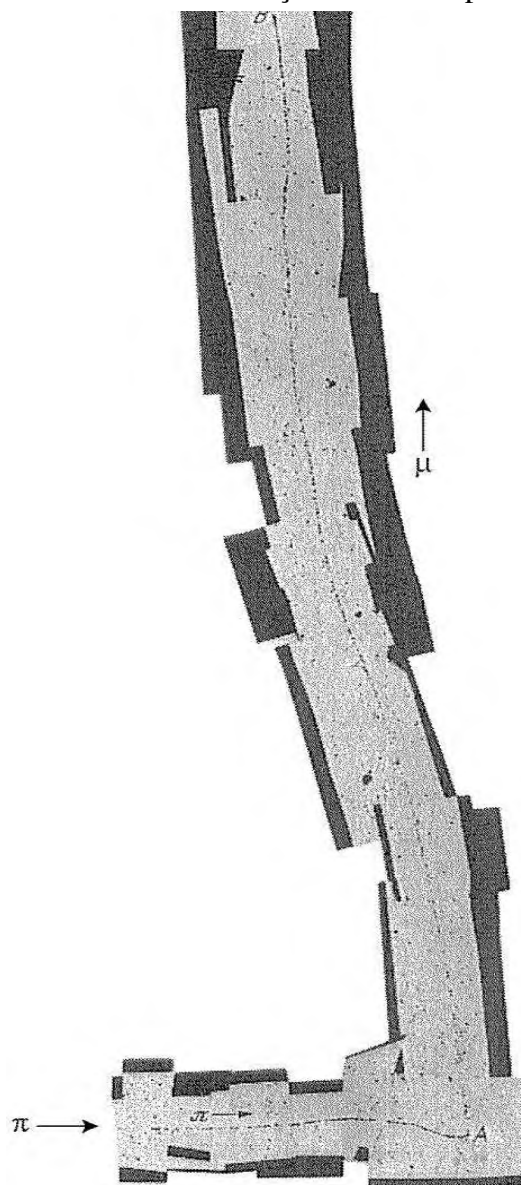
Para a detecção, Lattes utilizou-se de uma tecnologia que havia sido aperfeiçoada durante a guerra, que consistia, basicamente, de fotos ultrasensíveis que foram desenvolvidas com o intuito original de se fazer fotografias àereas durante a noite para se enxergar em infravermelho (MARQUES, A. 2012).

Percebeu-se porém, que tais emulsões fotográficas eram capazes de capturar outros tipos de radiações de fundo, e logo as mesmas foram amplamente utilizadas por físicos experimentais. Powell trabalhara no grupo havia participado do desenvolvimento das emulsões fotográficas nucleares¹⁵.

Segundo MARQUES, A. (2012), trabalhando com tais emulsões, Lattes percebeu que, quando adicionava bórax (tetraborato de sódio), havia um efeito de aumento da permanência das imagens formadas, ou seja, com tal modificação, era possível aumentar o tempo de exposição das emulsões à radiação cósmica, possibilitando assim o registro de eventos mais raros como a desintegração do múon da figura 8 por exemplo. Nela vemos o registro do méson π

detectado pelo grupo de Lattes, que se desintegra num segundo méson (μ). Logo, este pequeno detalhe foi de fundamental importância para a física da época.

FIGURA 8 - Detecção do méson-pi



Fonte: LATTES et al. (1947) apud GRIFFITHS (2008, p. 20)

¹⁴ Sendo designado de meson μ até o presente por alguns por força de hábito. (GRIFFITHS, 2008)

¹⁵ Nome dado à tecnologia depois que seu uso foi constatado para o estudo de reações entre átomos (MARQUES, A. 2012).

A nomeação de Powell ao Nobel de física de 1950 é alvo de controvérsia entre alguns especialistas, porém, até a década de 1960, a norma vigente do comitê de premiação era conceder o Prêmio somente ao chefe do grupo de pesquisa (LO, C. Y., 2013) e é por isso que Lattes, que realizou o cálculo da massa do pión, possibilitou a adequação do aparato experimental e ainda influenciou na localização do experimento para uma boa caracterização estatística dos dados (MARQUES, A. 2012), ficou fora da premiação.

Ainda segundo MARQUES, A. (2012), Lattes ainda foi responsável por melhorar o aparato experimental do acelerador de partículas que estava sendo construído em um laboratório em Berkley, EUA. Ernest Lawrence (1901-1958), Prêmio Nobel de física de 1939 pela invenção do acelerador cíclotron e diretor do laboratório de Berkley à época, contratou Lattes para examinar os resultados (abscentes) quanto a detecção do pión com o novo acelerador sincro-cíclotron. Lattes então reformula o detector, de modo a adequar o mesmo com a sua experiência com detecção de raios cósmicos, e o mesmo passa a produzir grande quantidade de dados sobre novas colisões. (MARQUES, A. 2012)

E mais, tal tecnologia tinha a vantagem de que, com o mesmo princípio, era possível cíclotrons com energias superiores com o único limitante do custo da construção. Isso, dentre outros fatores, levou a uma nova era dentro da física de partículas (MARQUES, A. 2012).

Logo, pesquisas com raios cósmicos não eram mais tão necessárias, já que se poderia produzir reações muito mais energéticas e em muito mais quantidade dentro dos próprios laboratórios. Isso gerou, como veremos adiante, um aumento vertiginoso no número de partículas ditas “elementares”, causando grande rebuliço no meio científico.

5 ANTIPARTÍCULAS

O início da década de 20 foi movimentado para a física. Teorias pareciam surgir e esvanecer em toda parte e esta grande atividade levou à rápida consolidação da mecânica quântica, num curto período de tempo. Segundo GRIFFITHS (2008) entre 1923 e 1926, os principais resultados da MQ haviam sido derivados.

Porém, a um primeiro momento, tal teoria valia apenas no regime não relativístico (ou seja, para partículas com $v \ll c$, onde c é a velocidade na luz no vácuo). Propostas para uma generalização da teoria para a devida concordância com a relatividade especial¹⁶ se mostraram infrutíferas até que, em 1927, Paul Dirac publicou um trabalho que mudaria os rumos da física. Nascido em Bristol, Inglaterra, em 1902, Dirac tinha apenas 24 anos quando publicou o artigo “A teoria quântica do elétron”, onde derivou sua famosa equação, cujas implicações serão discutidas adiante.

Porém, antes mesmo desta majoritária contribuição à física, Dirac já havia realizado diversos trabalhos de grande importância dentro da emergente teoria quântica, o primeiro deles sendo reconhecidamente o artigo quanto a uma reformulação da quantização proposta por Heisenberg em 1925 (GOTTFRIED, 2010) e, ainda segundo GOTTFRIED (2010), sua importância dentro da física é superada somente pelas contribuições de Einstein. Diga-se de passagem, Dirac tinha uma personalidade bastante introspectiva, até mesmo para um físico teórico, e conta-se que quando foi nomeado para receber o Prêmio Nobel de física de 1933, pensou em recusá-lo, mas foi convencido por Rutherford, que o alertou que a recusa só atrairia ainda mais a atenção da mídia (GOTTFRIED, 2010, p. 2).

Dito isso, para entender as equações de Dirac de forma pelo menos superficial (se é que tal pode ser feito) introduzimos o já citado apêndice A (p. 26). Lá abordamos uma notação nova, bastante usada na generalização relativística de várias teorias. O motivo para tal introdução se deve que a mesma é encontrada em diversos livros e artigos que tratam do assunto de física de partículas e altas energias. Além disso, tal apêndice tem por objetivo um letramento científico, já que durante a pesquisa, foi necessário o domínio de tal terminologia para o entendimento de algumas teorias. Assim, tal material destina, principalmente, para alunos de graduação que frequentemente completam o curso sem o contato com este tipo de notação que acreditamos ser necessária.

¹⁶ Em 1917 A. Einstein generalizou sua teoria da relatividade, lançada primeiramente em 1905, para o caso de referenciais acelerados, as implicações teoria da relatividade geral (RG), entretanto, fogem ao escopo do trabalho.

Entrementes, para entendermos em parte a equação de Dirac e suas implicações, vamos relembrar aqui uma das formas de se chegar a uma das equações de Schroedinger¹⁷. Primeiramente, seja a relação de energia momento clássica de uma partícula escrita da seguinte forma,

$$\frac{\vec{p}^2}{2m} + V = E ,$$

onde E é a energia total, V o potencial à que está inserida e $\vec{p}$ o vetor momento linear da mesma.

Aplicando a descrição quântica da energia e do momento na forma de operadores, a saber

$$\vec{p} \rightarrow -i\hbar\vec{\nabla} \quad E \rightarrow i\hbar\frac{\partial}{\partial t} .$$

E deixando os mesmos agirem em uma função de onda Ψ , daí vem a equação de Schroedinger na forma,

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2\Psi + V\Psi = i\hbar\frac{\partial\Psi}{\partial t} .$$

Procedendo de maneira análoga, porém com a relação energia-momento relativista, a saber:

$$E^2 - \vec{p}^2 c^2 = m^2 c^4 .$$

Ou ainda, utilizando a notação indicial descrita no apêndice A, isso se transforma em,

$$\frac{E^2}{c^2} - \vec{p}^2 = m^2 c^2$$

$$p^\mu p_\mu - m^2 c^2 = 0 ,$$

que vale para qualquer partícula livre de potenciais. Assim, de acordo com GRIFFITHS (2008), a quantização não requer nenhuma modificação especial para o caso relativístico, onde temos

$$p^\mu = i\hbar\partial_\mu ,$$

onde ∂_μ é uma forma abreviada do operador derivada, ou seja:

¹⁷ Erwin Schroedinger (1887-1961), austríaco, foi um dos mais importantes físicos no desenvolvimento da teoria quântica e por isso ganhou o Nobel de Física de 1933. Ficou conhecido, dentre outros fatores, por suas equações e experimentos mentais como o “Gato de Schroedinger”.

$$\partial_\mu \equiv \frac{\partial}{\partial x^\mu}, \quad e \quad \partial^\mu \equiv \frac{\partial}{\partial x_\mu}.$$

Portanto:

$$\partial_0 = \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial x^0}, \quad \partial_1 = \frac{\partial}{\partial x^1}, \quad \partial_2 = \frac{\partial}{\partial x^2}, \quad \partial_3 = \frac{\partial}{\partial x^3}.$$

Utilizando a equação acima para a relação energia-momento relativística juntamente com a quantização e deixando tudo agir sobre uma função de onda, temos que:

$$-\hbar^2 \partial^\mu \partial_\mu \psi - m^2 c^2 \psi = 0$$

$$-\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} + \nabla^2 \psi = \left(\frac{mc}{\hbar} \right)^2 \psi.$$

A relação acima é chamada de equação de Klein-Gordon¹⁸, e é válida para toda partícula que possua spin igual a zero. Segundo GRIFFITHS (2008), Schroedinger derivou esta equação antes mesmo daquela que leva o seu nome, porém a descartou pois não coincidia com os resultados experimentais da época (por causa do spin).

Para dar conta de descrever partículas como elétrons e prótons, porém, uma generalização relativística da mecânica quântica precisava incluir a questão do spin. Dirac tinha plena ciência de tal fato, o que levou a escrever em seu artigo de 1928 o seguinte:

Parece que o hamiltoniano mais simples para um elétron de carga pontual, que satisfaz ambos os requisitos da relatividade e da teoria da transformação geral, levam a uma explicação de todos os fenômenos de duplicidade sem qualquer outra hipótese. Além disso, há uma grande porção de verdade no modelo de elétrons com spin, pelo menos numa primeira aproximação. (DIRAC, P.A.M., 1928, p. 1. Tradução nossa).

E de fato, como veremos a seguir, a questão do spin surge quase que naturalmente na generalização relativística da MQ proposta por Dirac.

¹⁸ Aproveitando o ensejo, a generalização do operador gradiente que inclui a dimensão temporal, é escrita algumas vezes na forma do operador de d’Lambert, a saber $\square = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \nabla^2$, o que nos dá a equação de Klein-Gordon numa forma mais “simples” $[\square + (mc/\hbar)^2] \psi = 0$

Mais uma vez, tomaremos como eixo de referência a sequência utilizada por GRIFFITHS (2008) para fins de praticidade, já que em sua formulação original de 1928, Dirac utiliza nomenclaturas e convenções diferentes.

Portanto, a estratégia de Dirac, segundo GRIFFITHS (2008), foi a de fatorar a relação de energia momento, de modo que, para uma partícula em repouso ($\vec{p} = 0$)

$$p^\mu p_\mu - m^2 c^2 = p^0 p^0 - m^2 c^2 = (p^0 + mc)(p^0 - mc) = 0 .$$

Porém, para uma partícula em movimento, a equação se torna bem mais complicada, já que

$$p^\mu p_\mu - m^2 c^2 = (\lambda^\sigma p_\sigma + mc)(\gamma^\kappa p_\kappa - mc) = 0 ,$$

onde λ^σ e γ^κ são 8 coeficientes a serem determinados, para visualizar isso, basta escrever a equação acima de forma “aberta”, veremos que

$$\begin{aligned} (p^0)^2 - (p^1)^2 - (p^2)^2 - (p^3)^2 - m^2 c^2 = & (\lambda^0 p^0 - \lambda^1 p^1 - \lambda^2 p^2 - \lambda^3 p^3 + mc) \\ & \cdot (\gamma^0 p^0 - \gamma^1 p^1 - \gamma^2 p^2 - \gamma^3 p^3 - mc) . \end{aligned}$$

Fazendo algumas manipulações algébricas nas equações acima, podemos considerar coeficientes tais que $\lambda^\kappa = \gamma^\kappa$, fazendo isto, a relação se torna

$$p^\mu p_\mu = \gamma^\kappa \gamma^\sigma p_\kappa p_\sigma ,$$

que, para fins de clareza, é o mesmo que escrever

$$\begin{aligned} (p^0)^2 - (p^1)^2 - (p^2)^2 - (p^3)^2 = & (\gamma^0)^2 (p^0)^2 + (\gamma^1)^2 (p^1)^2 + (\gamma^2)^2 (p^2)^2 + (\gamma^3)^2 (p^3)^2 \\ & + (\gamma^0 \gamma^1 + \gamma^1 \gamma^0) p_0 p_1 + (\gamma^0 \gamma^2 + \gamma^2 \gamma^0) p_0 p_2 + (\gamma^0 \gamma^3 + \gamma^3 \gamma^0) p_0 p_3 \\ & + (\gamma^1 \gamma^2 + \gamma^2 \gamma^1) p_1 p_2 + (\gamma^1 \gamma^3 + \gamma^3 \gamma^1) p_1 p_3 + (\gamma^2 \gamma^3 + \gamma^3 \gamma^2) p_2 p_3 . \end{aligned}$$

Aqui surge um problema fundamental, por mais que se possa resolver este impasse facilmente para os primeiros 4 termos do lado direito da equação, apenas fazendo com que $\gamma^0 = 1$ e $\gamma^1 = \gamma^2 = \gamma^3 = i$, não parece haver nenhuma maneira de se livrar dos termos cruzados. Dito isso, temos a brilhante inspiração de Dirac (GRIFFITHS, 2008), ao considerar γ^k não como

números, e sim como matrizes! Pelo fato de matrizes não comutarem sempre, era possível achar um conjunto onde

$$\left(\gamma^0\right)^2=1, \quad \left(\gamma^1\right)^2=\left(\gamma^2\right)^2=\left(\gamma^3\right)^2=-1 \quad e \quad \gamma^\mu \gamma^\nu + \gamma^\nu \gamma^\mu = 0, \quad \text{para } \mu \neq \nu .$$

Tal conjunto é possível de se encontrar, e o menor deles que obedece às regras propostas são matrizes quadradas de ordem 4. Seguindo mais uma vez a orientação de GRIFFITHS (2008), podemos escrever tais matrizes de acordo com a convenção de “Bjorken e Drell”, obtendo

$$\gamma^0 = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}, \quad \gamma^1 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

$$\gamma^2 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & -i \\ 0 & 0 & i & 0 \\ 0 & i & 0 & 0 \\ -i & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad \gamma^3 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \end{pmatrix}.$$

Ou ainda, de forma mais sucinta, utiliza-se nesse contexto

$$1 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad 0 = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \quad e$$

$$\sigma_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix},$$

onde σ_i , ($i=1,2,3$) são as chamadas matrizes de Pauli. Assim podemos reescrever as matrizes γ^μ como simplesmente

$$\gamma^0 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}, \quad \gamma^i = \begin{pmatrix} 0 & \sigma_i \\ -\sigma_i & 0 \end{pmatrix}.$$

Assim retornando a fatoração da relação energia momento inicial, obtemos o seguinte

$$p^\mu p_\mu - m^2 c^2 = (\gamma^\sigma p_\sigma + mc)(\gamma^\kappa p_\kappa - mc) = 0$$

Agora, isolando um destes termos, por convenção, o de sinal negativo, obtemos uma equação

$$\gamma^\mu p_\mu - mc = 0 ,$$

tal que, quando fazemos a substituição do momento pelo seu equivalente quântico ($p_\mu \rightarrow i\hbar\partial_\mu$) e deixamos este operador atuar sobre uma função de onda leva, finalmente, à equação de Dirac na forma:

$$i\hbar\gamma^\mu\partial_\mu\psi - mc\psi = 0 \quad ,$$

Onde a função de onda é na verdade uma matriz coluna de 4 elementos, a saber

$$\psi = \begin{pmatrix} \psi_0 \\ \psi_1 \\ \psi_2 \\ \psi_3 \end{pmatrix} .$$

A qual se dá o nome de bi-spinor, ou spinor de Dirac, e é importante lembrar que por mais que este objeto tenha quatro componentes o mesmo *não é* um quadri-vetor, já que não se comporta da mesma forma que um sobre transformações de Lorentz.

