

O tortuoso caminho em direção a uma Teoria Quântica de Campos

Tradução adaptada de um capítulo do livro de **Andrew Pickering**¹

A **Teoria Quântica de Campos (TQC)** é exatamente o que o seu nome indica – uma versão da teoria clássica de campos construída sobre as bases da mecânica quântica. Quando as bases da mecânica quântica foram montadas na década de 1920, uma das primeiras aplicações da TQC foi numa adaptação realizada por Dirac da teoria de campo do eletromagnetismo desenvolvida por Maxwell. A teoria quântica das interações entre partículas carregadas – a eletrodinâmica quântica, ou QED, como ficou conhecida – teve sucesso na explicação de uma enorme gama de tópicos da física atômica. Seu sucesso contribuiu para a aceitação geral da própria mecânica quântica.

Mesmo com seu grande sucesso, a QED sofreu de uma doença teórica, cuja cura só foi encontrada ao final da década de 1940. Esta cura transformou a QED na teoria dinâmica mais poderosa e precisa já construída e foi a conquista teórica mais influente nos anos de formação da Física de Partículas no período pós-guerra. A doença e a cura da QED lançaram luz sobre uma série de problemas que existiam à época. Por este motivo, este texto se dedicará a esclarecer as bases que estruturam essa teoria e as tentativas de transposição realizadas para descrever as demais interações.

Começaremos fazendo um esboço dos procedimentos utilizados para realizar cálculos na QED a partir dos famosos Diagramas de Feynman. Isto fornecerá uma base para compreender a doença dos infinitos que acometeu a QED. Conheceremos em seguida a técnica de renormalização utilizada para contornar com sucesso o problema dos infinitos na QED e com isto contribuiu para um ainda maior reconhecimento da teoria. Verificaremos, no entanto, que a busca pela construção de uma teoria quântica de campos mais ampla tentou, de forma infrutífera, transportar este mesmo método para caracterizar interações nucleares fortes e fracas. Por fim, esclareceremos a origem das dificuldades enfrentadas na descrição e renormalização das teorias de campo das interações fortes e fracas e apontaremos para a necessidade de avaliar a natureza destas interações com mais detalhe.

Por razões que se tornarão evidentes ao longo do texto, a abordagem de construção de teorias quânticas de campo é tradicionalmente conhecida como abordagem *perturbativa* ou, de forma mais geral, como abordagem *lagrangeana*.

1. INTERAÇÕES ELETROMAGNÉTICAS E A ELETRODINÂMICA QUÂNTICA (QED)

A maneira mais tradicional de formular uma teoria quântica de campos é construindo a lagrangeana que descreve o campo que rege a interação. Em notação altamente esquemática, o lagrangeano da QED pode ser escrito como²:

$$\mathcal{L}(x) = \bar{\psi}(x)D\psi(x) + m\bar{\psi}(x)\psi(x) + [DA(x)]^2 + eA(x)\bar{\psi}(x)\psi(x)$$

Nesta equação $\mathcal{L}(x)$ é a denominada densidade lagrangeana, onde $\psi(x)$ e $\bar{\psi}(x)$ representam as funções de onda do elétron ou do pósitron, $A(x)$ representa o campo eletromagnético, D é um “operador” diferencial que, quando aplicado em $\psi(x)$ e $A(x)$, ficando como $D\psi(x)$ e $DA(x)$, representa a dinâmica do elétron ou pósitron e do campo eletromagnético associado a ele. Os fatores e and m representam a carga e a massa do elétron.

Assim como na eletrodinâmica clássica, todas a dinâmica das interações de partículas carregadas na QED são deriváveis da lagrangeana. Não entrarei nos detalhes matemáticos de tais deduções, mas certamente tentarei destacar alguns de seus aspectos fundamentais. O método mais simples de visualizar estes resultados é **diagramando a lagrangeana**. Num trabalho que rendeu a Richard Feynman o Prêmio Nobel de Física, cada termo da lagrangeana pode ser representado de forma ilustrativa como peça constitutiva de um Diagrama de Feynman. Os elementos do diagrama mostrados na Figura 1, quando combinados, reproduzem os mesmos resultados matemáticos obtidos de forma analítica com a abordagem de Julian Schwinger e Sin-Itiro Tomonaga, que também foram laureados com o prêmio Nobel de Física pelo desenvolvimento da QED.³

¹ Este texto foi produzido a partir de uma tradução com passagens adaptadas às necessidades das discussões realizadas na disciplina Física Moderna IIA. O texto original foi produzido pelo sociólogo, filósofo e historiador da ciência Andrew Pickering e faz parte do capítulo 3 “Quantum Field Theory” do livro “Constructing Quarks A Sociological History of Particle Physics”. A tradução foi realizada por Renan Milnitsky e o livro pode ser consultado em: <https://press.uchicago.edu/ucp/books/book/chicago/C/bo5951816.html>

² Esta é uma versão simplificada da lagrangeana. Suprimi os índices espaço-temporais e a estrutura matricial, além de ter sido pouco preciso na definição de fatores de fase e operadores diferenciais. Tendo em vista que nosso objetivo não é operar nenhum cálculo com este formalismo, mas sim extrair a imagem de mundo que esta equação representa, estas simplificações são irrelevantes para a discussão subsequente.

