

ALGUNS ASPECTOS HISTÓRICOS DO EFEITO COMPTON

ANTONIO VIDIELLA BARRANCO

Instituto de Física, USP

INTRODUÇÃO

O efeito Compton é um fenômeno freqüentemente utilizado para demonstrar o caráter quântico da radiação eletromagnética. A sua manifestação ocorre quando radiação de alta freqüência (raios X e γ , por exemplo) incide sobre elétrons, ocasionando o espalhamento da mesma de uma maneira peculiar, como veremos a seguir, assim como o recuo dos elétrons. Atualmente a simplicidade da cinemática fóton-elétron e de como esta explica o deslocamento do comprimento de onda da radiação espalhada em relação à radiação incidente, é bastante familiar aos estudantes de física moderna. Este aspecto do efeito Compton comparece num bom número de livros-texto⁽¹⁾, e juntamente com o efeito fotoelétrico, é utilizado para evidenciar o caráter corpuscular da radiação. Em textos mais sofisticados⁽²⁾, versando sobre Mecânica Quântica Relativística e Teoria Quântica de Campos, o efeito Compton é utilizado como exemplo de aplicação plena do formalismo quântico, sendo com isto tratado satisfatoriamente em todos os seus aspectos^(*). Indubitavelmente constitui-se não apenas num problema de valor didático evidente, mas também faz parte de um capítulo importante da evolução da física, já que pertence a um conjunto de fenômenos (tais como as linhas espectrais atômicas e a radiação de corpo negro) que determinaram o fracasso da física clássica no domínio microscópico. Foram praticamente três décadas de interpretações e experimentos que gradativamente contribuíram para a compreensão do fenômeno, desde a descoberta dos raios X por Roentgen em 1895, até a dedução por Klein e Nishina da seção de choque de espalhamento da radiação eletromagnética por elétrons livres em 1929.

A seguir procurarei expor uma cronologia relativa ao efeito Compton, e exibirei, na medida do possível, as diferentes concepções

(*) Distribuição angular da radiação e dos elétrons espalhados e deslocamento da freqüência.

(principalmente as menos divulgadas) de algumas pessoas (particularmente de Arthur H. Compton) que dedicaram-se ao estudo dos raios X e de sua interação com a matéria. O desenvolvimento da maior parte destas idéias ocorreu no contexto da denominada Velha Teoria Quântica, e somente com o estabelecimento da Mecânica Quântica (e posteriormente da Teoria Quântica de Campos) foi possível obter uma explicação satisfatória para o fenômeno.

A DESCOBERTA DOS RAIOS X E SUBSEQUENTES INTERPRETAÇÕES DE SUA NATUREZA

Os raios X foram descobertos em 1895 por Roentgen através de experiências com tubos de raios catódicos, onde partículas carregadas colidindo com um anteparo produziam a desconhecida radiação com características incomuns. O próprio Roentgen verificou que aparentemente não ocorria reflexão, refração e nem polarização da mesma, o que induziu-o a imaginar que não se tratava de radiação eletromagnética usual (luz visível, ultravioleta, infravermelho). Propôs então, que os raios X recém descobertos eram *oscilações longitudinais do éter*. Dois anos depois, no entanto, surgiu uma interpretação, devida a Stokes e Wiechert compatível com a teoria eletromagnética de Maxwell. Eles propuseram que os raios X (Roentgen-strahlung para os cientistas de língua alemã da época) consistiam de *pulsos eletromagnéticos transversais* produzidos através da colisão de partículas carregadas com um anteparo. Mais tarde, em 1903, J.J. Thomson⁽³⁾ aperfeiçoou a teoria calculando pela primeira vez o que atualmente é denominado de seção de choque de Thomson⁽⁴⁾, ou seja, a razão entre a energia irradiada e a energia incidente (por unidade de área) quando ondas eletromagnéticas sofrem espalhamento por cargas livres. A seção de choque diferencial é dada por:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{Thomson}} = \frac{(1 + \cos^2 \theta)}{2} \left(\frac{e^2}{mc^2} \right)^2 \quad (1)$$

onde θ é o ângulo entre a direção do feixe primário e a direção do feixe secundário (espalhado). Assim, se os raios X consistiam realmente de pulsos eletromagnéticos transversais, deveriam apresentar um padrão de espalhamento dado pela expressão (1), quando incidentes sobre a matéria.