A solução mais simples para a equação de Dirac, ou seja, uma em que ψ não dependa da posição, pode ser deduzida a partir do fato que

$$\frac{\partial\psi}{\partial x} = \frac{\partial\psi}{\partial y} = \frac{\partial\psi}{\partial z} = 0 \quad .$$

Portanto, a equação de Dirac como vista acima, fica reduzida a

$$i\hbar\gamma^0\partial_0\psi = mc\psi \quad \text{ou} \quad \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \partial\psi_A/\partial t \\ \partial\psi_B/\partial t \end{pmatrix} = -i\frac{mc^2}{\hbar} \begin{pmatrix} \psi_A \\ \psi_B \end{pmatrix} ,$$

onde:

$$\psi_A = \begin{pmatrix} \psi_1 \\ \psi_2 \end{pmatrix} \quad e \quad \psi_B = \begin{pmatrix} \psi_3 \\ \psi_4 \end{pmatrix} ,$$

que são as respectivas “partes” do spinor de Dirac, são chamadas simplesmente de spinores.

Assim, atuando a matriz γ^0 , podemos separar os resultados em duas equações diferentes, da forma

$$\frac{\partial\psi_A}{\partial t} = -i\left(\frac{mc^2}{\hbar}\right)\psi_A, \quad -\frac{\partial\psi_B}{\partial t} = -i\left(\frac{mc^2}{\hbar}\right)\psi_B .$$

A solução desta equação é conhecida e, finalmente, escrevemos os spinors em função do tempo como

$$\psi_A(t) = e^{-i(mc^2/\hbar)t} \psi_A(0), \quad \psi_B(t) = e^{+i(mc^2/\hbar)t} \psi_B(0)$$

Onde $\psi(0)$ é uma função que depende das condições iniciais e, além disso, lembrando que $E = mc^2$ para uma partícula em repouso (como é o caso), percebe-se que estas soluções são os característicos resultados para um sistema quântico para hamiltonianas independentes do tempo e com energia total E , a saber $e^{-i(E/\hbar)t}$.

Assim, em ψ_A temos um resultado que nos dá novamente o caso não relativístico, que é derivado na equação de Schroedinger, porém, algo muito estranho acontece para ψ_B , tal solução prevê a existência de estados com energia negativa, $E = -mc^2$, e isso não faz muito sentido.

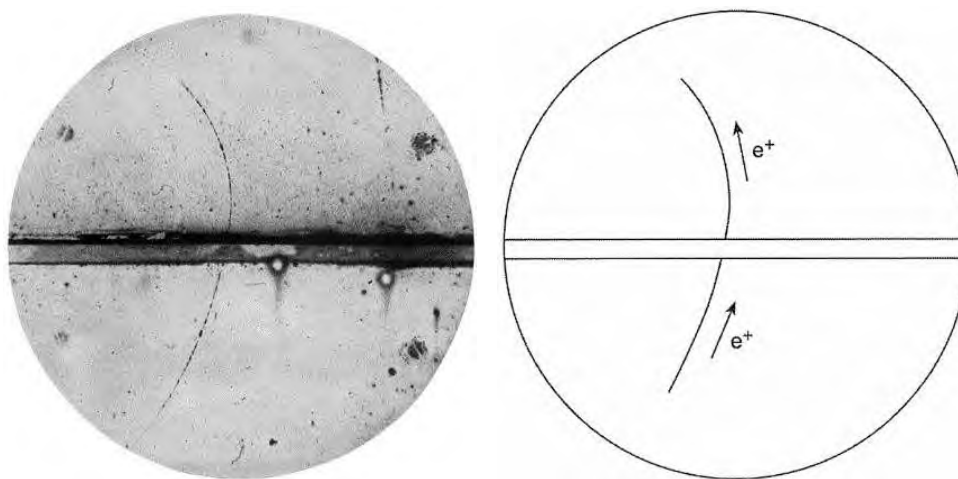
Pior ainda, seria o fato que, conforme citado por GRIFFITHS (2008), dada a tendência natural de um sistema evoluir sempre para o estado de mais baixa energia, qualquer elétron com energia positiva decairia para o estado de energia negativa, irradiando uma quantidade absurda de energia no processo, mas obviamente, não é isso que acontece. Poderia-se propor, portanto, que tais soluções não são fisicamente aceitáveis e simplesmente descartá-las, porém, dentro da mecânica quântica, existe um postulado que todas as soluções precisam formar um conjunto completo e apenas as soluções de ψ_A não formam este conjunto.

Para contornar este fato, Dirac propôs em 1929 (GOTTFRIED, 2010) uma interpretação para sua própria teoria. A explicação seria que existe um “mar” de elétrons que nos circunda e que, por conseguinte já ocupam os estados de energia negativa, e graças ao princípio de exclusão de Pauli, que diz que duas partículas não podem ocupar o mesmo estado, os elétrons de energia positiva ficariam “confinados” com esta energia, já que os estados de mais baixa energia já estariam ocupados (GRIFFITHS, 2008, p. 21). Como o mar seria perfeitamente uniforme, o mesmo não exerceria força sobre nada e seria impossível detectá-lo. Porém, caso algum elétron desse mar consiga energia suficiente para ir para um estado de energia positiva, a “falta” de um elétron nesse mar seria sentida na forma de um buraco, que atuaria basicamente como uma partícula de carga positiva e spin contrário àquele do elétron comum. Dirac ainda propôs que tais buracos pudessem ser prótons, porém, como se sabe, as massas de ambos diferem por um fator de quase 2000, o que não estava de acordo com as equações.

Já que nada parecido com este “buraco” havia aparecido até 1930, toda a teoria de Dirac parecia fadada ao fracasso. Porém, em 1933, Carl Anderson publicou um artigo intitulado “O

elétron positivo” (em tradução livre), onde mostrava a detecção experimental de uma partícula que parecia se encaixar exatamente na descrição de Dirac.

FIGURA 9 – Foto e esquema do experimento realizado por Anderson.



Fonte: GRIFFITHS (2008, p. 22)

Descrição da imagem: À esquerda, vemos a trajetória deixada pela partícula detectada por Anderson, que atravessa uma placa de chumbo, à direita vemos uma representação esquemática retirada de GRIFFITHS (2008, p. 22) que explicita a trajetória desta partícula em termos de ser realmente um elétron de carga positiva, o pósitron.

No experimento, uma câmara de nuvens – também conhecida como câmara de Wilson, detector que consiste num gás supersaturado, que é sensível a partículas subatômicas, que por sua vez, ionizam o gás e deixam um rastro característico da partícula para trás (CHARLEY, 2015) – foi exposta a raios cósmicos ao mesmo tempo que um campo magnético uniforme atravessava o detector. No caso da figura 9, a direção de tal campo é perpendicular a folha, de forma que qualquer partícula carregada que entrasse no detector de forma perpendicular ao campo realizaria uma trajetória circular. Conhecendo-se a magnitude do campo, o raio da trajetória e a energia da partícula incidente, é possível determinar sua massa, além de que aferições podem ser feitas quanto a sua carga¹⁹.

Porém ainda restava uma dúvida quanto à direção da trajetória, ou seja, de acordo com a figura 9, tal partícula poderia estar viajando de cima para baixo ou de baixo para cima. Para eliminar essa hipótese, é inserida uma placa de chumbo (provavelmente escolhida graças à estabilidade deste elemento) para “frear” as partículas que atravessem a placa naquela direção. O resultado seria claro: caso a partícula se deslocasse de cima para baixo, o arco de raio maior estaria na parte de cima (onde esta estaria mais energética e, portanto, com uma velocidade

¹⁹ Apenas para relembrar, o raio de trajetória de uma partícula carregada que atravessa um campo magnético uniforme perpendicularmente é, classicamente, $R = mv/qB$, onde m , v , q são sua massa, velocidade, carga respectivamente e B é a magnitude do campo magnético ao qual esta está inserida.

maior) e perderia energia ao atravessar a placa de chumbo. O contrário aconteceria caso o arco na parte de baixo da placa fosse maior. Conhecendo-se, portanto, a direção do campo magnético, infere-se rapidamente a carga da partícula, e como podemos ver, na figura 9 o arco maior está na parte debaixo, indicando que partícula só poderia ser uma de carga positiva, e pelo tamanho do arco, com a mesma massa do elétron. Algumas outras hipóteses ainda foram eliminadas por diferentes argumentações, mas não restava dúvidas de que se tratava de um “elétron positivo”. Tal partícula foi batizada, ainda no mesmo artigo, de *pósitron*²⁰. Por sua detecção, Anderson levou o Prêmio Nobel, juntamente com outro cientista, em 1936.

Porém a interpretação de Dirac não foi muito bem aceita pelos cientistas da época (GRIFFITHS 2008, p. 21), afinal um mar de elétrons invisível e seus respectivos buracos deixava muita margem para contestação. Foi somente na década de 40 que a interpretação foi reformulada por Feynman e Ernst Stueckelberg (1905 -1984), que propuseram que a equação de Dirac para o elétron vista acima apenas descrevia uma outra partícula, de carga e spin oposto, e energia positiva, porém com uma *dependência anômala do tempo* (GRIFFITHS, 2008, p. 230). De fato, observando os diagramas de Feynman como vistos no capítulo 3, podemos perceber que uma antipartícula pode ser representada com uma seta que se propaga na direção contrária do tempo. Tal convenção, solucionava o problema (em partes) e livrava os cientistas de ter que lidar com o tal “mar de elétrons”. Ou seja, o pósitron era simplesmente uma nova partícula, porém com propriedades contrárias àquelas do elétron.

Portanto, voltando às equações discutidas anteriormente, podemos escrever quatro soluções independentes da posição, a saber,

$$\begin{aligned} \psi^{(1)} &= e^{-(mc^2/\hbar)t} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}, & \psi^{(2)} &= e^{-(mc^2/\hbar)t} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \\ \psi^{(3)} &= e^{+(mc^2/\hbar)t} \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix}, & \psi^{(4)} &= e^{+(mc^2/\hbar)t} \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix}, \end{aligned}$$

onde as mesmas não estão normalizadas e descrevem, respectivamente, um elétron com spin pra cima, um elétron com spin para baixo, um pósitron com spin para baixo e pósitron com spin

²⁰ Anderson ainda faz uma sugestão de chamar o elétron de *negatron* por questões de simetria com o nome proposto (ANDERSON, 1933, p. 493). mas aparentemente, o novo nome “não pegou”.

pra cima; A razão da troca de orientação na ordem dos spins (cima, baixo, baixo, cima) pode ser entendida, segundo GRIFFITHS (2008), lembrando-se da interpretação original de Dirac que dizia que o pósitron era na verdade a *ausência* de um elétron de energia negativa e spin para *cima* no “mar” eletrônico, que se comportava como uma partícula com spin para baixo e energia positiva, ou seja, a interpretação proposta por Dirac manteria a ordem de orientação original, i.e., cima, baixo, cima, baixo.

Portanto, a equação de Dirac (e suas respectivas soluções) valem para qualquer partícula de spin $\frac{1}{2}$, assim, parece haver uma simetria fundamental na natureza. Prótons e nêutrons (e outras partículas como veremos adiante), que podem ser descritos por esta mesma equação, também admitem a existência de suas respectivas antipartículas. E não só essas, *toda* partícula admite uma respectiva antipartícula com carga e spin opostos. Partículas sem carga, como o fóton (γ), é sua própria antipartícula. Outras, como o nêutron, que apesar de não possuir carga líquida possui uma estrutura interna de cargas, admite outras propriedades (números quânticos) que possuem sinais contrários em suas respectivas partícula e antipartícula. Além disso, quando uma partícula encontra sua antipartícula elas se aniquilam automaticamente gerando novas partículas no processo.

A notação comumente utilizada para descrever um antipróton ou antinêutron é simplesmente escrever uma barra em cima do símbolo de cada uma delas, ou seja, $\bar{p}$ e $\bar{n}$ ²¹ representam o antinêutron e o antipróton respectivamente (GRIFFITHS, 2008).

Existe ainda uma propriedade dentro do estudo da física de partículas que se chama simetria cruzada (tradução livre de ‘*crossing symmetry*’) e, conforme descrito por GRIFFITHS (2008) descreve que se um processo ocorre tal qual

$$A + B \rightarrow C + D ,$$

onde A, B, C e D são partículas subatômicas, os processos

$$A + B + \bar{C} \rightarrow D$$

$$B + \bar{C} \rightarrow D + \bar{A}$$

$$A \rightarrow \bar{B} + C + D$$

$$\bar{C} + \bar{D} \rightarrow \bar{A} + \bar{B} .$$

Também são passíveis de ocorrer²². A única restrição nestes casos é a conservação de energia do processo (e também conservação de outras propriedades que serão descritas nas seções

²¹ Ambas foram detectadas em Berkeley, no experimento Bevatron, em 1955 e 56 respectivamente.

²² Nesta mesma linha, o processo reverso $C + D \rightarrow A + B$ também é possível de ocorrer, este, porém se deve mais ao fato do princípio do balanço detalhado (“principle of detailed balance”, em inglês) do que ao de simetria cruzada. (GRIFFITHS, 2008)

subsequentes). Esta relação tem um profundo impacto dentro do nosso entendimento do universo, já que mostra que o efeito Compton, a saber

$$e^{-} + \gamma \rightarrow e^{-} + \gamma$$

É, em suma, o mesmo efeito que a aniquilação entre pares de partícula-antipartícula:

$$e^{-} + e^{+} \rightarrow \gamma + \gamma$$

Onde e^{+} é o pósitron discutido acima²³ (GRIFFITHS, 2008, p. 23).