³ A obra *QED and Who Made It: Dyson, Feynman, Schwinger, and Tomonaga (1994)* escrita pelo historiador da ciência Silvan Schweber retrata os processos percorridos por cada um dos físicos na busca das bases da eletrodinâmica quântica.

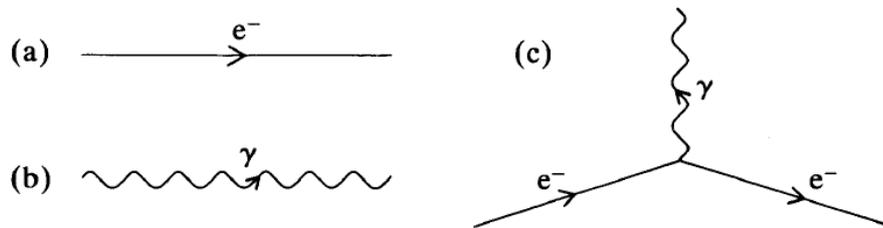


Figura 1 – Elementos básicos de Diagramas de Feynman na QED: (a) elétron se propagando pelo espaço; (b) fóton se propagando pelo espaço; (c) vértice de interação elétron-fóton. (Pickering, 1984)

O primeiro termo da lagrangeana $\bar{\psi}(x)D\psi(x)$ gera o primeiro elemento do diagrama representado na Figura 1a, que representa elétrons e pósitrons se movimentando livremente pelo espaço no sentido indicado pela seta. Se somente este termo for incluído na lagrangeana, ela representaria elétrons e pósitrons de massa zero. Quando o segundo termo $m\bar{\psi}(x)\psi(x)$ é adicionado, ele não afeta a estrutura do diagrama, mas agora associa ao elétron ou pósitron em movimento uma massa representada pelo autovalor m .

Assim como o primeiro termo $\bar{\psi}(x)D\psi(x)$, o terceiro termo $(DA)^2$ gera um diagrama que corresponde a uma partícula associada ao campo $A(x)$ que se movimento livremente pelo espaço. Como $A(x)$ representa o campo eletromagnético, este termo pode ser associado a um fóton, a quantização do campo eletromagnético, que possui um elemento no diagrama como o mostrado na Figura 1b. Note que este termo não vem acompanhado de um termo mA^2 como no elétron e pósitron, o que significa que o fóton não possui massa. A ausência de um termo de massa para o fóton surge do fato que o eletromagnetismo é uma força de longo alcance que atua em distâncias macroscópicas. De acordo com o Princípio da Incerteza e a proposta de Yukawa para as interações, a faixa sobre a qual as forças atuam é limitada pela massa da partícula responsável por elas, e apenas partículas de massa zero podem dar origem a forças apreciáveis ao longo de distâncias macroscópicas.

Se apenas os três primeiros termos forem incluídos na Lagrangeana, a QED é uma teoria perfeitamente solúvel: a dinâmica de qualquer coleção de elétrons, pósitrons e fótons pode ser descrita com exatidão – quaisquer uma destas partículas simplesmente se propagam livremente pelo espaço. O problema é que estes três termos, denominados como termos de “campo livre”, não nos permitem compreender um aspecto fundamental da teoria: as interações. São precisamente as interações entre as partículas que a Física de Partículas procura analisar e apenas com os três primeiros termos da lagrangeana da QED não conseguimos realizar esta tarefa.

É por este motivo que se faz necessário o quarto e último termo $eA(x)\bar{\psi}(x)\psi(x)$. Ao contrário dos três primeiros termos que são “bilineares”, contendo apenas termos duplos que representam elétrons/pósitrons ($\bar{\psi}\psi$) ou fótons ($\bar{A}A = A^2$), o quarto termo é “trilinear” e misto: contém dois campos associados a elétrons/pósitrons e mais um campo de fótons. A escrita mista $A(x)\bar{\psi}(x)\psi(x)$ sugere uma interação, ou mais precisamente, um acoplamento fundamental entre elétrons e fótons, conforme indicado pelo elemento do diagrama apresentado na Figura 3c. Este termo representa um vértice de interação elétron-fóton e vem acompanhado de uma constante que está associada a magnitude da interação: a carga do elétron e . A síntese matemática entre os termos da lagrangeana e os elementos do diagrama estão apresentados na Figura 2.

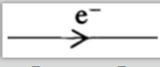
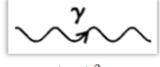
Elemento	Função matemática
<p>Electron propagator</p>  <p>$\bar{\psi}D\psi + m\bar{\psi}\psi$</p>	Dotar o elétron de massa e representar sua evolução espaço-temporal.
<p>Photon propagator</p>  <p>$(DA)^2$</p>	Representar a evolução espaço-temporal da quantização do campo eletromagnético: o fóton.
<p>Electron-photon vertex</p>  <p>$eA\bar{\psi}\psi$</p>	Representar vértice elétron-fóton, percebido como elemento fundamental para a quantização das interações eletromagnéticas.

Figura 2 – Relação entre elementos do diagrama e os termos matemáticos da lagrangeana. (Produzido por Renan Milnitsky).

A construção de diagramas contendo elementos com vértices, como os mostrados na Figura 3, tornam a QED numa teoria fisicamente interessante, uma vez que ela se torna capaz de descrever partículas em interação. Quando o lagrangeano completo é utilizado, a interação entre dois elétrons, também denominada espalhamento elétron-elétron, por exemplo, pode ser representada pela Figura 3a. Nela, dois elétrons (e^-) viajam da esquerda para a direita conforme indicado pelas setas; eles interagem e se espalham à medida que um fóton (γ) media a interação transportando a energia e momento entre eles.