Somente em 1905, no entanto, surgiu uma evidência experimental à favor da teoria de Stokes-Thomson com a detecção da polarizabilidade dos raios X por Barkla⁽⁵⁾. Isto permitia a sua identificação

com as ondas transversais características da teoria eletromagnética de Maxwell, o que sem dúvida constituía-se numa situação mais confortável. Porém, a esta altura, começaram a surgir as primeiras controvérsias. Através do desenvolvimento das técnicas experimentais tornou-se possível a detecção de efeitos notáveis, tais como: alto poder de penetração na matéria, ausência de deflexão dos raios X quando submetidos a campos elétricos e magnéticos e a ejeção de elétrons quando incidentes sobre a matéria. Devo ressaltar que a radiação γ (descoberta em 1900 por Villard) produzida por elementos radioativos também provocou dificuldades quando tratou-se da determinação de sua natureza. Inicialmente não se cogitava se teriam alguma relação com os raios X. Apenas mais tarde concluiu-se que na realidade a radiação γ possuía a mesma natureza que os últimos, ou seja, tratava-se de radiação eletromagnética, só que com frequência maior. A ejeção de elétrons visivelmente não se enquadrava na teoria de pulsos eletromagnéticos, levando Bragg (1907)⁽⁶⁾ a sugerir que os raios X se constituíam de "pares neutros de partículas viajando com velocidade ainda indeterminada". Verificou-se então, uma divisão dos físicos basicamente em torno das hipóteses corpuscular e ondulatória. Nomes de calibre como Planck e Sommerfeld preferiam a interpretação ondulatória dos raios X, enquanto Stark, por exemplo, defendia a identificação dos mesmos com os "quanta de energia eletromagnética" introduzidos em 1905 por Einstein⁽⁷⁾ no seu tratamento do efeito fotoelétrico. Neste fenômeno verificava-se a ejeção de elétrons quando luz ultravioleta incide sobre metais sendo que a hipótese dos quanta de luz foi decisiva para sua explanação. Stark chegou inclusive a propor⁽⁸⁾ uma explicação para a produção dos raios X (quanta com momento linear definido, segundo ele) a partir de colisões de elétrons com constituintes da matéria. Nesta época (1909), todavia, não era clara a conexão entre fenômenos envolvendo os raios X e o efeito fotoelétrico e parece ter sido justamente Stark o primeiro que, influenciado pelo trabalho de Einstein tentou estabelecer esta conexão. No entanto seu trabalho é extremamente incompleto e não contribuiu significativamente para a compreensão do fenômeno. Curiosamente não se verificaram abordagens posteriores baseadas em quanta, até os trabalhos de Compton e Debye em 1923.

Essas discussões estimularam uma série de trabalhos experimentais [no período 1908-1914] que permitiram a obtenção de interessantes resultados. Observou-se um desvio (principalmente em experiências com raios γ) da seção de choque diferencial prevista pela teoria ondulatória de Thomson, que é dada por (1). A radiação espalhada no sentido do feixe primário ($\theta=0$) parecia ser mais intensa do

que a espalhada no sentido oposto ($\theta=\pi$), o que não é previsto pela expressão (1) simétrica em $\theta=0$ e $\theta=\pi$. Também observou-se que a radiação do feixe secundário era, em geral, menos penetrante do que a radiação do feixe primário. Posteriormente Compton verificou que este fato relacionava-se com o fato de que a frequência da radiação espalhada apresentava um desvio da frequência original do feixe primário em função do ângulo de espalhamento θ .

Em 1912 Laue descobriu a difração dos raios X, característica tipicamente ondulatória, o que certamente favoreceu os adeptos da teoria de pulsos eletromagnéticos.

Compton foi um dos físicos que iniciou cuidadosas experiências envolvendo os raios X (em 1916). Desde o início entretanto, a apresentou uma simpatia bem maior em relação à física clássica do que em relação à física quântica, pelo menos no que diz respeito aos fenômenos associados ao espalhamento dos raios X pela matéria. Iniciou então, uma sucessão de tentativas baseadas na Eletrodinâmica Clássica objetivando o esclarecimento dos resultados que aparentemente entravam em contradição com esta teoria. A primeira delas foi a concepção do modelo de elétron extenso, em 1917⁽⁹⁾. Segundo Compton, a assimetria da intensidade da radiação espalhada observada ocorreria quando ondas eletromagnéticas clássicas sofressem efeitos de difração ao colidirem com um elétron suficientemente extenso. No entanto, este modelo exibia dificuldades relacionadas com o cálculo da massa do elétron extenso, já que se considerava um objeto com um raio de cerca de 1/10 do diâmetro da órbita do átomo de Bohr com uma massa eletromagnética 2000 vezes menor do que a observada experimentalmente. A seguir imaginou um elétron fisicamente mais aceitável, isto é, com uma "densidade" maior, resultando então o modelo do elétron em forma de anel (1918). Ao mesmo tempo desenvolvia e efetuava meticolosos experimentos com o objetivo de testar suas teorias.

Em 1919 Compton viajou para a Inglaterra, e concluiu uma série de experiências (com raios X e radiação γ) cujos resultados convenceram-no a abandonar o modelo de elétron anelar. É interessante notar o comportamento de Compton nesses anos de estudos e experiências. A autonomia experimental era grande e seus conceitos teóricos encontravam-se basicamente dirigidos para a física clássica. Isto apesar da efervescência da física européia em torno da teoria quântica e de seus sucessos.