Ainda, segundo BEDIAGA (2010), um outro resultado importante é que em experimentos realizados com aceleradores de partículas, partículas e antipartículas são sempre criadas em proporções iguais, e tal simetria é verificada todos os dias, até o presente momento, em milhões de colisões realizadas nos laboratórios do mundo todo. A questão que fica é: se tal simetria existe, de acordo com o nosso modelo atual de evolução do universo, matéria e antimatéria deveriam ter sido criadas em proporções iguais momentos após o *big bang*, se aniquilando mutuamente. Porém, existe evidência bem convincente (GRIFFITHS, 2008, p. 23) de que todo o universo é formado de matéria comum, e que toda a antimatéria, por alguma assimetria da natureza ainda desconhecida, foi aniquilada durante os primeiros momentos do universo. Quanto a isso, tudo o que existem são pistas que podem levar a um conhecimento ainda mais profundo sobre a natureza da matéria e é fruto de intensas pesquisas em círculos acadêmicos do mundo todo.

²³ Não é de praxe se utilizar a notação $\bar{e}$ para o caso do antielétron, dando-se preferência a e^{+} para designar o pósitron.

6 NEUTRINOS

Na física, os cientistas detêm muita confiança nas chamadas leis de conservação. Tais leis atestam que, independente do processo físico envolvido, uma certa quantidade sempre irá se manter igual antes e depois, tais leis se apresentam na forma da conservação de energia, conservação de momento linear e angular, conservação de carga, dentre outros. Talvez a principal delas seja a conservação de energia (BERNSTEIN, 1969, p. 24), já que tem um aspecto tão enraizado dentro da física que, caso se observe um processo experimentalmente onde esta não seja conservada, imediatamente é assumido que existe algo que não levamos em consideração.

Em 1931, havia um processo que não era muito bem explicado pela ciência da época. O decaimento beta, processo em que elétrons de alta energia são ejetados de dentro do núcleo atômico, não parecia fazer muito sentido quando olhado mais de perto, pois parecia desobedecer às leis de conservação de energia. Alguns raios beta (elétrons) que eram emitidos de núcleos radioativos carregavam menos energia do que deveriam (BERNSTEIN, 1969 p. 26).

O número de prótons também não era conservado; notemos que na época o nêutron ainda não havia sido detectado. Quando ocorria tal decaimento, e núcleos se transformavam em outros de isótopos de elementos mais leves, (mas note-se que a massa atômica permanecia a mesma), portanto aconteciam reações do tipo,



Hoje sabemos que as mesmas se deviam ao fato de nêutrons se transformarem em prótons pela emissão de um elétron (GRIFFITHS, 2008, p. 24).

O problema fundamental no decaimento beta pode ser entendido seguindo-se a linha de raciocínio enfatizada por BERNSTEIN (1969). Quando uma partícula decai em outras duas partículas (decaimento em dois corpos), ou seja

$$A \rightarrow B + C ,$$

onde A, B e C são partículas ou núcleos atômicos (BERNSTEIN, 1969, p. 26), as massas de repouso das partículas B e C precisam ser *menores* que a massa de repouso de A, já que B e C sempre são “ejetadas” a partir de A com uma velocidade diferente de zero. Para velocidades baixas, é natural desprezar correções relativistas, e a relação para a energia de qualquer uma destas partículas fica sendo

$$E = mc^2 + \frac{p^2}{2m} .$$

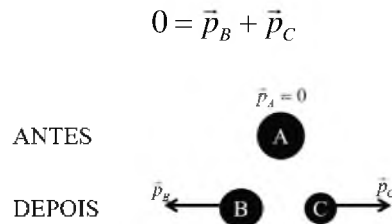
Assim, por conservação de energia, naturalmente existe uma relação tal que

$$E_A = E_B + E_C .$$

Além da conservação de energia, existe a conservação de momento, que diz que o momento total antes e após a ocorrência do evento precisa ser conservado, num decaimento em dois corpos temos que o mesmo se assemelha o seguinte:

$$\vec{p}_A = \vec{p}_B + \vec{p}_C .$$

Se assumirmos que A está em repouso sobre um dado referencial, então este decaimento em duas partículas seria “visto” da seguinte maneira (OSTERMANN, 1999)



Ou seja, as magnitudes de $\vec{p}_B$ e $\vec{p}_C$ precisam ser iguais e apontar em direções opostas.

Sabendo disso podemos reescrever a equação de conservação de energia na forma

$$m_A c^2 = \left(m_B c^2 + \frac{p_B^2}{2m_B} \right) + \left(m_C c^2 + \frac{p_C^2}{2m_C} \right) .$$

Isolando $p = |\vec{p}_B| = |\vec{p}_C|$ nesta equação, obtemos que

$$p = \sqrt{\frac{2m_B m_C (m_A - m_B - m_C) c^2}{m_B + m_C}} .$$

Observe que nesta equação, conhecidas as massas das partículas A, B e C respectivamente, o momento obtido por B e C após o decaimento será um *valor fixo*, ou seja, desde que A esteja em repouso, os valores medidos experimentalmente do momento para aquele tipo de decaimento não deve sofrer alterações. Porém, no caso do decaimento β , as partículas oriundas da reação não tinham valores de energia fixos.

Quando aplicam-se campos elétricos e magnéticos de magnitudes conhecidas em átomos emissores de radiação β , pode-se determinar a energia do elétron emitido pela trajetória que este segue nesses campos (BERNSTEIN, 1969).

Em 1931, Wolfgang Pauli²⁴ (1900-1958), em face deste problema, percebeu que no decaimento β o elétron emitido não possuía um valor de energia-momento fixo, mas sim todo um espectro de valores. A solução disso foi “inventar” uma nova partícula, e sobre isso, BERNSTEIN (1969) afirma:

Pela época da invenção de Pauli, havia ficado claro, a partir de experimentos desse tipo, que a energia do elétron não era fixada no decaimento beta. Um detector, que mede as energias de elétrons, colocado ao lado de um pedaço de material beta-ativo de um determinado tipo, revelará que os elétrons não possuem uma única energia, mas sim uma gama, ou espectro, de energias que variam de zero energia cinética à um certo máximo que depende do material em questão. Num dado decaimento beta observado, os elétrons têm uma variedade de energias. Num decaimento em dois corpos eles teriam somente uma única energia. (BERNSTEIN, 1969, p. 28. Tradução nossa).

Ou seja, no decaimento β haviam duas possibilidades, ou a conservação de energia não valia para esse processo (como defendido erroneamente por Bohr) ou existia uma nova partícula que era quase imperceptível e não interagia com a matéria. Pauli chamou a nova partícula de nêutron, já que a mesma não deixava rastros de ionização nos detectores. Porém, como vimos, Chadwick se valeu do nome antes que o mesmo se popularizasse e Enrico Fermi²⁵ (1901-1954), numa sofisticação do trabalho de Pauli quanto a esta nova partícula, batizou o mesmo de “o pequeno neutro” ou, *neutrino* em italiano. Tal sofisticação envolvia conceitos avançados da mecânica quântica e, portanto, não serão tratados aqui (BERNSTEIN, 1969).

O neutrino (ν), portanto, tinha um papel fundamental no decaimento β , e o mesmo, em termos de prótons e nêutrons, poderia ser entendido como

$$n \rightarrow p + e^{-} + \nu ,$$

onde a energia restante que não estava presente no elétron emitido só poderia estar com o neutrino. Pela energia que sobra com o elétron, conclui-se que esta pequena partícula havia muito pouca ou zero de massa, de fato, segundo BERNSTEIN (1969), as teorias mais simples e elegantes que descreviam o neutrino na época assumiam uma partícula com massa igual a zero. No paradigma atual, ainda há incerteza quanto a massa do neutrino, porém a maioria dos experimentos concordam que a mesma é $m_{\nu} \leq 0,200 \text{ eV}/c^2$.

²⁴ O mesmo que foi citado algumas vezes no decorrer do trabalho quanto ao seu princípio da exclusão, pelo qual foi Prêmio Nobel de física de 1945.

²⁵ Fermi foi Prêmio Nobel de física de 1938 pela descoberta de novos elementos radioativos e descoberta de reações nucleares afetadas por neutrons de baixa velocidade (BERNSTEIN, 1969, p. 29) e é em sua homenagem o nome dado aos “férmions” devido a sua descrição estatística para este tipo de partículas.

Porém, como vimos, toda partícula possui sua respectiva antipartícula, mas como diferenciar o neutrino do antineutrino? Como o neutrino não possuía carga, em tese, não haveria nada que o diferenciasse de sua respectiva antipartícula. Porém o mesmo havia spin calculado como $\frac{1}{2}$, e portanto obedecia as ideias propostas por Dirac quanto a existência de sua antipartícula. Por muito tempo se pensou que não haveria diferença fundamental entre um e outro, porém, a medida que os experimentos foram evoluindo, percebeu-se que algumas reações não ocorriam. Por exemplo, havia muita evidência (GRIFFITHS, 2008) no final da década de 40 para que o decaimento do méson π fosse entendido como a produção de duas partículas, uma delas o neutrino,

$$\pi \rightarrow \mu + \nu .$$

Além disso, também foi verificado pelo grupo de Powell em imagens tiradas pouco depois da detecção do píon, que no decaimento do múon havia provas para se acreditar que existiam dois neutrinos sendo gerados. A razão para se acreditar que houvesse dois e não um, segue muito parecida com a ideia inicial do neutrino, ou seja, percebia-se que tal decaimento não era um decaimento em dois corpos ($\mu \rightarrow e^- + \nu$), pois a energia (dentre outros fatores) do elétron produzido após o decaimento, varia de um modo que requer três partículas, ou seja

$$\mu \rightarrow e^- + \nu + \bar{\nu}$$

era o mais correto.

Assim, no início da década de 50 existia muita evidência indireta para a existência do neutrino (GRIFFITHS, 2008), porém o mesmo nunca havia sido detectado diretamente. A razão disso, se dava ao fato que o neutrino interage pouquíssimo com a matéria, i.e., um único neutrino pode atravessar cerca de 1000 anos-luz de chumbo sólido e ainda assim não interagir com nada (GRIFFITHS, 2008, p. 27). Um experimento inequívoco quanto a sua existência só foi obtido com o reator de Savana River, nos EUA. O mesmo era capaz de produzir um fluxo de $5 \cdot 10^{13}$ partículas por centímetro cúbico por segundo (BERNSTEIN, 1969), mas segundo GRIFFITHS (2008), mesmo com essa taxa, Clyde Cowan e Frederick Reines, os condutores do experimento no laboratório de Los Álamos no Novo México, só poderiam esperar cerca de algumas poucas interações a cada hora. Eles procuravam basicamente por uma reação parecida a do decaimento β , a saber

$$\nu + p \rightarrow n + e^+ .$$

Porém, nesta situação, um neutrino interage com um próton produzindo um nêutron e um pósitron dentro de um enorme tanque de água localizado próximo ao reator. Após a produção

do pósitron, detectores localizados simetricamente ao tanque realizavam a detecção de dois fótons,

$$e^{-} + e^{+} \rightarrow \gamma + \gamma$$

que eram gerados com velocidades em sentidos opostos, pela conservação do momento. Em 1953 eles finalmente conseguiram dados que afirmavam inequivocamente a existência dos neutrinos. Porém ainda existia a questão da diferenciação dos neutrinos com suas respectivas antipartículas, seriam elas as mesmas?

Para dar alguma luz sobre esse problema, Emil Konopinski e H. M. Mahmoud (GRIFFITHS, 2008), propuseram uma nova lei de conservação com base em resultados empíricos. A conservação do número leptônico (*lepton number*) (OSTERMANN, 1999) estava atrelada à que em toda reação um número que foi associado aos léptons deveria se conservar, assim como a carga sempre se conserva.

À época haviam três léptons conhecidos, o elétron, o múon e o neutrino, a esses foi dado o número $L = 1$, para suas respectivas antipartículas, i.e., o pósitron, o antimúon e o antineutrino, foi designado o número $L = -1$, para as demais partículas (que não eram léptons) foi assumido $L = 0$. Sabendo disso, para que haja a conservação do número leptônico, a relação do decaimento β precisa ser reescrita na forma

$$n \rightarrow p + e^{-} + \bar{\nu}$$

Ou seja, pela conservação do número leptônico

$$0 \rightarrow 0 + 1 - 1,$$

o que está correto. As outras reações vistas acima, também podem ser reescritas com base na mesma lei de conservação na forma

$$\begin{aligned} \pi &\rightarrow \mu + \bar{\nu} \\ \mu &\rightarrow e^{-} + \nu + \bar{\nu} \\ \bar{\nu} + p &\rightarrow n + e^{+} \end{aligned}$$

Numa acepção mais moderna da teoria, uma das diferenças fundamentais entre neutrinos e antineutrinos pode ser entendida quanto a sua helicidade, que em termos simples, dita se o spin do neutrino está direcionado na mesma direção do seu momento, ou na direção contrária a este. No primeiro caso, partículas com esta propriedade são chamadas de “destras” (*right-handed*) e no segundo caso de “canhotas” (*left-handed*). Em meados dos anos 50, descobriu-se que todos os neutrinos são “canhotos” e todos os antineutrinos são “destros” (GRIFFITHS, 2008, p. 138) e tal acepção está intimamente ligada à uma quebra de simetria, ligada a outra lei de conservação, esta, chamada de conservação de paridade

(BERNSTEIN, 1969) está intimamente ligada a ideias abstratas, mas pode ser entendida superficialmente como “espelhamento” ou simetria de reflexão (*mirror symmetry*), como veremos adiante.

Em meados da década de 50 ainda havia um problema fundamental quanto as interações entre neutrinos com a matéria. Resumidamente, este pode ser entendido quanto ao fato que uma das reações prováveis de ocorrer, seria

$$\mu^- \rightarrow e^- + \gamma ,$$

e por mais que se tentasse obter tal reação, a mesma não parecia ocorrer em lugar nenhum, de forma alguma. Segundo BERNSTEIN (1969), se uma reação não é proibida de ocorrer por alguma lei de conservação, então esta *deve* ocorrer na mesma taxa de qualquer outra reação parecida. Uma reação parecida que ocorria muito frequentemente é (BERNSTEIN, 1969, p. 60)

$$\mu^\pm \rightarrow e^\pm + \bar{\nu} + \nu .$$

Desta forma, analisando os dois processos, parece haver alguma lei de conservação da qual não estamos cientes. Entre a década de 50 e 60, a solução para isso foi propor uma nova lei de conservação, conhecida como conservação do número do múon, ou “*muoness*” sem tradução para o português. O sistema funcionava de forma parecida com a conservação do número leptônico, e pode ser entendido como uma extensão desse. Na reação acima, por exemplo,

$$\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu} + \nu .$$

Designa-se um número leptônico do múon como 1 para μ^- e 0 para e^- , e um número leptônico do elétron como 0 para μ^- e 1 para e^- . Mas mesmo assim ainda parece haver um problema com tal reação. A solução disso, e segundo BERNSTEIN (1969) parece uma piada do ponto de vista tão simplificado, foi propor então que existiam *dois* tipos de neutrinos diferentes, relacionado a cada tipo de lépton, temos portanto agora o neutrino do múon ν_μ e o neutrino do elétron ν_e , e a cada um deles foi associado um número leptônico específico, assim, a reação acima pode ser reescrita ainda mais uma vez em sua forma mais correta

$$\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu ,$$

onde há a conservação de número leptônico tanto do múon quanto do elétron, já que, do ponto de vista dos números leptônicos do múon, a reação é escrita da forma

$$1 = 0 + 0 + 1 ,$$

e, analogamente, do ponto de vista do número leptônico do elétron,

$$0 = 1 - 1 - 0 ,$$

e portanto, há conservação das duas quantidades. Voltando mais uma vez na relação do decaimento β , levando-se em consideração a conservação do número leptônico do elétron, a reação é reescrita mais uma vez como

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$$

e dentre outros exemplos, podemos citar

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$$

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$$

$$n + \nu_\mu \rightarrow \mu^- + p$$

$$n + \nu_e \rightarrow e^- + p.$$

A tabela 1 mostra a relação destes números da forma que foram apresentados até agora:

Tabela 1 - Propriedades dos Léptons					
Lépton	Símbolo	Carga	Massa <i>MeV/c²</i>	Nº do elétron	Nº do múon
Elétron	e^-	-1	511	1	0
Múon	μ^-	-1	107	0	1
Neutrino do Elétron	ν_e	0	≈ 0	1	0
Neutrino do Móon	ν_μ	0	≈ 0	0	1
Pósitron (antielétron)	e^+	+1	511	-1	0
Antimúon	μ^+	+1	107	0	-1
Antineutrino do elétron	$\bar{\nu}_e$	0	≈ 0	-1	0
Antineutrino do múon	$\bar{\nu}_\mu$	0	≈ 0	0	-1

Fonte: Adaptado de OSTERMANN (1999, p. 425)

Voltando à questão das simetrias, algumas delas desempenham um papel importantíssimo dentro da física de partículas, e trataremos de algumas delas de forma breve a seguir.