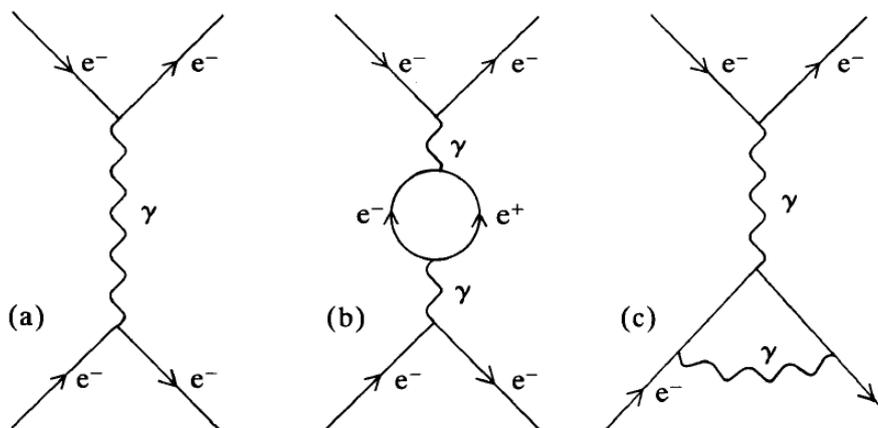


Figure 3 – Diagramas de Feynman representando diferentes ordens de perturbação do espalhamento elétron-elétron: (a) troca de fóton-único; (b) e (c) trocas mais complexas envolvendo fótons e produção de pares em forma de loop.

É possível associar uma expressão matemática bem definida ao diagrama da Figura 3(a) e ela reproduz muito bem as seções de choque medidas para o espalhamento elétron-elétron. Entretanto, na QED não há razão para que a Figura 3(a) sozinha leve a previsões exatas para as interações entre partículas carregadas. Em princípio, processos de complexidade muito maior poderiam intervir no processo de espalhamento. Por exemplo, o fóton trocado poderia produzir um par elétron-pósitron que posteriormente se aniquilaria emitindo outro fóton, como na Figura 3(b). É possível também que um dos elétrons poderia emitir um fóton no início e reabsorvê-lo no fim da interação, como na Figura 3(c).

Em geral, a troca de números arbitrariamente grande de fótons, elétrons e pósitrons pode contribuir para as interações eletromagnéticas. Isto está associado ao fato de que, em função do princípio da incerteza, a trajetória e a energia dos fótons na interação entre os dois elétrons não são bem definidas, havendo necessidade de considerar as variadas probabilidades de trajetórias e distribuições de momento e energia que contribuem para a ocorrência da interação. Note que este é um aspecto essencialmente quântico e que não é considerado ao descrever a ação do campo na eletrodinâmica clássica. Isto, no entanto, torna a teoria extremamente complexa do ponto de vista matemático, uma vez que interações mediadas pela troca de múltiplos fótons, ao invés de um único, precisam de ser levadas em conta na análise da interação. Por este motivo, até hoje, não obtivemos soluções exatas para as equações da QED, nem foi demonstrada rigorosamente a existência de tais soluções. Temos resultados que convergem, numa determinada ordem de aproximação, para valores que podemos medir experimentalmente. Apesar deste problema, a natureza das interações eletromagnéticas gera um consolo teórico que nos permitem contornar os problemas matemáticos das aproximações na QED.

Observamos acima que cada vértice da interação elétron-fóton nos diagramas da Figura 3 contribui na magnitude da interação com um fator e , que está associado a carga do elétron. Ao analisarmos magnitude global da interação representada na Figura 3a, que representa a possibilidade mais simples de interação entre dois elétrons, a magnitude da interação é dada por e^2 – existem dois vértices elétron-fóton, um para a emissão do fóton e outro para sua absorção e cada um deles contribui com um fator e . Este diagrama mais simples, que também é denominado como diagrama de primeira aproximação, representa exatamente a proporção da magnitude expressa pela Lei de Coulomb estudada na eletrodinâmica clássica, na qual a força é proporcional ao produto das cargas interagentes ($F \propto e^2$).

A magnitude das expressões das Figuras 3b e 3c, por outro lado, é e^4 , uma vez que existem dois fótons e quatro vértices, cada um deles contribui com um fator e . Da mesma forma, e, em geral, para n fótons, cada um contribuindo com $2n$ vértices, a magnitude da interação é de e^{2n} . Para cada linha de fótons adicionada a um diagrama, a magnitude da expressão associada muda por um fator de e^2 . Para fins de cálculo prático, isso é extremamente importante, pois e está associado aquilo que chamamos de constante de acoplamento das interações e , para o eletromagnetismo, e^2 vale aproximadamente $1/137$.

Por ser um valor menor que 1, os diversos diagramas de maior ordem de aproximação na QED (aqueles que possuem mais fótons mediando a interação) contribuem cada vez menos, tornando possível o cálculo de aproximações sensatas e sistemáticas sem a necessidade de recorrer a uma infinidade de diagramas. Desta forma, a contribuição dominante para o espalhamento elétron-elétron é dada pelo diagrama de troca de um fóton da Figura 3a – a aproximação de “primeira ordem”.

É importante notar que este fato de perda de relevância dos diagramas de ordens superiores apenas acontece pois o termo de primeira aproximação $e^2 \approx 1/137$ contribuirá muito mais para aproximação do que os demais, uma vez que os termos das ordens superiores serão sucessivamente menores que o primeiro em 137 vezes. Por exemplo, para dois fótons (4 vértices) temos $e^4 \approx (1/137)^2$, para três fótons (6 vértices) temos $e^6 \approx (1/137)^4$ e assim sucessivamente.

Com este fato, o teórico da QED pode conduzir cálculos e sentir-se confiante de que diagramas envolvendo mais fótons contribuirão menos que os primeiros. Na verdade, quando computamos os cálculos vemos que os diagramas envolvendo mais fótons são utilizados apenas para realizar pequenas correções ou “perturbações” relativas ao diagrama de primeira ordem, daí a surge a origem da nomenclatura **abordagem perturbativa** que comentamos no início do texto. Para maior precisão, o teórico pode calcular a aproximação de segunda ordem correspondente a diagramas envolvendo dois fótons, como os das Figuras 3b e 3c, e ainda assim sentir-se confiante de que os termos superiores que ele está omitindo serão pelo menos 137 vezes menores do que aqueles que ele está incluindo. O teórico ainda mais determinado pode ir para a aproximação de terceira ordem, calculando e somando os diagramas de três fótons, e assim por diante. Desta forma, aproximações cada vez mais precisas para previsões na QED podem ser desenvolvidas sistematicamente através da avaliação de termos de ordens superiores da perturbação, ou seja, considerando cada vez mais possibilidades de diagramas de Feynman que representem a interação.

Até aqui tudo parece ser bom demais para ser verdade: temos uma infinidade de diagramas que podem, mas não precisam, ser considerados, a não ser que busquemos pequenas correções para obter as propriedades desejadas com muito mais precisão. No entanto, esta abordagem perturbativa da QED gera um problema que precisa ser exposto, a tal doença teórica mencionada na introdução deste texto.

2. O PROBLEMA DOS INFINITOS E A RENORMALIZAÇÃO

Chegamos agora à doença da QED. Do ponto de vista do cálculo, existem duas diferenças importantes entre os diagramas (b) e (c) e o diagrama (a) da Figura 3. Por um lado, os diagramas (b) e (c) contêm dois fótons e contribuem, portanto, com um fator 137 vezes menor que o diagrama (a) (por uma questão de brevidade, de agora em diante falarei dos diagramas como equivalentes às expressões matemáticas que os expressam). Por outro, apesar de contribuírem menos, os diagramas (b) e (c) contêm **“loops fechados”** de partículas – o loop e^+e^- do diagrama (b) e o loop $e^-e^-\gamma$ do diagrama (c). Estes loops criam grandes dificuldades de computar os cálculos matemáticos. Isto ocorre porque, embora o fluxo total de energia e momento através de qualquer loop obedeça ao princípio de conservação, o princípio da incerteza afirma que maneira pela qual esse fluxo é compartilhado entre as partículas que fazem parte loop não é tão bem determinado assim. Isto significa que a energia e momento transportado pelos fótons virtuais do diagrama (b), por exemplo, pode ser partilhada entre o elétron e o pósitron de infinitas maneiras.

Para executar cálculos com o diagrama (b) isso precisa ser levado em conta, nos fazendo operar as infinitas possibilidades de distribuição de energias e momentos no loop. Como a energia e momento se conservam, em princípio, não deve haver nenhum problema em realizar essas somas a partir integrais matemáticas ao longo do intervalo que descreve a existência do loop.

O problema é que quando de fato executamos essas somas elas “divergem” – as integrais que deveriam computar a quantidade de energia e momento nestes loops são formalmente infinitas. Isto acontece com qualquer diagrama da QED que possui “loops” fechados, como (b) e (c) da Figura 3 e as várias outras possibilidades que podemos idealizar. Todos os diagramas mais complicados que aparecem em ordens mais altas de aproximação na QED são infinitos.

O agravante é que utilizamos estes diagramas para determinar grandezas físicas mensuráveis experimentalmente, como a seção de choque do espalhamento elétron-elétron, que manifestamente não devem ser infinitas. Este aspecto ficou reconhecido pela comunidade científica da época como a doença dos infinitos ou o problema dos infinitos na QED.

Como estes diagramas que possuem ordens superiores e acaba por contribuir muito pouco para a computação dos cálculos na QED, num primeiro momento os infinitos não causaram grandes problemas práticos para uma parte da

comunidade científica – para a maioria das aplicações os físicos podiam simplesmente se contentar com os diagramas de primeira ordem para QED e desconsiderar os diagramas de ordens superiores que contém os loops fechados.

Para outra parte da comunidade, ainda que os diagramas de primeira ordem fossem os mais relevantes para os cálculos, a divergência nas ordens superiores indicava a existência de um defeito estrutural da teoria que não poderia ser relevado. Como escreveu Steven Weinberg: “Ao longo da década de 1930, a sabedoria aceita era que a abordagem perturbativa não era de fato boa. Ela poderia ser útil aqui e ali como um paliativo, mas algo radicalmente novo deveria ser acrescentado para que ela como um todo fizesse sentido” (Weinberg, 1977).