A conservação de paridade vista acima, por exemplo, costuma ser colocada dentro de um “pacote” de simetrias e leis de conservação maior, usualmente dado o nome de simetria CPT, Conjugação de carga, Paridade e Tempo reverso.

A primeira, em termos simples, está relacionada com a conservação da carga e que, por exemplo, caso trocássemos os sinais das cargas, juntamente com de todos os números quânticos (existem outros além do número leptônico, como veremos adiante), de todos os átomos e partículas do universo, não haveria nenhuma mudança significativa com relação à intensidade das interações, campos e etc., a não ser a orientação dos mesmos dado o sinal das cargas.

Em termos da mecânica quântica por exemplo, um operador de conjugação de carga atuaria de forma a transformar uma partícula em sua respectiva antipartícula, e vice-versa (GRIFFITHS, 2008, p. 142)

$$C|p\rangle = |\bar{p}\rangle .$$

A paridade está relacionada com a reflexão das coordenadas de um dado referencial²⁶, por isso muita das vezes entendida como simetria de reflexão, ou seja, num sistema invariante sobre paridade, para o caso espacial por exemplo, não importa eu descrever as mesmas com coordenadas (x, y, z) ou (-x, -y, -z), ambas descrições não alterarão o resultado de uma medida que seja calculada. Alguns livros inclusive utilizam diferentes sistemas espaciais indiscriminadamente, já que na física clássica tal diferença nunca é notada. (BERNSTEIN, 1969).

Em razão disso, em processos envolvendo neutrinos, a diferença fundamental entre eles e suas antipartícula quanto a sua helicidade, foi entendida como uma violação da simetria de paridade, que até antes de 1956 pensou-se não ser possível (BERNSTEIN, 1969). Tal quebra de simetria causou um grande alvoroço dentro do meio científico e levou os cientistas a procurarem por outras violações dentro das leis conhecidas até então, e algumas de fato foram encontradas (GRIFFITHS, 2008).

A última delas, a simetria de reversão no tempo, é mais fácil de ser entendida pensando-se num filme colocado para rodar ao contrário. Por exemplo, não seria possível descrever uma diferença fundamental, numa colisão inelástica de uma bola de bilhar com outra, apenas por mudar a sequência de imagens do filme. De trás para frente ou vice-versa, para um observador qualquer assistindo a filmagem, a descrição do evento seria uma só. Claro que se imaginarmos a abertura de um jogo de sinuca onde a bola branca colide com todas as bolas espalhando as mesmas, e imaginarmos o processo reverso, claramente alguém poderia dizer que o filme está ao contrário.

²⁶ Na matemática temos contato com uma parte desta teoria quando estudamos a “paridade” de funções quando estas são pares ($f(-x) = f(x)$) ou ímpares ($f(-x) = -f(x)$)

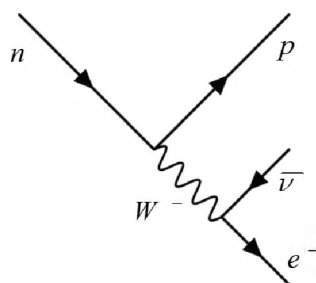
Mas por mais que seja difícil montar um conjunto respeitando-se todas as condições iniciais para que as bolas se reúnam em um triângulo e “ejetem” a bola branca para o outro lado da mesa, o que pode nos dar uma indicação da direção da “seta do tempo” (GRIFFITHS, 2008), não há nenhuma lei física que impossibilite isso de ocorrer. E em processos envolvendo partículas subatômicas, a reversão de um processo no tempo muitas vezes é caracterizada pela ocorrência de um processo inverso, como, no início desta seção,

$$A + B \rightarrow C + D$$

$$C + D \rightarrow A + B$$

Conhecido como o princípio do balanço detalhado, que está intimamente ligado com a simetria de reversão temporal (GRIFFITHS, 2008).

Existe uma razão para a quebra de simetria da paridade ocorrer com neutrinos, e está ligada ao fato que estes interagem através de um único processo, chamado de interação fraca. Já dissemos anteriormente que existem quatro forças fundamentais no universo, mediadas por 4 respectivas partículas. Os neutrinos, por não possuírem carga, possuírem massa quase desprezível e não interagem via força forte, só o fazem via interação fraca. Tal força, numa acepção mais moderna, é entendida como a troca de bósons W e Z entre partículas subatômicas. Num diagrama de Feynman por exemplo, o decaimento β pode ser descrito como



Onde a emissão do antineutrino e do elétron pelo próton pode ser entendida pela mediação do bóson W^- . Perceba também, que neste diagrama, a “seta” que indica o antineutrino está no sentido contrário, conforme a convenção já citada de que antipartícula são representadas propagando-se na direção contrária do tempo.

Dentre as quatro interações, a interação fraca é a única que se conhece que admite quebra de simetria parietal, isso foi motivo para que os cientistas procurassem outras quebras através da mesma interação. E, de acordo com GRIFFITHS (2008), não foram observadas ainda nenhuma quebra de simetria temporal (T) com relação a nenhuma outra força, mas existe dúvida e muita especulação que, caso houver, a violação na simetria temporal aparecerá via interação fraca (GRIFFITHS, 2008, p. 150).

Ainda segundo o mesmo autor, tais processos, porém, são de difícil detecção experimental devido a diversos fatores como as magnitudes das forças envolvidas, e são montados de forma a se observar um dado valor que seja zero caso *não* haja quebra de simetria temporal (GRIFFITHS, 2008, p. 150).

O teorema que envolve a simetria CPT é uma das grandes realizações da teoria quântica de campos, baseando-se em conceitos como a invariância de Lorentz, mecânica quântica e de que interações entre partículas são mediadas por campos quantizados. Este teorema prediz que qualquer operação conjunta de simetria quanto a conjugação de carga, paridade e reversão no tempo, em qualquer ordem, precisa ser conservado, e se há violação entre alguma das duas simetrias, precisa haver algo que compense esta violação na terceira. (GRIFFITHS, 2008, p. 150). Em algumas conceituações profundas quanto a este teorema estão firmes bases que se apoiam diversas teorias relacionadas à física de partículas e de altas energias.

7 QUARKS: UMA BUSCA PELA ORDEM NO CAOS

7.1 A desordem no “zoológico” e o caminho óctuplo

Nos anos iniciais após a segunda guerra mundial muita coisa havia mudado dentro da ciência, especialmente quanto à física nuclear. Cientistas que antes se devotavam aos exércitos de seus respectivos países agora começavam relações tímidas entre uns e outros numa colaboração que ia crescendo gradualmente. Além disso, o prestígio e a confiança que era colocada na “casta” de cientistas (PAIS, 1988) possibilitou a esses a construção e equipamentação de importantes laboratórios, principalmente nos EUA.

Um destes, já citado anteriormente neste trabalho, foi o laboratório de Berkeley que, com partes de equipamentos utilizados no projeto Manhattan e sobre a influência de Ernest Lawrence, conduziu a criação de um dos primeiros aceleradores de partículas de grande porte. O ciclo-síncrotron, consistia basicamente de acelerar partículas através de um potencial elétrico variante, que oscilava sua direção de acordo com a frequência angular da partícula carregada que atravessava grandes campos magnéticos perpendiculares a trajetória do acelerador. Os modelos iniciais não davam conta de superar as implicações relativísticas, e tinham um limite de cerca de 50 MeV. Modelos mais sofisticados, que alteravam a frequência com base na massa ganha pela partícula graças a correções relativísticas $m = m_0 / \sqrt{1 - v^2/c^2}$, podiam chegar a 700 MeV, o que era bastante significativo.

Na Europa no início da década de 50, complexas e tensas negociações (PAIS, 1988, p. 473) levaram a um acordo entre 11 países para a criação de uma força conjunta em pesquisas nucleares. O continente europeu procurava por uma unidade e assim, em 1953, surge o CERN – Centro Europeu para Pesquisas Nucleares. Seu primeiro grande acelerador começou a operar em 1957 e atingia energias de até 600 MeV. Atualmente o CERN é referência absoluta na pesquisa em física de partículas, com o poderoso LHC (*Large Hadron Collider*, grande colisor de hádrons, em tradução livre) com energias que chegam a magnitudes de TeV.

Porém, todo esse incentivo à pesquisa nuclear com o pós-guerra culminou numa certa desordem. A razão disso? Até o final da década de 40, o que liderava eram as pesquisas com raios cósmicos, porém, como já dito, com o advento dos grandes aceleradores, podia-se sintetizar as mesmas condições geradas por estes raios e ir além. Mas cientistas dessa época já enfrentavam um certo desconforto com relação ao papel do múon por exemplo. O mesmo não interagía fortemente, e além disso não parecia se encaixar no esquema geral das coisas. Conta-

se que o físico americano Isidor Rabi chegou a dizer “Quem pediu *isso?* ” quando o múon foi descoberto em 1936. Mas além disso, ao final da década de 40 parecia tudo em ordem com a física de partículas, até que foi detectado em dezembro de 1947 (GRIFFITHS, 2008) um decaimento inusitado. Uma nova partícula parecia decair em dois píons carregados,

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

Está partícula, K^0 , que em sua acepção mais moderna recebeu o nome de káon, apesar de já ter tido outras designações, parecia se diferenciar de qualquer outra interação já vista. Poucos anos depois, um outro grupo de pesquisadores publicou uma imagem (figura 10) de uma emulsão fotográfica de raios cósmicos que mostrava um decaimento semelhante, que mais tarde foi atribuído a uma versão carregada desta mesma partícula:

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

Não tardou muito, em 1950 o grupo de Carl Anderson encontrou mais um decaimento incomum, atribuíram tal a uma nova partícula, Λ , que parecia ser bem mais pesada que as já conhecidas até então, e decaía na forma

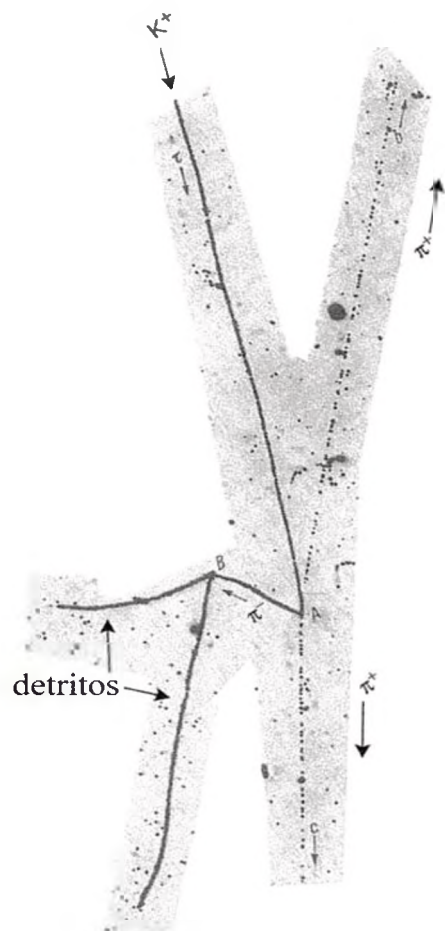
$$\Lambda \rightarrow p^+ + \pi^- .$$

Consideraram que a mesma deveria pertencer à família do próton, sendo um bárion assim como este (algo como “pesado” em grego, em contrário aos léptons). Tal designação se devia a uma regra proposta ainda na década anterior, quanto a conservação do número bariônico. Com tal lei de conservação, tinha-se, portanto, que o decaimento

$$p^+ \rightarrow e^+ + \gamma$$

não poderia acontecer, pois não há conservação no número de bárions. Diga-se de passagem, antes de 1938 quando a regra foi proposta, os únicos bárions conhecidos eram o próton e o nêutron. Portanto, foi designado um número bariônico $A = 1$ para prótons e nêutrons e $A = -1$ para suas respectivas antipartículas, como é de praxe destas regras pelo que já vimos até aqui. E de fato, a reação acima também é fruto da grande estabilidade do próton, calculada em 10^{29}

FIGURA 10 - Decaimento do K^+



Fonte: Adaptado de NATURE, 163, 82, (1949) apud GRIFFITHS, 2008, p. 32)

anos, o que é bastante, se considerarmos que a idade estipulada do universo é da ordem de 10^{10} (GRIFFITHS, 2008, p. 33).

Para exemplificar essa regra, pensemos numa colisão próton-próton, onde uma das possibilidades (que detectou a existência do antipróton em 1953) é

$$p + p \rightarrow p + p + p + \bar{p}$$

$$1 + 1 = 1 + 1 + 1 - 1 .$$

E assim, portanto, há a conservação, diferentemente de no caso anterior.

Essas estranhas interações só aumentaram com o funcionamento de aceleradores como o de Brookhaven (EUA), que em 1952 conseguia partículas da ordem de alguns GeV. Cada letra do alfabeto grego foi utilizada para designar o enorme número de partículas novas que aparecia ano após ano nos laboratórios do mundo todo. Estava inaugurada assim uma nova era na pesquisa com partículas elementares. Sobre este período de novas descobertas, Willis Lamb²⁷ (1913-2008) disse que se antes um cientista era premiado com um Nobel pela descoberta de uma nova partícula elementar, na situação atual, o mesmo deveria ser multado em \$10.000 (NOBEL FOUNDATION, 1955, apud GRIFFITHS, 2008, p. 33).

Estas novas partículas estranhas, em sua maioria bárions, interagiam também via força forte, além da fraca e eletromagnética, e eram sempre muito instáveis, com tempos de vida variando de 10^{-6} a 10^{-23} s (HALLIDAY; RESNICK; WALKER; 2009, p. 361).

Não havia lá muita evidência experimental sobre estas partículas para uma análise mais detalhada, mas em 1952, Murray Gell-man (1929 -), físico americano do *Caltech*, independentemente com outros cientistas, elaboraram um método de unificar algumas ideias que corriam à época sobre estas novas interações. A saída, mais uma vez, foi atribuir uma nova propriedade a estas partículas. Esta nova propriedade, que se chamou de *estranheza*, por mais simples que pareça, explicava de forma bastante satisfatória as reações produzidas até então. Segundo MOREIRA (2007), estranho talvez seja o nome *estranheza*, que é apenas uma questão de nome, podendo ser escolhida qualquer outra palavra para representar tal propriedade.

Por exemplo, devido a resultados empíricos, foi proposto que a estranheza se conservava em interações fortes, mas não se conservava em interações fracas (GRIFFITHS, 2008), além disso, estas partículas eram sempre produzidas aos pares, fato que se deu o nome de produção associada (MOREIRA, 2007).