O jogo muda para a QED em junho de 1947, quando uma conferência de quatro dias sobre os fundamentos da mecânica quântica foi realizada em Shelter Island, Nova York. O centro das atenções da conferência eram as recentes medições precisas da estrutura fina do átomo de hidrogênio feita por Willis Lamb e R.C. Retherford. Usando tecnologias de micro-ondas desenvolvidas durante a guerra, Lamb e Retherford descobriram que as energias dos dois primeiros estados excitados do hidrogênio, previstas como iguais por cálculos da QED de primeira ordem, diferiam um do outro em cerca de 0,4 partes por milhão. A Figura 4 apresenta a diferença entre os resultados computados pela QED de primeira ordem e o valor ligeiramente experimentalmente mensurado, enquanto a primeira não previa degenerescência entre os estados, a segunda revela a degenerescência entre os níveis.

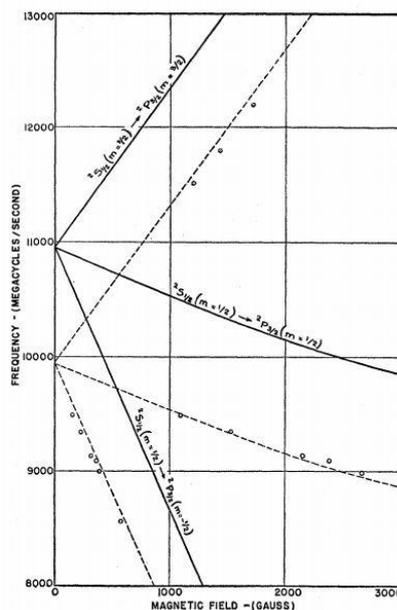


Figura 4 - Medida do Lamb-Shift. Note como o comportamento é o mesmo, mas com um deslocamento revelando discrepância entre teoria (linha sólida) e experimento (linha tracejada). (Fonte: Lamb e Retherford, 1947)

A medição do famoso “Lamb shift” apontava para efeitos que os infinitos desconsiderados pelos diagramas de ordens superiores deveriam exercer na determinação precisa de propriedades calculadas com o uso da QED – seria preciso voltar ao problema dos infinitos e encontrar uma cura para a divergência. A cura para a doença dos infinitos foi conduzida a partir do triunfo de um programa de “renormalização”.

Se calcularmos um processo eletromagnético considerando diagramas de altas ordens de aproximação, incluindo um número indefinido de “loops” fechados, descobriremos que todos estes diagramas revelam infinitos que tem origens em estruturas matemáticas semelhantes e que podem ser organizados em um pequeno número distinto de tipos.

Estas pequenas categorias de infinitos foram então interpretadas como contribuições que compõe a massa, a carga e outras de suas propriedades fundamentais do elétron. Se compreendermos que o elétron possui propriedades como massa e carga finitas e, ao final do cálculo, igualarmos as massa e cargas aparentemente infinitas aos seus valores medidos, chegaremos a resultado que mostram perfeito acordo com as evidências experimentais. Ainda que esta “renormalização” da teoria, propondo a incorporação dos infinitos na composição das constantes físicas, tenha parecido intuitivamente suspeita, ela imediatamente deu uma explicação quantitativa para as diferenças observadas no “Lamb-shift” e foi subsequentemente se fortalecendo cada vez mais.

Na renormalização da QED, o cálculo dos processos eletromagnéticos podiam agora ser realizados com ordens de aproximação elevadas considerando uma convergência dos infinitos para os valores experimentalmente obtidos e estas as operações sempre pareciam dar certo. Como Weinberg observou em 1977:

Por exemplo, atualmente o valor experimental do momento magnético do elétron é maior que o valor previsto por Dirac nas aproximações de primeira ordem em 1,15965241 partes por mil. A QED renormalizada fornece cálculos para este momento magnético com uma degenerescência de 1,15965234 partes por mil e incertezas de cerca de 0,00000020 e 0,00000031 partes por mil, respectivamente. A precisão do acordo entre teoria e experimento aqui só pode ser chamada de espetacular. (WEINBERG, 1977)

A ideia de renormalização havia sido sugerida antes da guerra por Weisskopf e Kramer, e foi levada a cabo no final da década de 1940 por Sin-Itiro Tomonaga e os seus colegas no Japão, e por Julian Schwinger e Richard Feynman nos EUA. Em 1949, o teórico britânico Freeman Dyson realizou a demonstração matemática da renormalizabilidade da QED para todas as ordens de aproximação e mostrou a equivalência entre as abordagens analíticas de Tomonaga e Schwinger com a diagramática de Feynman; esses três mais tarde compartilharam o Prêmio Nobel de Física por seus trabalhos no desenvolvimento da QED e de sua renormalização.

O procedimento de renormalização mais intuitivamente transparente foi o desenvolvido por Feynman. Sua abordagem utilizou os diagramas apresentados neste texto, que posteriormente ficaram conhecidos como “Diagramas de Feynman”. Ele derivou um conjunto de regras para associar uma expressão matemática a cada diagrama, e estas regras ficaram conhecidas como “Regras de Feynman”. As integrais divergentes tornaram-se “Integrais de Feynman”. A abordagem diagramática caracterizou grande parte do desenvolvimento subsequente da teoria quântica de campos. Como lembrou Schwinger em 1980: “Tal como o chip de silício atualmente, os diagramas de Feynman trouxeram os complexos cálculos da QED para as massas”.