²⁷ Foi Prêmio Nobel de física de 1955 por suas pesquisas quanto a estrutura fina do espectro do átomo de hidrogenio

Considerando estes fatores e de acordo com GRIFFITHS (2008), a colisão de um méson π^- e um próton pode produzir

$$\begin{aligned}\pi^- + p^+ &\rightarrow K^+ + \Sigma^- \\ \pi^- + p^+ &\rightarrow K^0 + \Sigma^0 \\ \pi^- + p^+ &\rightarrow K^0 + \Lambda \quad ,\end{aligned}$$

onde os káons foram tidos como estranheza $S=1$ e as partículas Σ e Λ ambas com $S = -1$, e são sempre produzidas aos pares (nunca apenas 1). Porém quando estas decaem, a estranheza não é conservada, isso só ficou claro depois que se observou que este processo de decaimento se dá via interação fraca, que não conserva a estranheza, a saber

$$\begin{aligned}\Lambda &\rightarrow p^+ + \pi^- \\ \Sigma^+ &\rightarrow p^+ + \pi^0 \\ \Sigma^+ &\rightarrow n + \pi^+ \quad .\end{aligned}$$

Estes números de estranheza foram colocados de forma arbitrária, e poderia-se muito bem ter definido $S=1$ para prótons e nêutrons. GRIFFITHS (2008) afirma que algumas escolhas, de fato, teriam sido mais produtivas, dado o posterior avanço da teoria, e faz comparação com a atribuição dos sinais positivos e negativos para as cargas elétricas quando ainda não se sabia da existência do elétron. Desenvolvimentos futuros da teoria requeriam uma estranheza que variasse de -3 a 3, e o motivo disso será entendido mais à frente.

O que é digno de nota nesta época – final dos anos 50 - é que, o “zoológico” das partículas elementares estava em bastante desordem. É difícil rastrear quem utilizou este termo pela primeira vez, mas comparação com um zoológico era quase inevitável. Havia centenas de partículas ditas elementares (lembre-se que para cada partícula nova descoberta, existia também uma antipartícula), cada uma com massas, spins, números quânticos (bariônico, estranheza, etc.) e cargas diferentes (ver tabela 2) porém sem nenhuma ordem aparente entre elas. GRIFFITHS (2008, p. 35) ainda menciona, o que parecia um jardim tão arrumando em 1947 (com apenas um múon “perdido” por ali) se transformou uma verdadeira selva em 1960.

TABELA 2 - Propriedades de alguns bárions

Bárion	Símbolo	Carga	Massa (MeV/c ²)	Estranheza	Spin	N ^o Bariônico
Próton	p	+1	938	0	1/2	+1
Antipróton	$\bar{p}$	-1	938	0	1/2	-1
Nêutron	n	0	940	0	1/2	+1
Antinêutron	$\bar{n}$	0	940	0	1/2	-1
Lambda	Λ^0	0	1116	-1	1/2	+1
Sigma Mais	Σ^+	+1	1189	-1	1/2	+1
Sigma Zero	Σ^0	0	1192	-1	1/2	+1
Antisigma Zero	$\bar{\Sigma}^0$	0	1192	+1	1/2	-1
Sigma Menos	Σ^-	-1	1197	-1	1/2	+1
Antisigma Mais	$\bar{\Sigma}^+$	+1	1197	+1	1/2	-1
Ksi Zero	Ξ^0	0	1315	-2	1/2	+1
Antiksi Zero	$\bar{\Xi}^0$	0	1315	+2	1/2	-1
Ksi Menos	Ξ^-	-1	1321	-2	1/2	+1
Antiksi Mais	$\bar{\Xi}^+$	+1	1321	+2	1/2	-1
Ômega Menos	Ω^-	-1	1672	-3	3/2	+1
Ksi Estrela Zero	Ξ^{*0}	0	1530	-2	3/2	+1

Fonte: OSTERMANN (1999, p. 427)

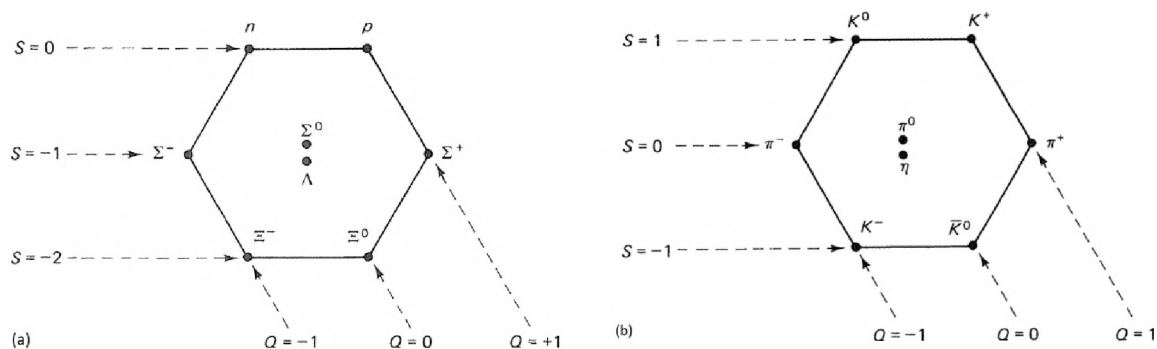
Tal desordem se assemelhava com àquela vivida pelos cientistas nos tempos antes da tabela periódica, onde se conhecia a propriedade de vários elementos químicos, foi preciso que alguém²⁸ os organizasse quanto às suas propriedades. Ao final da década de 1960, a física de partículas elementares esperava por sua própria tabela periódica (GRIFFITHS, 2008) e neste caso a física está em débito com Murray Gell-man, já citado anteriormente, pela criação de um modelo de classificação (e predição) de algumas partículas.

Então, em 1961, surge o modelo octal, ou caminho óctuplo²⁹ para representar os bárions e mésons conhecidos até então. Tal modelo foi elaborado independentemente por Yuval Ne'eman (1925 – 2006), físico do *Imperial College* de Londres e Gell-man (MOREIRA, 2007). Os cientistas notaram que alguns bárions e mésons podiam ser agrupadas em famílias de 8 elementos, organizadas em padrões geométricos que respeitavam hierarquias de estranheza, carga, spin e massa. Dois exemplos clássicos do modelo octal estão representados a seguir na figura 11.

²⁸ No caso da tabela periódica, este alguém foi Dmitri Mendeleiev (1834 – 1907)

²⁹ Do inglês “*eight fold way*”, diz-se que o nome faz referência ao “caminho óctuplo” do budismo, uma série de condutas praticadas nesta religião.

FIGURA 11 - Alguns arranjos octais

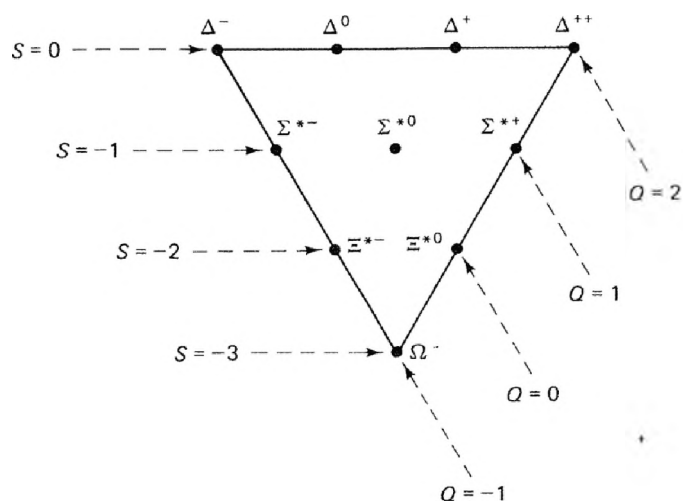


Fonte: Adaptado de GRIFFITHS (2008, p. 35-36)

Na horizontal conta-se a estranheza das partículas, enquanto na diagonal, alinha-se àquelas com cargas iguais, na figura 11a, podemos ver o modelo que inclui o próton e o nêutron, juntamente com outros bárions, na figura 11b, estão representados os mésons do tipo π e K, além do méson η , de carga neutra e estranheza $S = 0$, que foi descoberto no mesmo ano de proposição do modelo, e adicionado posteriormente, deixando ambos simétricos (MOREIRA, 2007). A diferença na contagem da estranheza, segundo GRIFFITHS (2008) foi mais um acidente, já que a escolha de tais números fora totalmente arbitrária à época.

Os modelos acima não são os únicos permitidos pelo modelo octal, vários outros são permitidos para encaixar a diversidade de partículas conhecidas até então. Podendo este modelo até mesmo, apesar do nome, incluir arranjos de 10 partículas. Na figura 12 vemos mais um destes casos num exemplo retirado de GRIFFITHS (2008, p. 36). Tal modelo mostra alguns outros bárions agrupados de acordo com sua estranheza e carga, mais uma vez respectivamente nos eixos horizontal e diagonal da figura.

FIGURA 12 - Arranjo de 10 partículas (decuplete) no modelo octal.



Fonte: GRIFFITHS (2008, p. 36)

Este modelo difere dos anteriores pois foi um dos que primeiro comprovadamente previram a existência de um novo bárion. Conta-se que quando Gell-Mann arranjava as partículas no modelo da figura 12, apenas 9 partículas eram conhecidas e um bárion com estranheza $S = -3$ e carga $Q = -1$ ainda não havia sido detectada experimentalmente. Ocorreu então algo parecido quando no desenvolvimento da tabela periódica, Mendeleiev fez a previsão de novos elementos, com suas respectivas massas e algumas propriedades e, neste caso, Gell-Mann calculou a massa, spin, carga e outras características que esta partícula desconhecida deveria ter e deu orientações sobre o que fazer para detectá-la. Foi assim que em 1964 a partícula Ω^- (ômega-menos) foi descoberta, com as propriedades previstas.

Nesse ponto de vista simplista, a teoria octal parece algo simples e que “qualquer um” teria feito, mas por trás de tal modelo está envolto noções complexas e abstratas de matemática conhecido como teoria dos grupos (MOREIRA, 2007, p. 5), e passou-se quase 10 anos desde a detecção da primeira partícula estranha até este modelo tomar forma. Nos anos seguintes, todos os bárions foram ganhando espaço dentro deste ou daquele modelo octal, formando diversos “multipletos” de partículas com propriedades parecidas, e em modelos análogos para suas respectivas antipartículas.

Tal modelo, portanto, teve um papel fundamental nas teorias que dominariam a era moderna da física de partículas, e de certa forma, o modelo octal foi o precursor para a noção de que há na natureza uma característica ainda mais fundamental: bárions não são verdadeiramente elementares, mas sim composições de diferentes partículas, os quarks.

7.2 Simetria SU(3) e os Quarks

Há duas formas de se explicar a teoria dos quarks, a primeira, que encontramos na maioria dos livros texto e materiais de divulgação é uma simplista, que apresenta os quarks por suas propriedades como carga, spin, massa, etc. e mostra a composição dos principais bárions formados por estes. A outra, mais complexa e encontrada em materiais mais especializados, leva em consideração toda a implicação teórico-matemática da física que envolve teoria de grupos, interações fundamentais, eletrodinâmica e a recente cromodinâmica quântica.

Não se pretende, portanto, com este trabalho, analisar as nuances do desenvolvimento teórico-matemático nas explicações do segundo tipo, haja visto o tempo necessário para tal pesquisa e o grau de conhecimento do pesquisador. Mas pode dar-se, e esse é um dos objetivos

do trabalho, uma vaga noção quanto aos ferramentais matemáticos utilizados, e algo como uma introdução em algumas nomenclaturas empregadas neste campo.

Para tanto, introduziremos aqui, juntamente com a história do desenvolvimento e comprovação experimental dos primeiros quarks, algumas noções que tem por base elucidar o leitor quanto a termos utilizados nos materiais mais especializados. Porém caso se queira dominar tais conteúdos recomenda-se um estudo mais aprofundado das referências e outros materiais indicados nas mesmas para tal fim.

Em 1964, o modelo octal já tinha algum prestígio, pois havia previsto bárions com alguma certeza, porém a pergunta que ficava era por quê, então, os bárions se encaixavam nestas estranhas tabelas (GRIFFITHS, 2008). Mais uma vez, Gell-Mann, independentemente com George Zweig (1937 -), físico russo naturalizado americano, propuseram que tais modelos poderiam ser explicados caso se considerasse os bárions feitos de três outros blocos fundamentais. Zweig chamou tais “peças” de ases (como no baralho) enquanto Gell-Mann postulou a existência dos então “quarks”³⁰. Importante notar que, para tal teoria se valer entre os cientistas, a mesma estava baseada fortemente na teoria dos grupos.

Já dissemos em sessões anteriores que simetria desempenha um papel fundamental dentro da física de partículas, e no estudo de simetria, uma das ferramentas mais poderosas que se tem é a teoria de grupos. Tal teoria, basicamente, consegue separar conjuntos de operações e elementos matemáticos, que sempre obedecem algumas relações específicas entre si. Os elementos de um grupo podem ser operações, como rotação, transformações de referenciais, operadores, ou ainda números, matrizes, dentre outros. Para formar um grupo, tais elementos precisam obedecer algumas regras básicas (GRIFFITHS, 2008, p. 117-119), a saber

- ✓ Ser fechado: se A_i e A_j são um elemento deste grupo, onde i, j são índices que representam estes elementos, então o produto $A_i A_j$, ou seja, primeiro aplica-se A_j depois A_i , também é elemento deste grupo, ou seja $A_i A_j = A_k$
- ✓ Ter um elemento identidade: precisa existir no grupo, um elemento identidade, tal que sua aplicação não altera outro elemento, ou seja $IA_j = A_j I = A_j$ para qualquer que seja o elemento A_j .

³⁰ O estranho nome sugere referência a uma frase “Three *quarks* for Muster Mark” de um livro de James Joyce

- ✓ Assumir inversas: Para cada elemento A_j , precisa haver no grupo um elemento inverso

$$A_j^{-1}, \text{ tal que } A_j A_j^{-1} = A_j^{-1} A_j = I$$

- ✓ Precisa ser associativo: Obedecer a regra de associação, tal que $A_i A_j A_k = A_i A_j A_k$

Se os elementos de um grupo comutam entre si, ($A_i A_j = A_j A_i$), este é dito *abeliano*.

Além disso, podem existir grupos finitos (como as inversões nos eixos de simetria de um triângulo) ou infinitos (grupo formado pelos números inteiros com a operação de soma). Ainda existem grupos discretos, que seus elementos podem ser indexados com números inteiros ($i=1,2,3,\dots$) e grupos contínuos, onde tal indexação é impossível (grupo formado pelas rotações tridimensionais, por exemplo), todos os grupos finitos são discretos.

Segundo GRIFFITHS (2008), a maioria dos grupos de interesse na física podem ser formados a partir de matrizes. Já foi discutido em sessões anteriores, as matrizes de ordem 4 de transformações de Lorentz na teoria da relatividade, essas formam por si um grupo separado. Na física de partículas, os grupos mais utilizados têm a denominação de $U(n)$, que são os grupos matrizes quadradas de ordem n , unitárias. Uma matriz unitária é aquela que a sua inversa é igual a sua transposta conjugada $A^{-1} = A^\dagger$. Se restringirmos este grupo de matrizes ainda mais, digamos, às matrizes unitárias, do tipo $n \times n$, e que além disso possuem determinante igual a 1, tais grupos passam a ser conhecidos como $SU(n)$, onde o S vem do inglês “special”, para denotar a separação. Nesta mesma linha, há ainda o grupo das matrizes unitárias que só têm elementos reais, tais matrizes são chamadas de *ortogonais*, e são definidas por aquelas que a inversa é igual a transposta ($A^{-1} = A^T$), a designa-se tal grupo por $O(n)$, e limita-se o mesmo, de forma parecida, por $SO(n)$ o grupo destas matrizes que possuem determinante igual a 1.

O que é interessante sobre esta teoria é que *qualquer* grupo pode ser representado por um grupo de matrizes, seja do tipo $SU(n)$ ou de outro. As implicações disso requerem conhecimentos mais aprofundados deste assunto, mas o que é importante para nós aqui é que, em 1964, Gell-Mann e Zweig propuseram que os modelos octais podiam ser representados, irreduzivelmente, por um grupo de matrizes $SU(3)$ ³¹ (GRIFFITHS, 2008). Tais matrizes, que ficaram conhecidas como matrizes de Gell-Mann, quando interpretadas propriamente,

³¹ Tanto que o título do trabalho original de Zweig de 1964 é “Um modelo $SU(3)$ para a simetria da interação forte e sua quebra” (ZWEIG, 1964)

demonstravam a existência de três partículas fundamentais, “geradoras” de todos os bárions conhecidos.