O sucesso do programa de renormalização transformou a versão quantizada do eletromagnetismo de Maxwell num instrumento teórico capaz de descrever as interações eletromagnéticas com um grau de precisão e concordância com os experimentos como nunca se havia obtido anteriormente com nenhuma teoria quântica. Não surpreende, portanto, que no início da década de 1950 quase toda a comunidade teórica de Física de Partículas tenha tentado fazer uma transposição deste sucesso para alcançar uma compreensão das forças recentemente reveladas - as interações fracas, descrevendo os decaimentos, e fortes, descrevendo as interações nucleares. No entanto, os poucos infinitos que puderam ser removidos com sucesso na QED, se multiplicaram de forma insolúvel quando esta primeira transposição com as interações fortes e fracas tentou ser realizada. Para citar Weinberg novamente:

Durante alguns anos depois de 1949, o entusiasmo com teoria quântica de campos era muito elevado. Muitos teóricos esperavam que em breve isso levaria à compreensão de todos os fenômenos envolvendo partículas elementares e não apenas a dinâmica de fótons, elétrons e pósitrons. No entanto, não demorou muito para que houvesse um colapso na confiança – as ações na teoria quântica de campos despencaram na bolsa de valores da física e começou uma segunda depressão causada pela mesma doença dos infinitos, uma crise que duraria quase vinte anos. (WEINBERG, 1977)

A depressão durou até 1971, quando houve uma retomada no interesse a partir da introdução de uma nova classe particular de teorias quânticas de campos – as teorias de Gauge. Elas serão retomadas mais adiante em nossa história. No momento, precisamos esclarecer a questão: por que a abordagem da renormalização falhou ao tentar descrever as interações fortes e fracas? As abordagens da teoria quântica de campos para a interação fracas e fortes falharam por diferentes razões. Vamos examiná-las cada uma de cada vez.

3. AS INTERAÇÕES FRACAS

O decaimento β foi um dos principais temas da pesquisa sobre radioatividade nas primeiras décadas do século XX. Foi um fenômeno especialmente intrigante porque os elétrons eram emitidos em faixas de energia um tanto quanto intrigantes; seu espectro de energia era contínuo, em vez de discreto como esperado para transições que ocorrem em um sistema quantizados. Entre os proeminentes nomes da mecânica quântica a questão não era nada consensual. Bohr, Heisenberg e Pauli propuseram explicações radicais para esta observação: para Bohr havia problemas nos princípios de conservação; para Heisenberg havia elétrons orbitando no interior do núcleo atômico; a proposta de Pauli foi a vencedora.

Pauli sugeriu que no decaimento β eram emitidas duas partículas em vez de uma: o elétron era acompanhado de uma partícula eletricamente neutra que transportava energia excedente: o neutrino. Como o neutrino não era detectado, o espectro de energia verdadeiramente quantizado não aparecia experimentalmente dando lugar a um espectro contínuo de energia de elétrons.

O estudo do decaimento β é um divisor de águas para a Física de Partículas. Quando os mistérios da instabilidade e estabilidade dos núcleos atômicos eram debatidos no Solvay de 1933, o projeto epistemológico que se buscava era o de construir uma única teoria que explicasse ambos os fenômenos. No entanto, o acúmulo de proposições teóricas e evidências experimentais acumuladas ao longo dos anos que se seguiram, revelavam que ambos os fenômenos, decaimentos e interações nucleares, eram provocados por mecanismos completamente diferentes, mecanismos que hoje conhecemos como regidos pelas interações fortes (interações nucleares) e interações fracas (decaimentos radioativos).

Em 1934, Enrico Fermi formalizou a introdução de Pauli apresentando um mecanismo explicativo para o decaimento β , numa proposta que gerou o embrião do que hoje chamaríamos de teoria quântica das interações fracas. Fermi modelou sua teoria inspirado na abordagem perturbativa mais próxima da QED existente à sua época. No entanto, ao invés de descrever as interações como fruto da mediação promovida por fótons, ele percebe que a presença de elétrons/pósitrons e neutrinos são características estruturais dos decaimentos radioativos e constrói sua teoria a partir da criação de pares $\nu - e$, que mais adiante na história serão generalizados para pares $\nu - A$, uma vez que neutrinos são universalmente produzidos em decaimentos. Para além do decaimento β , essa estrutura de emissão acompanhada de neutrinos pôde ser percebida também na cadeia de decaimento das novas partículas novas estudadas ao longo dos anos 1930 e 1940, como é o caso dos píons $\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu$ e até mesmo de múons $\mu^\pm \rightarrow e^\pm + \nu_e + \nu_\mu$.

Se pensarmos de forma análoga à construção diagramas na QED, os diagramas do decaimento β podem ser representados como os mostrados na Figura 5.

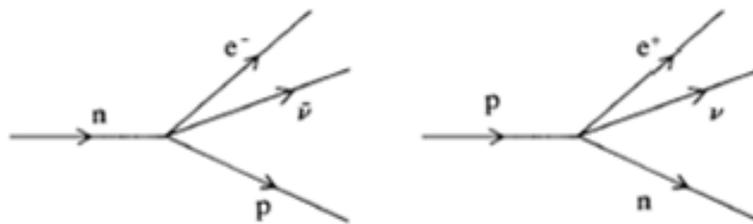


Figura 5 - Diagramas de Feynman dos decaimentos β^+ e β^- .

Note que neles não estão representados a ação de partículas mediadoras da interação, como fizemos com fótons para a interação eletromagnética. Segundo a relação entre alcance e força das interações propostas pela teoria de Yukawa e reiterada pelo princípio da incerteza, o fóton ter massa zero corresponderia a uma força de alcance infinito (como é necessário para representar os efeitos macroscópicos do eletromagnetismo). As interações fracas manifestadas por decaimentos, assim como as interações nucleares, devem ser de curto alcance. Se pensarmos no decaimento como uma ação que acontece pontualmente (uma vez que a partícula-mãe decai emitindo as partículas-filha no mesmo ponto do espaço), isso faria com que seu alcance deva ser nulo e o quantum das interações fracas deveria efetivamente ter uma massa infinita. Com isto os infinitos nas interações fracas aparecem antes mesmo de operar qualquer matemática com os diagramas, eles emergem já na própria tentativa de quantizar o campo das interações fracas, uma vez que a partícula que media a interação deve ter massa infinita para que o alcance seja nulo (pontual).

Uma das alternativas de Fermi foi propor, ao invés de uma interação entre partículas, a existência de uma interação corrente-corrente que, no caso do decaimento β , por exemplo, poderia ser descrito em termos de uma **corrente $n - p$** interagindo com uma **corrente $e - \nu$** , sem necessariamente realizar a troca de fótons virtuais.

Ao longo das décadas de 1950 e 1960, teoria das interações fracas foi, sob vários aspectos, bem-sucedida no que diz respeito a organizar uma ampla gama de dados sobre as interações fraca a partir do estudo do decaimento das partículas estranhas, como veremos mais adiante em nossa história. Neste momento, no entanto, cabe esclarecer que, apesar do esforço de conseguir organizar os decaimentos em termos de interações corrente-corrente, a tentativa de construir uma teoria quântica de campo para as interações fracas sofria com duas grandes deficiências teóricas. A primeira delas é que ela não era renormalizável como a QED.

Tal como no caso da QED, os diagramas do decaimento β mostrados na Figura 5 representam apenas o diagrama de primeira ordem de aproximação. Aproximações de ordem superior correspondem a diagramas mais complexos, nos quais aparecem circuitos fechados e integrais numericamente infinitas quando tentamos computar “loops fechados” contendo correntes $n - p$ ou $e - \nu$. Ao operar estes cálculos de forma análoga à QED, as interações corrente-corrente envolviam diferentes tipos de infinitos em níveis que se tornavam maiores quando maior fossem as ordens de da perturbação. Ao contrário do que foi feito na QED, esta multiplicação de infinitos não pôde ser eliminada através da

redefinição extraída de parâmetros experimentais e os cálculos de ordem superior pareciam, portanto, não fornecer qualquer sentido interpretativo. A este respeito, a teoria de campo das interações fracas sofria com a doença dos infinitos de uma forma que a QED jamais havia sofrido e este foi o primeiro obstáculo encontrado pelas tentativas de modelar as interações fracas de forma análoga ao que havia sido feito com o eletromagnetismo.

Uma resposta aos infinitos foi a mesma dada por muitos teóricos à época da QED: ignorar os termos de ordem superior e tentar utilizar apenas diagramas de primeira ordem para realizar estimativas de processos envolvendo decaimentos. Aplicando as regras de Feynman de modo análogo à QED, mas para duas correntes interagindo em um ponto no espaço, os cálculos revelavam que as seções de choque de interações fracas aumentavam em proporção direta com as energias do feixe. Isto gerou boas esperanças do ponto de vista experimental, pois um aumento na seção de choque com a energia favoreceria medidas mais precisas à medida que feixes de energia mais alta se tornassem disponíveis.

Por outro lado, era óbvio que a seção de choque não poderia aumentar infinitamente com a energia, do contrário isto violaria o “limite da unitariedade”, que diz a soma total das probabilidades de interação deve ser 1. Se houvesse um aumento sem limites na seção de choque das interações fracas, isto significaria que elas dominariam as interações em níveis de altas energias e nenhuma das demais interações (fracas e eletromagnéticas) deveriam ocorrer.

A verdadeira solução para resolver a “catástrofe da unidade” começou a ser realizada apenas no início da década de 1960 ao retomar uma proposta de estabelecer relações entre o alcance e as massas dos mediadores das interações e postular a existência de uma partícula mediadora das interações fracas com massa finita. Ela foi denominada como W^\pm em inspiração à força fraca ($W = \text{Weak}$), gerando diagramas do tipo mostrado na Figura 6. Um detalhamento desta passagem será debatido mais adiante em nossa história.

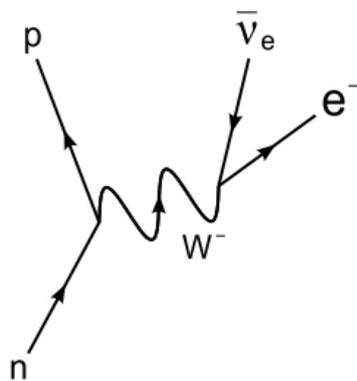


Figura 6 – Diagrama de Feynman de interações fracas mediadas pelas partículas W^\pm . O (Fonte: Pickering, 1983)

4. AS INTERAÇÕES FORTES

A teoria quântica de campos da interação fraca, apesar das suas manifestas deficiências teóricas, ofereceu um princípio organizador coerente para a investigação da interação fraca nas primeiras décadas da Física de Partículas. O mesmo não poderia ser dito das tentativas feitas de uma teoria de campo das interações fortes. Embora as falhas da teoria de Fermi fossem problemas de princípio, as teorias de campo para as interações fortes foram tiveram que ser amplamente reavaliadas, buscando aquilo que está verdadeiramente por trás das interações nucleares.