Os três quarks propostos existiam em três tipos, ou “sabores” (o que nada tem a ver com a acepção original da palavra, obviamente). São eles: *up* (u), *down* (d) e *strange* (s).

Para formar toda a gama de bárions e mésons observada experimentalmente, cada quark tinha uma propriedade específica, que combinadas, geravam os bárions existentes. Por exemplo, para formar um bárion de carga inteira, os quarks precisavam ter cargas fracionárias. E assim, foi definido que o quark up tinha carga $Q = +\frac{2}{3}$ do quantum de carga i.e., a carga do elétron/próton, e os quarks down e strange teriam carga $Q = -\frac{1}{3}$. Para que formassem bárions com todas as propriedades propostas, os quarks teriam que contar também com a propriedade estranheza, e para tanto foi designado estranheza $S = 0$ para os quarks up e down, e estranheza $S = 1$ para o quark strange. Além disso, para cada um dos três quarks propostos, existia seu respectivo antiquark, com as cargas e estranhezas opostas.

Para que as combinações saiam da forma correta, ainda precisam ser obedecidas as regras que: todos os bárions são formados pela combinação de *três* quarks e todos os mésons são combinações de um *par* quark/antiquark. Desta maneira, obtemos as seguintes combinações, conforme disposto por GRIFFITHS (2008, p. 40)

TABELA 3 - Arranjos de quarks para bárions e mésons

Quarks	Carga	Estranheza	Bárion	Par	Carga	Estranheza	Bárion
qqq	(Q)	(S)		$q\bar{q}$	(Q)	(S)	
uuu	2	0	Δ^{++}	$u\bar{u}$	0	0	π^0
uud	1	0	Δ^+	$u\bar{d}$	1	0	π^+
udd	0	0	Δ^0	$d\bar{u}$	-1	0	π^-
ddd	-1	0	Δ^-	$d\bar{d}$	0	0	η
uus	1	-1	Σ^{*+}	$u\bar{s}$	1	1	K^+
uds	0	-1	Σ^{*0}	$d\bar{s}$	0	1	K^0
dds	-1	-1	Σ^{*-}	$s\bar{u}$	-1	-1	K^-
uss	0	-2	Ξ^{*0}	$s\bar{d}$	0	-1	$\bar{K}^0$
dss	-1	-2	Ξ^{*-}	$s\bar{s}$	0	0	η'
sss	-1	-3	Ω^-				

Fonte: Adaptado de GRIFFITHS (2008, p. 40)

Perceba, porém, que na tabela 3 não estão incluídos alguns dos principais bárions do modelo octal original, dispostos na figura 11 do início deste capítulo. O próton e o nêutron, são *também* formados pelos quarks uud e udd respectivamente, assim como Δ^+ e Δ^0 . O fato de a mesma combinação de três quarks formarem diferentes bárions está intrinsecamente relacionada aos níveis de energia que estes (os quarks) podem assumir. Não entraremos em detalhes, mas segundo GRIFFITHS (2008) pode-se fazer uma analogia com o átomo de hidrogênio, onde o elétron tem diferentes estados de energia, porém neste caso, a diferença entre os níveis é muito baixa, e encara-se todos eles como se fossem o *mesmo* átomo de hidrogênio. No caso dos bárions, a diferença nos níveis de energia dos quarks são bem maiores, o que caracteriza diferentes entidades para cada nível de energia, podendo-se assim criar infinitos bárions com níveis de energia diferentes (GRIFFITHS, 2008, p. 41).

Durante algum tempo, experimentos foram feitos de modo a encontrar bárions e mésons que não se encaixassem no modelo de quark, porém, com exceção de alguns alarmes falsos (GRIFFITHS, 2008) o modelo se manteve estável, salvo críticas iniciais.

Tais críticas, que surgiram ainda na década de 60, se deviam ao fato, por exemplo, se os quarks eram as partículas mais fundamentais (assim como os léptons) estes deveriam ser bastante estáveis e, principalmente, deveriam ser detectados isoladamente. O que acontecia (e acontece até hoje) é que nenhum quark nunca fora detectado isoladamente em nenhum experimento que se tenha notícia, por mais que se tentasse, somente havia evidência indireta destes dentro de bárions e mésons. Entre os anos 60 e 70 (GRIFFITHS, 2008) esta falta de evidência experimental sobre a existência de quarks isolados contribuiu negativamente para a teoria. Para tentar se sustentar, os que defendiam a ideia dos quarks como entidades físicas reais, e não apenas alicerces matemáticos, postularam o *confinamento de quarks*. Tal regra, basicamente, diz que nenhum quark pode ser observado separadamente, pois por algum mecanismo ainda desconhecido, os quarks estão intrinsecamente ligados dentro dos bárions e mésons.

Ainda hoje não se sabe ao certo como quarks estão confinados dentro dos bárions e mésons, mas uma das melhores hipóteses sugere que, em um nível fundamental, a interação entre quarks se dá via a troca de uma partícula mediadora, o glúon. O glúon, neste modelo, é o principal responsável pela força forte entre bárions e mésons e é quem, fundamentalmente, mantém os quarks unidos dentro destas partículas.

Mas para entender, pelo menos de forma superficial, o funcionamento dos glúons, precisamos entender a propriedade fundamental que estes têm: a cor.

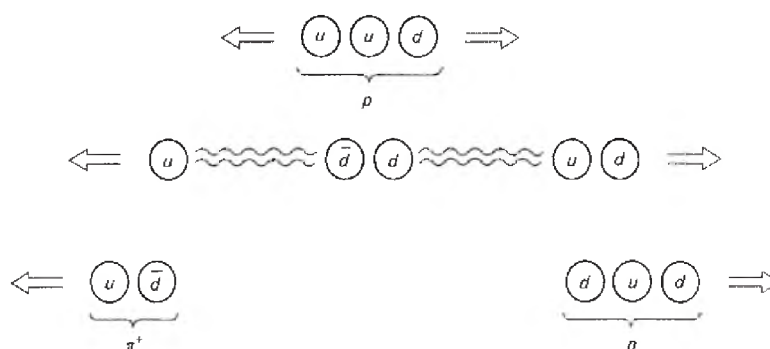
Ainda em 1964, outro problema fundamental do modelo de quark estava no já citado princípio da exclusão de Pauli. Os quarks tinham spin $\frac{1}{2}$, portanto deveriam obedecer as regras deste princípio que estabelece que partículas quânticas de spin semi-inteiro não podem ter todos os números quânticos, ocupando o mesmo estado. Se tal era verdade, como poderiam existir bárions do tipo: uuu (Δ^{++}), ddd (Δ^-), sss (Ω^-) dentre outros, já que duas partículas de spin $\frac{1}{2}$ não poderiam ocupar o mesmo estado.

A saída de Oscar Greenberg (1939 -) para isso, foi propor uma nova propriedade para cada um dos quarks, esta propriedade era parecida com a carga elétrica, porém ocorria em três tipos, que ele chamou de cores³²: vermelho, verde e azul.

Com tal proposta, o problema do princípio da exclusão desaparecia, afinal os bárions com quarks repetidos, na verdade eram formados não por partículas idênticas, mas por quarks que eram diferentes entre-si graças a esta nova propriedade.

Por mais que se tenha duvidado de tal proposta a princípio (GRIFFITHS, 2008, p. 43), a carga “cor” como foi chamada, explicava satisfatoriamente vários fenômenos pertinentes. Um deles, é o fato de as partículas que ocorrem naturalmente são todas brancas. Isso significa que não possuem carga cor líquida, por exemplo, bárions sempre têm as três cores, e mésons possuem uma unidade de cor e “anti-cor” em seu interior. A relação com a cor branca vem do fato que a composição das três cores primárias forma o branco em sistemas macroscópicos (GRIFFITHS, 2008).

FIGURA 13 - Possível modelo para o confinamento de quarks



Fonte: GRIFFITHS (2008, p 72)

Portanto, o glúon atua sempre em partículas que possuem cor (léptons por exemplo, não possuem tal propriedade e, logo, não interagem fortemente). A explicação para o confinamento dos quarks, vem do fato que com a atração forte exercida pelos glúons, *aumenta*

³² Mais uma vez, o nome é apenas um nome, e não tem relação com a acepção da palavra no sentido macroscópico

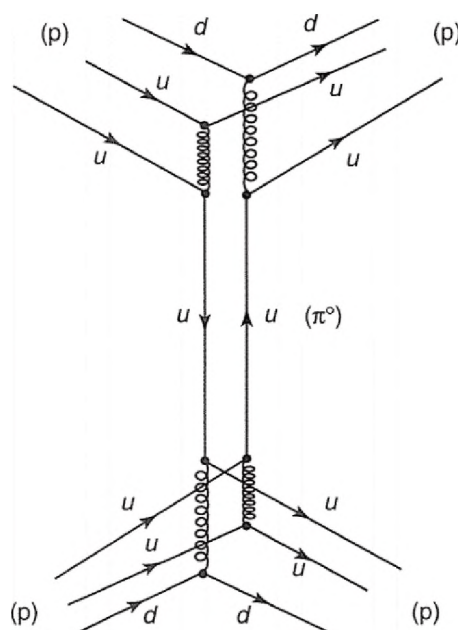
estrondosamente com a distância num certo limite muito baixo. Sendo assim quando um quark está para se separar do seu grupo, há energia potencial suficiente entre eles para que um novo par quark/antiquark seja criado e por consequência, se ligue aos quarks remanescentes que se separavam (figura 13). Esta é apenas uma hipótese, e tal afirmativa envolve algumas suposições onde a teoria que descreve os quarks e glúons, chamada de Cromodinâmica Quântica, tem falhas.

Com a ideia dos glúons, pode-se repensar as interações fortes, primeiramente idealizadas por Yukawa via a troca de mésons, agora via a troca de glúons e quarks. De fato, num nível muito mais complexo do que aquele imaginado por Yukawa (GRIFFITHS, 2008, p. 71) a interação entre dois

prótons pode ser entendida pela troca de um méson π^0 , mas este está intrinsecamente ligado a um processo interno de intercâmbio de quarks e glúons, que num diagrama de Feynman pode ser visualizado como na figura 14. Num diagrama destes, os glúons são representados pelas espirais, que caracterizam a interação forte entre as partículas. Podemos ver na figura que, a troca “líquida” entre dois prótons no diagrama é um méson π^0 , mas que em uma análise mais detalhada é na verdade uma troca de um par quark/antiquark up. Logo, utilizando uma terminologia mais moderna, diz-se que a força forte sofria entre os núcleons no átomo é na verdade uma força residual daquela entre quarks e glúons.

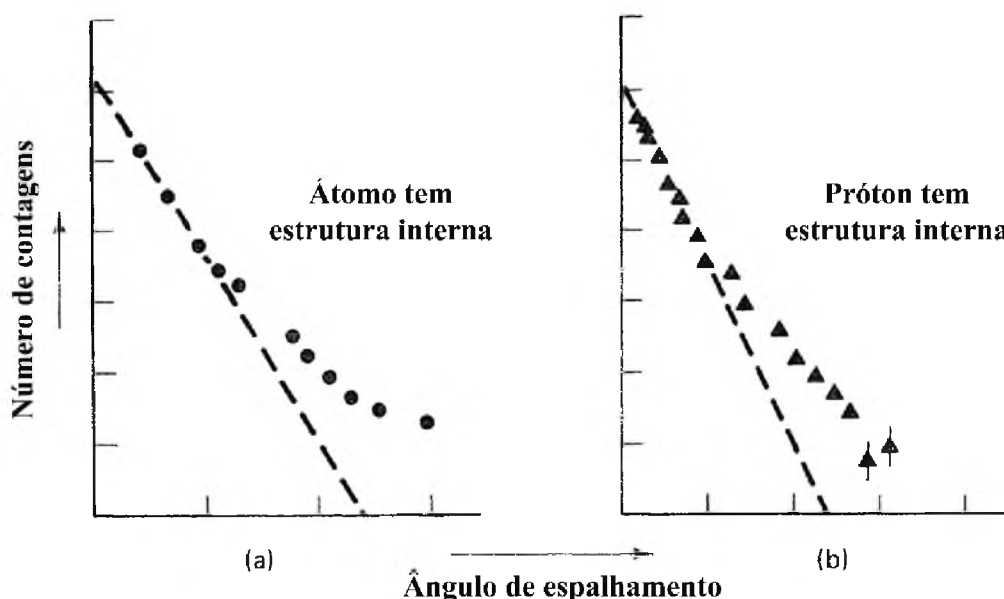
A falta de observação de quarks livres não impediu que cientistas abordassem a situação com outros métodos. Ao final da década de 60, alguns experimentos foram conduzidos no *Stanford Linear Accelerator Center (SLAC)*. O mesmo consistia em se bombardear prótons com elétrons, a fim de se verificar o ângulo de espalhamento. Ideia provavelmente originada dos experimentos de Rutherford em 1910 para verificar a estrutura interna do átomo, bombardeando o mesmo com raios α . Caso o próton tivesse alguma estrutura interna, o resultado deveria ser parecido com que Rutherford obteve quanto aos ângulos de espalhamento. O mesmo experimento foi repetido no CERN no início dos anos 70 utilizando feixe de neutrinos e mais tarde utilizando prótons.

FIGURA 14 - Diagrama de Feynman de uma interação entre prótons via troca de um pion



Fonte: GRIFFITHS (2008, p 71)

FIGURA 15 – Gráfico do número de partículas em função do ângulo de espalhamento.



Fonte: Adaptado de HALZEN, F. e MARTIN, A. D., (1984, p. 17) apud GRIFFITHS (2008 p. 42)

Os resultados de tais experimentos (figura 15) apesar de inconclusivos, apontavam um espalhamento maior do que aquele esperado caso o próton fosse uma estrutura compacta, ou seja, a conclusão foi que o próton tinha sim algum tipo de estrutura interna, porém diferentemente do átomo de Rutherford, os resultados apontavam três “amontoados” de carga (GRIFFITHS, 2008, p. 43), ao invés de um. Mas os dados eram suficientes para dar mais apoio à teoria dos quarks.

Sabe-se que nos primeiros anos, nem mesmo Gell-Mann estava certo de que os quarks fossem entidades reais. Conforme salientado por MOREIRA (2007), quando foi publicar seu artigo original com respeito aos quarks, o fez numa revista de impacto menor, com receio de que o artigo não fosse publicado no principal meio de divulgação da época.

Hoje, o fato de que a matéria é composta em última instância por quarks e léptons (com os respectivos bósons mediadores das interações) está canonizado dentro do meio científico. Outras teorias existem que descrevem a matéria de outra forma, mas o modelo padrão da física de partículas é o melhor que se tem para se responder à pergunta “do que tudo é formado?”. No entanto, há ainda dentro desta teoria muitas questões em aberto, como por exemplo a questão de 95% do universo ser constituído de algo denominado de matéria/energia escura, que ainda não conseguiu-se detectar e não têm-se muitas pistas do que seja, a questão da assimetria matéria antimatéria, dentre outras questões pontuais dentro da teoria.

Nos anos subsequentes a teoria proposta por Gell-Mann e Zweig sofreu diversas adaptações e reformulações à medida que novas descobertas eram realizadas. Novas partículas surgiram e portanto novos quarks foram adicionados à família dos três existentes, a saber, o quark charm (c), bottom (b) e top (t) compõem a família dos 6 quarks conhecidos atualmente, juntamente com os seis léptons: elétron, múon e táu, com seus respectivos neutrinos. Além destes, entrou para o modelo padrão de forma inequívoca mais um bóson. O bóson de Higgs, frequentemente relacionado por dar massa às partículas nas reações elementares, foi detectado em experimentos recentes no LHC. A história do desenvolvimento e comprovação experimental destas novas partículas a partir da década de 70 é fruto de inúmeros livros e artigos e seriam por si só tema para um novo trabalho de pesquisa nesta área.