Uma versão prototípica da teoria quântica de campo das interações forte foi proposta por Yukawa em 1935. Assim como a teoria da interação fraca de Fermi, a de Yukawa foi explicitamente modelada numa analogia ao eletromagnetismo que inspirou a QED. Yukawa argumentou que, como a interação forte era uma força de curto alcance, ela deveria ser transportada por uma partícula de massa diferente de zero. Sabendo que dimensões nucleares típicas eram da ordem de 10^{-15} m, Yukawa sugeriu que isso corresponderia à existência de uma partícula com massa de cerca de 200 MeV. As propriedades de uma partícula adequada às características da proposta por Yukawa – o méson π – foram evidenciadas por experimentos envolvendo raios cósmicos ao final da década de 1940 e por um tempo isto gerou uma sensação de segurança bastante ilusória.

Os teóricos não encontraram dificuldade em escrever diagramas de primeira ordem para as interações fortes nas quais, por exemplo, os prótons e nêutrons interagem entre si através da troca de píons, como mostrado na Figura 7.

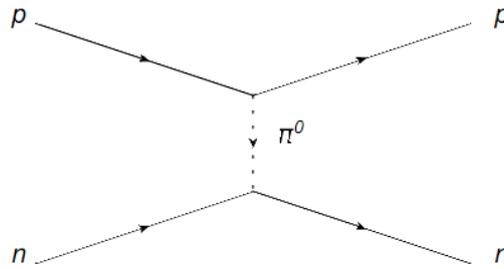


Figura 7 - Diagrama de Feynman de interações entre prótons e nêutrons mediados pelo méson π . (Pickering, 1983)

No momento que introduzimos os diagramas de ordens superiores é quando os problemas realmente aparecem. Nas interações fracas, os infinitos aparecem antes mesmo de construirmos os diagramas a partir da introdução de partículas mediadoras de massa infinita. Mesmo postulando uma solução de interações via corrente-corrente, os infinitos aparecem no interior dos loops e, ao contrário da QED, não há parâmetros que nos permitam conduzir uma renormalização.

O problema nas interações fortes aparece quando analisamos a relevância dos diagramas de ordens superiores. Quando avaliamos o caso da QED, o que nos permitiu dar os primeiros passos foi o fato de que as contribuições de diagramas de ordens superiores podem ser desconsideradas pelo fato de que a contribuição da constante de acoplamento eletromagnética decresce rapidamente para ordens superiores – os diagramas de primeira ordem são suficientes para uma primeira estimativa. Isto só acontece pelo fato de que a constante de acoplamento eletromagnética $1/137$ é um número menor que 1, de modo que perturbações superiores exercem uma influência 137 vezes menor do que a anterior. Acontece que as interações fortes levam este nome exatamente pela intensidade da interação expressa por sua constante de acoplamento. Se imaginarmos analogamente que, no diagrama da Figura 7, existem dois vértices ($n\pi^0n$ e $p\pi^0p$) e que cada um deles contribui com um fator g que corresponde a magnitude das interações fortes, o que os experimentos revelam que o fator g^2 era próximo de 15, um número maior do que 1.

Com isto, os diagramas sucessivamente mais complicados das interações forte teriam sua relevância crescendo exponencialmente na soma por um fator 15, em vez de diminuir por um fator de $1/137$ como no eletromagnetismo. Com isto, nas teorias de campo das interações fortes fazia pouco sentido confiar num termo de primeira ordem que fosse seguido por uma série infinita de “perturbações” de magnitudes cada vez maiores – primeiro porque o diagrama de primeira ordem contribuiria muito pouco para o cálculo e segundo porque a soma das contribuições superiores divergiria rapidamente para o infinito devido ao seu crescimento com g^{2n} . Para fazer qualquer tipo de previsão com tais teorias, era necessário primeiro encontrar uma forma de somar toda a série de perturbações em sua complexidade naturalmente infinita.

Infelizmente, quando olhamos para a época fica claro que eles não tinham ideia de como fazer isso e a abordagem da teoria de campo para a interação forte parecia, portanto, fadada ao fracasso antes mesmo de realizar qualquer previsão. Sobre este contexto, Steven Weinberg escreveu que: “É engraçado como a teoria dos mésons não nos relevou qualquer dificuldade em formular teorias quânticas dos campos nucleares - só que, tendo pensado em tal teoria, não havia maneira de usá-la para derivar quaisquer previsões quantitativas confiáveis para testar se era verdadeira”.

Assim como nas interações fracas, uma verdadeira abordagem para as interações fortes só foi possível com o advento de uma nova ideia: a de que talvez prótons e nêutrons não fossem partículas elementares e a de que o pión não fosse o mediador de suas interações a nível mais fundamental. Esta nova abordagem acontece com o advento da proposição de quarks e gluons e a discutiremos em um momento mais adiante de nossa história.