8 UMA REFLEXÃO QUANTO AO ENSINO DE PARTÍCULAS ELEMENTARES NA EDUCAÇÃO BÁSICA

O ensino de física moderna nos anos finais da educação básica é um assunto de bastante discussão dentro da pesquisa em ensino de física. O presente capítulo tem por objetivo dar uma breve noção do problema e propor uma forma de abordar o tema do ponto de vista histórico, com uma problematização que possa ser útil a professores e alunos.

Segundo MOREIRA (2007), não faz sentido que em pleno séc. XXI a física que se ensine na educação básica abranja somente o séc. XIX. Alguns tópicos abordados no decorrer algumas vezes são trabalhos até mesmo por outras disciplinas como química, mas ficam de fora do currículo da física, que majoritariamente encerra seus conteúdos no ensino médio com o ensino do eletromagnetismo básico.

A principal alegação, ainda segundo MOREIRA (2007), é que os estudantes não possuem as habilidades e/ou capacidades necessárias para entender os conceitos envolvidos com a física das partículas elementares, mas o autor argumenta ainda que conteúdos como o de física clássica requerem tanto quanto conhecimento, ou até mais.

Nos parece, portanto, que um dos problemas para o ensino da física das partículas elementares, tanto em nível básico quanto superior, se deve ao fato de se ensinar tais conteúdos em perspectivas relacionadas ao “coisismo” e ao “choquismo” definidos por MOREIRA (2007).

A primeira destas perspectivas, vem do pressuposto de que partículas são coisas, pequenas bolinhas, coloridas ou com forma bem definida, como ilustradas em livros didáticos e em muitos materiais de divulgação. Modelos de ensino que incentivam este tipo de “visualização”, prejudicam o aprendizado quando forçam o aluno a imaginar coisas que são, por natureza, inimagináveis. Fazer o estudante pensar em partículas subatômicas como “coisas” o prejudica num entendimento mais profundo da teoria.

Quanto à segunda abordagem, o choquismo, este se deve ao fato de representar as interações entre as partículas elementares como choques de bolas de bilhar, quando na verdade, a interação destas partículas se dá de forma indireta, via troca de partículas mediadoras e efeitos subsequentes, segundo a teoria vista durante o trabalho. Tal obstáculo, muito presente em livros didáticos no geral, dificulta a aprendizagem do que realmente acontece dentro de um acelerador, onde partículas são criadas e aniquiladas em processos com escala de tempo e espaço muito reduzidas.

Uma das formas de se evitar tais obstáculos seria apostar no ensino do ponto de vista histórico. Mostrando ao aluno que os avanços dentro desta teoria se deram não por passe de mágica, mas pelos esforços de inúmeros cientistas, num trabalho de colaboração mútua. Neste quesito, o presente trabalho aponta alguns eixos temáticos que podem ser abordados a fim de se mostrar a evolução de um dos ramos da física até a década de 60.

Além disso, deve-se fugir dos pontos de vista centralizadores, como normalmente é abordado na história da ciência e que utilizamos no presente trabalho para fins de clareza. Como afirma GRIFFITHS (2008), não vale a pena “pontuar” as coisas no tempo, uma vez que os avanços na ciência não se dão de maneira linear e pontual, mas sim sobre tropeços, erros, becos sem saída, ideias inovadoras, e fracassos ao longo do caminho. Os cientistas, muita das vezes, preferem não olhar para a história desse ponto de vista, onde os erros conceituais e os experimentos que não deram certo ficam de fora dos livros de história ou dos materiais de divulgação. Mas é em linhas tortas que a ciência caminha, e mostrar tal perspectiva para um aluno seja de nível médio ou superior, demonstra que o mundo científico não é alheio a ele.

Portanto, ensinar os conteúdos de física de partículas, mesmo no nível mais fundamental do “conhecer”, segundo a taxonomia de Bloom (FERRAZ; BELHOT, 2010), se mostra de fundamental importância, dado o paradigma atual do ensino de física; uma das formas para isso é mostrar a evolução histórica dos fatos e das situações problemas que levaram a uma ruptura do conhecimento anterior, culminando num novo paradigma de ciência.

9 CONSIDERAÇÕES FINAIS

Na literatura pesquisada, a forma como é abordado o desenvolvimento das ideias e conceitos relacionados à física das partículas elementares é, frequentemente, feita num linguajar simples, que não dá suporte ao leitor para uma compreensão mais ampla das nuances, principalmente matemáticas, envolvidas com o assunto. Num outro extremo, observa-se que em materiais mais especializados vem acompanhados de descrições que até mesmo um aluno egresso de um curso de física possui dificuldades em entender. Com isso em mente, tentamos encontrar um meio termo entre historicidade e análise matemática das teorias em física de partículas, de forma que este trabalho sirva de letramento científico no campo em questão.

A evolução dos modelos teóricos neste ramo da ciência deu-se ora por verificações experimentais novas, que remodelavam o paradigma da ciência atual, ora por previsões teórico-matemáticas que explicavam alguns fenômenos e previam outros. Porém, tal distinção fica difusa quando se olha a história como linhas do tempo paralelas com relação ao desenvolvimento de determinado conceito.

Da detecção do elétron experimentalmente por Thomson à previsão dos quarks por Gellman e Zweig, abrangimos mais de 60 anos de descobertas científicas, num período riquíssimo em que apenas abordou-se alguns dos principais fatos, especificamente no ramo da física das partículas elementares. Durante esse processo, procuramos mostrar o desenvolvimento de conceitos e ideias quanto ao que era “elementar” para cada época de análise. Vimos que o conhecimento científico não é pontual, muito menos formado por “gênios” com *insights* milagrosos, mas sim, fruto de trabalho duro e de cooperação de cientistas de variados ramos.

A história da ciência nos mostra que cientistas não trabalham livres de julgamentos quanto a ideias pré-concebidas, e este preconceito, quando quebrado, quase sempre é o que traz verdadeiro crescimento no entendimento de um determinado assunto. Ainda, vimos que dentre as teorias apresentadas, sem a base lógico-matemática, algumas delas estariam fadadas a ficarem apenas no “achismo” e que, além disso, durante certos períodos, por mais sólida que uma teoria se apresentasse quanto ao seu rigor técnico ainda havia o receio da comunidade em aceitá-la.

Diferentes interpretações para os mesmos conceitos também foram abordadas, e, quanto a este ponto, percebe-se que não existem verdades absolutas dentro da ciência, apenas períodos de mais ou menos certeza quanto a determinado aspecto da natureza. Tais conceitos podem também, de forma bastante produtiva, serem aproveitados no ensino de física moderna e

contemporânea no ensino médio, valendo-se do ponto de vista do desenvolvimento histórico pelo qual a física de partículas passou durante sua fase inicial até meados da década de 60.

No decorrer da pesquisa, nos deparamos com diversos materiais, menos e mais aprofundados quanto ao tema, e escolhemos aqueles que melhor se enquadrassem aos objetivos da pesquisa. Utilizamos bastante o livro texto introdutório “*Introduction to Elementary Particles*” de GRIFFITHS (2008) pois este, além de apresentar uma perspectiva histórica razoável, oferece um ferramental matemático mais ou menos avançado para que se possa entender alguns aspectos das teorias envolvidas.

Procurou-se também, até onde foi possível, fazer a leitura na íntegra dos artigos e publicações originais dos pesquisadores diretamente envolvidos com as descobertas e previsões descritas no trabalho. Algumas vezes, entretanto, a abordagem matemática utilizada pelo autor impossibilitava um entendimento detalhado e por isso tivemos que recorrer a materiais indiretos que explicavam tais obras. Artigos de revistas e jornais, como também imagens e comentários gerais obtidos em um buscador da internet, facilitaram a assimilação de alguns conceitos encontrados nos livros e materiais de pesquisa. No decorrer do trabalho pudemos ter contato com sites especializados em artigos na área de física de partículas, além de entender em parte a hierarquia dos periódicos mais utilizados neste ramo.

Em trabalhos futuros, espera-se que as descrições matemáticas das teorias apresentadas possam ser caracterizadas de forma mais breve do que como foram apresentadas, mas sem perder o rigor necessário para o entendimento majoritário dos conceitos discutidos. Além disso, poderá ser fruto de pesquisas posteriores a origem dos jargões mais utilizados na física de partículas e altas energias, além da descrição de outros ferramentais matemáticos não abordados; além de, claro, o esclarecimento de nuances quanto à aparatos experimentais e desenvolvimentos teóricos que não couberam no presente trabalho.

Também recomendamos seriamente uma pesquisa, no mesmo teor da aqui apresentada, com relação aos fatos ocorridos após 1964, onde a atual pesquisa não pode chegar por motivos diversos. Tal período abrange uma gama muito rica de acontecimentos envolvendo a teoria das partículas elementares, como a manifestação de novas partículas e da eclosão dos diversos problemas em aberto nesta área. Este período é, em grande parte, responsável pelo formato que esta ciência se mostra atualmente nos meios acadêmicos do mundo todo.

Entende-se que apenas com o trabalho aqui apresentado não é possível que alguém se insira dentro da “cultura” da física de partículas completamente, mas este pode servir de início para um maior embasamento de nomes, terminologias e histórias recorrentes dentro desta teoria.

Assim, espera-se que com as ideias apresentadas aqui tenha-se uma vaga noção da copiosa história da física das partículas elementares, principalmente quanto ao seu desenvolvimento no período de 1897 até meados dos anos 60.

REFERÊNCIAS

ANDERSON, Carl D. The Positive Electron. **Physical Review**, California, v. 43, n. -, p.491-498, 28 fev. 1933. Disponível em: <<https://journals.aps.org/pr/pdf/10.1103/PhysRev.43.491>>. Acesso em: 01 jul. 2017.

BEDIAGA, Ignacio. A antimatéria e o Universo. **Ciência Hoje**, Rio de Janeiro, v. 45, n. 268, p.46-51, abr. 2010. Disponível em: <http://www.cbpf.br/~lhcb/2_0/HOME_HTML/antimateria268.pdf>. Acesso em: 21 jun. 2017.

BERNSTEIN, Jeremy. **The Elusive Neutrino**. Washington: United States Energy Research and Development Administration (USERDA), 1969. 84 f. Disponível em: <[https://www.osti.gov/includes/opennet/includes/Understanding the Atom/The Elusive Neutrino.pdf](https://www.osti.gov/includes/opennet/includes/Understanding%20the%20Atom/The%20Elusive%20Neutrino.pdf)>. Acesso em: 24 jun. 2017.

CERN (Genebra). **LHC: The Guide**. 2017. Brochura equivalente à *Frequently Asked Questions* (FAQ) sobre o LHC. Disponível em: <<http://cds.cern.ch/record/2255762/files/CERN-Brochure-2017-002-Eng.pdf>>. Acesso em: 15 maio 2017.

CHADWICK, J. Possible existence of a Neutron. **Nature**, Cambridge, v. 129, n. 3252, p.1-1, 07 fev. 1932. Carta enviada ao editor da revista. Disponível em: <<https://www.nature.com/physics/looking-back/chadwick/chadwick.pdf>>. Acesso em: 16 jun. 2017.

CHARLEY, Sarah. **How to build your own particle detector**. 2015. Artigo publicado no site Symmetry Magazine. Disponível em: <<http://www.symmetrymagazine.org/article/january-2015/how-to-build-your-own-particle-detector>>. Acesso em: 05 jul. 2017.

CONTEÚDO aberto. In: **Wikipédia**: a enciclopédia livre. Disponível em: <https://en.wikipedia.org/wiki/Geiger%E2%80%93Marsden_experiment#/media/File:Geiger-Marsden_experiment_expectation_and_result.svg> Acesso em: 13 jun. 2017.

DIRAC, P. A. M. **The Quantum Theory of the Electron**. 1928. Publicado originalmente in: Proceedings of Royal Society of London. Serie A, contendo artigos de natureza matemática e física. Vol. 117, No. 778, p. 610-624. Disponível em: <<http://www.rpi.edu/dept/phys/Courses/PHYS6520/DiracElectron.pdf>>. Acesso em: 27 jul. 2017.

DURANT, Will (1935). **Our Oriental Heritage: The Story of Civilization**. [Estados Unidos da America (EUA)]: Simon And Schuster, 2011. 1049 p. Disponível em: <[https://books.google.com.br/books?id=ru4LPyMAxxkC&printsec=](https://books.google.com.br/books?id=ru4LPyMAxxkC&printsec=frontmatter)>. Acesso em: 27 maio 2017.

EINSTEIN, Albert (1905). On a Heuristic Point of View Concerning the Production and Transformation of Light. In: STACHEL, John (Comp.). **Einstein's Miraculous Year: Five Papers That Change the Face of Physics**. Nova Jersey: Princeton University Press, 1998. Cap. 4. p. 177-197. Publicado originalmente em Alemão in: *Annalen der Physik* 17 [1905]: 132-148. Disponível em: <[http://lipn.univ-paris13.fr/~duchamp/Books&more;/Penrose/\[Albert_Einstein,_John_Stachel,_Roger_Penro\]](http://lipn.univ-paris13.fr/~duchamp/Books&more;/Penrose/[Albert_Einstein,_John_Stachel,_Roger_Penro].)>. Acesso em: 26 maio 2017.

FERRAZ, Ana Paula do Carmo Marcheti; BELHOT, Renato Vairo. **Taxonomia de Bloom**: revisão teórica e apresentação das adequações do instrumento para definição de objetivos instrucionais. 2010. Disponível em: <<http://www.scielo.br/pdf/gp/v17n2/a15v17n2.pdf>>. Acesso em: 04 jul. 2017.

FEYNMAN, R. P. **Space Time Approach to Quantum Electrodynamics**. Physical Review, Itahaca, NY, v. 76, n. 6, p.769-789, 09 abr. 1949. Disponível em: <<https://journals.aps.org/pr/pdf/10.1103/PhysRev.76.769>>. Acesso em: 02 jun. 2017.

FUCHS, A. M. S.; FRANÇA, M. N.; PINHEIRO, M. S. F. **Guia para Normalização de Publicações Técnico Científicas**. Uberlândia: EDUFU, 2013. 286 p.

GOMES, Gerson G.; PIETROCOLA, Maurício. O Experimento De Stern-Gerlach E O Spin Do Elétron: Um Exemplo De Quasi-História. In: **XI Encontro De Pesquisa Em Ensino De Física**, 11., 2008, Curitiba. Anais. Curitiba: Epef, 2008. p. 1 - 12. Disponível em: <https://www.researchgate.net/publication/242206349_O_EXPERIMENTO_DE_STERN-GERLACH_E_O_SPIN_DO_ELETRO>. Acesso em: 03 jun. 2017.

GOTTFRIED, Kurt. **P.A.M. Dirac and the Discovery of Quantum Mechanics**. 2010. Disponível em: <<https://arxiv.org/pdf/1006.4610.pdf>>. Acesso em: 21 jun. 2017.

GRIFFITHS, David (1987). **Introduction to Elementary Particles**. 2. ed. Weinheim: Wiley-vch Verlag GmbH & Co. KGaA, 2008. 468 p. Second, Revised Edition. Disponível em: <<https://pt.scribd.com/doc/154035719/Griffiths-Introduction-to-Elementary-Particles-2nd-Edition>>. Acesso em: 15 maio 2017.

HALLIDAY, David; RESNICK, Robert; WALKER, Jearl. **Fundamentos de Física: Óptica e Física Moderna**. 8. ed. Cleveland: Ltc, 2009. 438 f. (V. 4). Disponível em: <<http://www.ebah.com.br/content/ABAAAgb8wAF/fisica-vol-4-8-ed-halliday>>. Acesso em: 19 jun. 2017.

HYPERPHYSICS. **Discovery of the Neutron**. 2006. Disponível em: <<http://hyperphysics.phy-astr.gsu.edu/hbase/Particles/neutrodis.html>>. Acesso em: 18 jun. 2017.

LATTES, C. M. G. et al. Processes Involving Charged Mesons. **Nature**, Bristol, v. 159, n. 694-7, p.1-7, 24 abr. 1947. Disponível em: <<http://www.ghc.usp.br/lattes.zip>>. Acesso em: 20 jun. 2017.

LO, C. Y. On the Nobel Prize in Physics, Controversies and Influences. **Global Journal Of Science Frontier Research Physics And Space Science**, EUA, v. 13, n. 3, p.1-16, jan. 2013. Disponível em: <https://globaljournals.org/GJSFR_Volume13/3-On-the-Nobel-Prize-in-Physics-Controversies.pdf>. Acesso em: 20 jun. 2017.

MARQUES, A. **Cesar Lattes, a descoberta do méson- π e a física de partículas**. 2012. Entrevista concedida para o site "Cosmo e Contexto". Disponível em: <<https://cosmosecontexto.org.br/cesar-lattes-a-descoberta-do-meson-pi-e-a-fisica-de-particulas/>>. Acesso em: 15 jun. 2017.

MARQUES, Deividi Márcio. **As investigações de Ernest Rutherford sobre a estrutura da matéria**: Contribuições para o ensino de química. 2006. 183 f. Dissertação (Mestrado) - Curso de Pós-graduação em Educação Para a Ciência, Unesp, Bauru, 2006. Disponível em: <<http://www2.fc.unesp.br/BibliotecaVirtual/DetalhaDocumentoAction.do?idDocumento=63>>. Acesso em: 14 jun. 2017.

MERTENS, Susanne. **Direct Neutrino Mass Experiments**. Journal Of Physics: Conference Series, [s.l.], v. 718, p.1-9, maio 2016. IOP Publishing. <http://dx.doi.org/10.1088/1742-6596/718/2/022013>. Disponível em: <<http://iopscience.iop.org/article/10.1088/1742-6596/718/2/022013/pdf>>. Acesso em: 26 jun. 2017.

MORE: Mecanismo online para referências, versão 2.0. Florianópolis: UFSC Rexlab, 2013. Disponível em: <<http://www.more.ufsc.br/>>. Acesso em: 23 jun. 2017.

MOREIRA, M. A. **O Modelo Padrão da Física de Partículas**. Revista Brasileira de Ensino de Física, v. 31, n. 1, 1306[1-11], abr. 2009. Disponível em: <<https://www.if.ufrgs.br/~moreira/modelopadrao.pdf>> Acesso em 26. Jun. 2017

MOREIRA, Marco Antonio. **A Física dos Quarks e a Epistemologia**. 2007. Artigo publicado na Revista Brasileira de Ensino de Física, 29(2):161-173, 2007. Disponível em: <<https://www.if.ufrgs.br/~moreira/quarks.pdf>>. Acesso em: 24 jun. 2017.

NOBEL FOUNDATION (Suíça). **The Nobel Prize in Physics 1950**. 1950. Disponível em: <http://www.nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/1950/>. Acesso em: 19 jun. 2017.

NUCLEAR POWER. **Discovery of the Neutron**. 20--. Imagem real do experimento de Chadwick. Disponível em: <<http://www.nuclear-power.net/nuclear-power/reactor-physics/atomic-nuclear-physics/fundamental-particles/neutron/discovery-neutron/>>. Acesso em: 28 jun. 2017.

OSTERMANN, Fernanda. **Um Texto para Professores do Ensino Médio sobre Partículas Elementares**. Revista Brasileira de Ensino de Física, vol. 21, no. 3, p. 415-436, Set. 1999. Disponível em: <http://www.sbfisica.org.br/rbef/pdf/v21_415.pdf> Acesso em: 23. Jun. 2017

PAIS, Abraham. **Inward Bound: Of matter and forces in the physical world**. Nova York: Oxford University Press, 1986. 679 p. Disponível em: <<https://pt.scribd.com/doc/228326006/Abraham-Pais-Inward-Bound-of-Matter-and-Forces-in-the-Physical-World-1988>>. Acesso em: 10 jun. 2017.

PAIS, Abraham. **Subtle is the Lord: The science and the life of Albert Einstein**. Nova York: Oxford University Press, 1982. 575 p. Com novo prefácio de 2005 por Roger Penrose. Disponível em: <<https://cbambang.files.wordpress.com/2010/10/the-science-and-the-life-of-albert-einstein.pdf>>. Acesso em: 23 jun. 2017.

RUTHERFORD, Ernest. Nuclear Constitution of Atoms. **Nature**, Londres, v. 105, n. 2642, p.500-501, 03 jun. 1920. Sinopse da Bakerian Lecture apresentada à Royal Society. Disponível em: <<http://www.nature.com/nature/journal/v105/n2642/pdf/105500b0.pdf>>. Acesso em: 01 jun. 2017.

STEWART, James. **Cálculo: Volume II**. 5. ed. São Paulo: Thomson Learning, 2007. 665 f.

THOMSON, Joseph John (1897). Cathode Rays. In: MILLS; BOON (Comp.). **Classical Scientific Papers Physics: Facsimile Reproductions of Famous Scientific Papers**. Norwich: Jarrold and Sons Ltd, 1964. Cap. 5. p. 77-100. Publicado originalmente in: Philosophical Magazine, 1897, (5) 44, 293-316. Disponível em: <<https://archive.org/details/ClassicalScientificPapersPhysics>>. Acesso em: 24 maio 2017.

YUKAWA, H. **On the Interaction of Elementary Particles**. 1935. Transcrição digital do artigo original publicado em Progress of Theoretical Physics (PTP, 17, 48). Disponível em: <<http://web.ihep.su/dbserv/compas/src/yukawa35/eng.pdf>>. Acesso em: 18 jun. 2017.

ZAHN, Guilherme. **Eu, o Nêutron**. 2007. Disponível em: <https://www.researchgate.net/profile/Guilherme_Zahn/publication/286924907_Eu_o_neutron/links/5670093808ae486986b969cd.pdf>. Acesso em: 15 jun. 2017.

ZETTILI, Nouredine. **Quantum Mechanics: Concepts and Applications**. 2. ed. Jacksonville: John Wiley and Sons, Ltd, 2009. 691 f. Disponível em: <http://zeth.ciencias.uchile.cl/~pravelo/Libros/Quantum_Mechanics_Concepts_and_Applications-Nouredine_Zettili.pdf>. Acesso em: 02 jun. 2017.

ZWEIG, G. **An SU(3) Model For Strong Interaction Symmetry And Its Breaking**. 1964. CERN, Geneva. Disponível em: <<http://inspirehep.net/record/11881/files/CM-P00042883.pdf>>. Acesso em: 28 jun. 2017.

APÊNDICE A – NOTAÇÃO INDICIAL

Não se pretende que após a leitura deste apêndice o leitor esteja apto a resolver exercícios e problemas utilizando tal notação, mas é aqui descrita apenas de forma breve para entender o real significado das equações discutidas durante o trabalho. O material apresentado a seguir foi parcialmente adaptado de GRIFFITHS (2008) e caso queira-se um aprofundamento sobre a questão recomenda-se a leitura na íntegra do mesmo.

Primeiramente, apresentamos as transformações de Lorentz³³, que ditam como é feita a transformação de coordenadas de um referencial inercial S a outro referencial S'. A saber:

$$\begin{aligned} t' &= \gamma \left(t - \frac{v}{c^2} x \right) \\ x' &= \gamma (x - vt) \\ y' &= y \\ z' &= z \end{aligned} ,$$

onde $\gamma \equiv \frac{1}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}$.

Podemos reescrever cada coordenada através de um único *quadri-vetor* x , (um vetor com quatro componentes, onde a primeira delas é sempre a temporal) com índices adequados. Assim, seja x^μ , $\mu = 0, 1, 2, 3$, renomeando cada coordenada de acordo com esta notação, temos:

$$x^0 = ct, \quad x^1 = x, \quad x^2 = y, \quad x^3 = z$$

Fazendo mais uma mudança de variável onde $\beta \equiv \frac{v}{c}$, podemos reescrever as transformações de Lorentz vistas acima como:

³³ Assume-se a partir daqui, que o leitor já tenha se deparado com a teoria da relatividade restrita em algum momento. Pressupõe-se também, algum conhecimento em relação a teoria quântica, como veremos mais a frente.

$$\begin{aligned}
x^{0'} &= \gamma(x^0 - \beta x^1) \\
x^{1'} &= \gamma(x^1 - \beta x^0) \\
x^{2'} &= x^2 \\
x^{3'} &= x^3
\end{aligned}$$

Mais ainda, podemos escrever tal transformação de forma compacta, de modo que

$$x^{\mu'} = \sum_{\nu=0}^3 \Lambda_{\nu}^{\mu} x^{\nu} \quad (\mu = 0, 1, 2, 3) ,$$

onde Λ_{ν}^{μ} são elementos de uma matriz 4x4 de transformação, Λ , da forma a seguir:

$$\Lambda = \begin{bmatrix} \Lambda_0^0 & \Lambda_1^0 & \Lambda_2^0 & \Lambda_3^0 \\ \Lambda_0^1 & \Lambda_1^1 & \Lambda_2^1 & \Lambda_3^1 \\ \Lambda_0^2 & \Lambda_1^2 & \Lambda_2^2 & \Lambda_3^2 \\ \Lambda_0^3 & \Lambda_1^3 & \Lambda_2^3 & \Lambda_3^3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \gamma & -\gamma\beta & 0 & 0 \\ -\gamma\beta & \gamma & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} .$$

Logo, podemos fazer uma transformação de referencial simplesmente aplicando a matriz acima no quadri-vetor x^{μ} , na forma de multiplicação de matrizes temos:

$$x^{\mu'} = \begin{bmatrix} x^{0'} \\ x^{1'} \\ x^{2'} \\ x^{3'} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \Lambda_0^0 & \Lambda_1^0 & \Lambda_2^0 & \Lambda_3^0 \\ \Lambda_0^1 & \Lambda_1^1 & \Lambda_2^1 & \Lambda_3^1 \\ \Lambda_0^2 & \Lambda_1^2 & \Lambda_2^2 & \Lambda_3^2 \\ \Lambda_0^3 & \Lambda_1^3 & \Lambda_2^3 & \Lambda_3^3 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x^0 \\ x^1 \\ x^2 \\ x^3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \Lambda_0^0 x^0 + \Lambda_1^0 x^1 + \Lambda_2^0 x^2 + \Lambda_3^0 x^3 \\ \Lambda_0^1 x^0 + \Lambda_1^1 x^1 + \Lambda_2^1 x^2 + \Lambda_3^1 x^3 \\ \Lambda_0^2 x^0 + \Lambda_1^2 x^1 + \Lambda_2^2 x^2 + \Lambda_3^2 x^3 \\ \Lambda_0^3 x^0 + \Lambda_1^3 x^1 + \Lambda_2^3 x^2 + \Lambda_3^3 x^3 \end{bmatrix} .$$

Se substituirmos Λ_{ν}^{μ} na última matriz, retornamos a transformação de Lorentz mostrada acima. Porém, é muito comum se utilizar a convenção de soma de Einstein, que diz simplesmente que índices (as letras gregas) repetidos na forma de um como sobrescrito e outro como subscrito (ou vice-versa), indicam que as componentes devem ser de 0 a 3. Portanto, toda a transformação acima pode ser escrita simplesmente:

$$x^{\mu'} = \Lambda_{\nu}^{\mu} x^{\nu} .$$

Conforme GRIFFITHS (2008), uma das principais vantagens desta notação é que podemos descrever a transformação sobre qualquer eixo de coordenadas que se queira, perdendo na simplicidade da matriz Λ , porém ainda assim mantendo a mesma relação vista acima.

Por mais que o valor de cada coordenada mude de acordo com este ou aquele referencial inercial, existe uma quantidade que não muda, não importa a transformação que se faça, definida como:

$$I \equiv (x^0)^2 - (x^1)^2 - (x^2)^2 - (x^3)^2 \equiv (x^{0'})^2 - (x^{1'})^2 - (x^{2'})^2 - (x^{3'})^2 .$$

A quantidade I é chamada de invariante de Lorentz, uma boa maneira de se entender tal conceito, segundo GRIFFITHS (2008) é imaginar a quantidade $r^2 = x^2 + y^2 + z^2$, a distância entre dois pontos no espaço que é invariante sobre rotações no referencial.

Poderia-se escrever a invariante acima na forma de um somatório, não fossem os sinais negativos após a coordenada temporal. Para contornar este fato, é introduzida uma métrica, $g_{\mu\nu}$, também chamada de métrica de Minkowski³⁴, onde seus elementos são representados na forma da matriz:

$$g = \begin{bmatrix} g_{00} & g_{01} & g_{02} & g_{03} \\ g_{10} & g_{11} & g_{12} & g_{13} \\ g_{20} & g_{21} & g_{22} & g_{23} \\ g_{30} & g_{31} & g_{32} & g_{33} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{bmatrix} ,$$

Onde, como nos itens anteriores, os índices variam de 0 a 3. Alguns autores utilizam a métrica com os sinais invertidos, onde a dimensão temporal é negativa e as três coordenadas de dimensão espacial são positivas, porém, segundo GRIFFITHS (2008, p.94) a maioria da comunidade de físicos que estudam partículas elementares utiliza a convenção acima.

Temos, portanto, que a invariante pode ser escrita na forma de uma soma dupla:

$$I = \sum_{\mu=0}^3 \sum_{\nu=0}^3 g_{\mu\nu} x^\nu x^\mu ,$$

ou simplesmente, de acordo com a convenção de soma:

$$I = g_{\mu\nu} x^\nu x^\mu .$$

Para uma simplificação ainda maior, definimos um quadri-vetor *covariante*, com índice embaixo, da seguinte forma:

$$x_\mu \equiv g_{\mu\nu} x^\nu ,$$

que, em termos simples, é o quadri-vetor original (com índice para cima, que se dá o nome de *contravariante*) porém com os sinais das coordenadas espaciais trocados, ou seja:

³⁴ Hermann Minkowski (1864-1909) foi um importante matemático alemão, que fez grandes contribuições a teoria da relatividade de Einstein em seu período inicial.

$$x_0 = x^0, \quad x_1 = -x^1, \quad x_2 = -x^2, \quad x_3 = -x^3 .$$

Finalmente, a invariante de Lorentz pode ser escrita de uma forma muito mais breve, a saber:

$$I = x_\mu x^\mu, \quad \text{ou} \quad I = x^\mu x_\mu ,$$

respeitando-se, claro, a convenção de soma de Einstein.

As regras acima valem para quaisquer quadri-vetores, ou seja, não só aqueles relacionados a posição. Portanto, dado um quadri-vetor qualquer a^μ , valem as regras:

$$\begin{aligned} a^{\mu'} &= \Lambda^{\mu'}_\nu a^\nu \\ a_\mu &= g_{\mu\nu} a^\nu \\ a^\mu &= g^{\mu\nu} a_\nu , \end{aligned}$$

Onde, nesta última passagem, $g^{\mu\nu}$ é, oficialmente, o elemento da matriz inversa de g , porém como g é sua própria inversa ($g \cdot g = 1$, onde 1 é a matriz identidade), para a métrica de Minkowski, $g_{\mu\nu} = g^{\mu\nu}$.

Portanto, o produto escalar entre dois quadri-vetores é sempre uma quantidade que é invariante sobre transformações de Lorentz, em outras palavras, possui sempre o mesmo valor quaisquer que sejam os referenciais inerciais. Tal produto pode ser escrito da forma:

$$a_\mu b^\mu = a^\mu b_\mu = a^0 b^0 - a^1 b^1 - a^2 b^2 - a^3 b^3 .$$

Mais ainda, é fácil perceber que o produto escalar entre dois quadri-vetores pode ser escrito ainda pela diferença

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

onde $\vec{a}$ e $\vec{b}$ são vetores no espaço (de três componentes) que estamos acostumados a lidar.

A notação vista acima é também muito utilizada no cálculo tensorial, onde um tensor tem seu ranque definido pelo número de índices que este traz consigo, porém tal desenvolvimento foge ao escopo do trabalho.