Einstein, como principal defensor da teoria dos quanta para a radiação eletromagnética publicou um engenhoso trabalho em 1917⁽¹⁰⁾, no qual além de deduzir a fórmula espectral de Planck de uma maneira diferente, concluiu que a radiação emitida ou absorvida (frequên

cia v) por átomos em equilíbrio com a mesma possuía caráter direcional e carregava um momento $h\nu/c$. Não obstante Compton prosseguiu apenas guiado pelos resultados de suas experiências e relutava em abandonar a hipótese ondulatória da radiação.

COMPTON, DEBYE E A TEORIA QUÂNTICA PARA A RADIAÇÃO

Retornando à América do Norte, Compton preparou mais uma série de experimentos que o levaram a concluir, em 1921, que a radiação espalhada em geral possui frequência menor (é menos penetrante, como já se observara) do que a radiação do feixe primário. Este fato notável que caracterizou profundamente o que veio a ser denominado de Efeito Compton, encontrava uma certa dificuldade de incorporação à teoria clássica de Stokes-Thomson, já que esta não previa uma mudança do comprimento de onda quando a radiação sofre espalhamento por cargas inicialmente em repouso. Isto foi de fundamental importância para que Compton fosse conduzido à elaboração de uma teoria quântica para o efeito. No entanto este processo foi gradativo. Inicialmente Compton não abraçou completamente os conceitos associados de energia e momento, utilizando apenas a conservação do momento linear. Sugeriu⁽¹¹⁾ então, que o elétron recebe da radiação incidente um quantum com momento $h\nu/c$, que lhe confere uma velocidade $v = h\nu/mc$ (onde m é a massa do elétron) na direção de propagação da radiação incidente. Em seguida, segundo Compton, este elétron irradiaria energia durante o movimento e com isso se verificaria uma modificação do comprimento de onda calculada até primeira ordem em v/c de acordo com o efeito Doppler clássico. Obteve com isso, um valor para o comprimento de onda da radiação espalhada a $\pi/2$ do feixe incidente, muito próximo do resultado experimental.

Compton começou a demonstrar, então, que uma teoria baseada em quanta de energia mostrava-se mais conveniente do que a teoria de pulsos eletromagnéticos, pois ao contrário desta última, tornava-se inclusive desnecessário especificar características da estrutura da partícula (como Compton tentou fazer nos modelos de elétron extenso e anelar) para reproduzir satisfatoriamente os resultados experimentais.

Em 1922 Compton já estava definitivamente convencido sobre a inadequação da teoria de pulsos de Stokes-Thomson e publicou o conhecido trabalho⁽¹²⁾ sobre a teoria quântica do efeito. É interessante ressaltar que neste artigo Compton não relacionou sua teoria com a teoria dos quanta de energia utilizada para explicar o efeito fotoelétrico e inclusive deixou de citar o trabalho de Einstein. Ou

tro aspecto importante a ser comentado é o caráter ainda híbrido do trabalho de Compton, utilizando ingredientes clássicos e quânticos.

Supôs, como já é bem conhecido, que é um fóton com frequência ν_0 (momento $h\nu_0$) incide sobre um elétron de maneira que ocorra conservação de momento e energia similarmente a um jogo de bilhar. Através de um cálculo simples, porém relativístico obteve a famosa fórmula para o deslocamento do comprimento de onda⁽¹²⁾:

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} = \frac{h\nu_0}{mc^2} (1 - \cos\theta) \quad (2)$$

onde θ é o ângulo entre o feixe primário e a direção na qual é observado o comprimento de onda $\lambda(\theta) = \lambda_0 + \Delta\lambda$. A obtenção desta expressão constitui-se na parte mais conhecida do trabalho de Compton e introduz decisivamente os elementos quânticos para o tratamento da radiação. Não obstante, para efetuar o cálculo da seção de choque de espalhamento da radiação, como veremos a seguir, Compton necessitou ainda lançar mão da física clássica. A existência dos elétrons que recuam mostrou-se ser de fundamental importância para o cálculo da seção de choque de espalhamento da radiação. Para tal, Compton supôs que os elétrons recuam e se comportam como um sistema irradiador de quanta de tal forma que no sistema de referência próprio a intensidade emitida fosse de acordo com a teoria de Thomson. Não foi difícil para Compton provar que com este elétron movendo-se à velocidade constante $\beta c = \frac{h\nu_0}{mc} / (1 + \frac{h\nu_0}{mc^2})$ (na direção de propagação do feixe primário) a aplicação do efeito Doppler clássico⁽¹³⁾ leva ao deslocamento do comprimento de onda representado por (2), dado que:

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} = \frac{\beta}{(1-\beta)} (1 - \cos\theta) = \frac{h\nu_0}{mc^2} (1 - \cos\theta) \quad (3)$$

Compton então raciocinou da seguinte maneira: A expressão (2) pode ser calculada através da cinemática fóton-elétron, assim como também aplicando o efeito Doppler à radiação espalhada por um elétron que se move com uma "velocidade efetiva" βc . Dessa forma a intensidade da radiação espalhada obtida pelos dois métodos (o primeiro quântico e o segundo clássico) também deveria ser a mesma. Calculou então a distribuição angular dos quanta emitidos por um elétron movendo-se a uma velocidade $\beta c = \alpha c / (1 + \alpha)$ com $\alpha = h\nu_0 / mc^2$, e obteve⁽¹²⁾:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{Compton}} = \frac{1}{2} \left(\frac{e^2}{mc^2}\right)^2 \left\{ \frac{1 + \cos^2\theta + 2\alpha(1+\alpha)(1-\cos\theta)^2}{[1 + \alpha(1-\cos\theta)]^5} \right\} \quad (4)$$

Para $\alpha \rightarrow 0$, temos que $\beta \rightarrow 0$, $h\nu_0/mc^2 \rightarrow 0$ e a expressão se reduz à seção de choque de Thomson [fórmula (1)] como era de se esperar.

A expressão (4) se encontra normalizada no sentido que esta coincide com a seção de Thomson em $\theta=0$. Para justificar a normalização, Compton baseou-se no fato de que não se espera um recuo do elétron quando o fóton é defletido em $\theta=0$. Assim, a seção de choque nesta direção teria que ser a fornecida pela teoria clássica, já que esta também não prevê nenhum recuo. O resultado (4) está num bom acordo com os dados experimentais.

Curiosamente, no mesmo ano de 1923, Debye⁽¹⁴⁾ publicou um trabalho sobre a teoria quântica do efeito, coincidente em muitos pontos com a teoria de Compton, que foi desenvolvida independentemente. Utilizando também a cinemática fóton-elétron, calculou não apenas o desvio do comprimento de onda [expressão (2)], como também a energia dos elétrons que recuam e a relação entre o ângulo de espalhamento θ do quantum emitido e o ângulo ϕ dos elétrons. A disposição dos ângulos é mostrada na figura abaixo, enquanto a sua relação é dada por:

$$\tan \phi = - \frac{1}{(1+\alpha) \tan(\theta/2)} \quad (5)$$

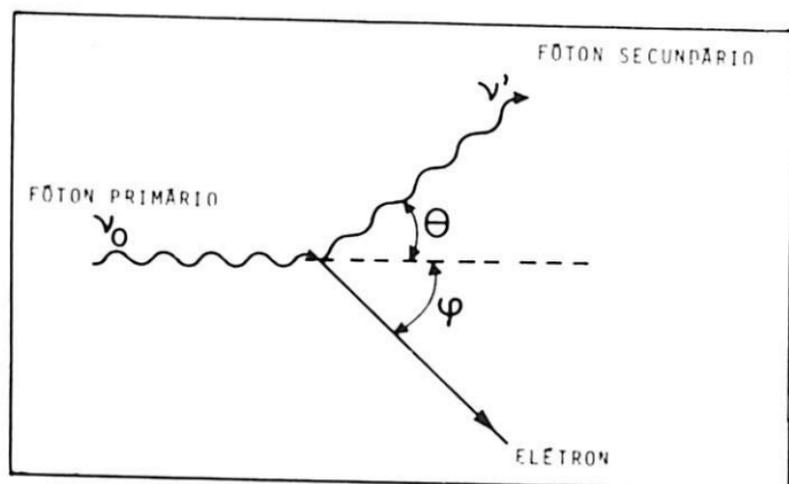


Fig. 1 - Representação pictórica do espalhamento de um quantum de radiação eletromagnética (fóton) por um elétron.

Debye concluiu então que os elétrons são sempre espalhados na direção dianteira ($0 \leq \phi \leq \pi/2$) enquanto os fótons o são em todas as direções ($0 \leq \theta \leq \pi$) resultado este que não ficou evidente no trabalho de Compton. Ao contrário de Compton, todavia, Debye⁽¹⁴⁾ referiu-se explicitamente ao artigo de Einstein sobre o efeito fotoelétrico, e identificou seus "quanta de energia" com aqueles introduzidos por Einstein.

É no entanto, no cálculo da seção de choque de espalhamento da radiação, que se verifica a diferença mais drástica entre os trabalhos de Compton e Debye. Debye invocou o princípio da correspondência de Bohr, no sentido em que no limite de longos comprimentos de onda a Eletrodinâmica Clássica deve ser válida e a seção de choque se reduz à expressão de Thomson (1). Assim, simplesmente modulou a seção clássica (1) com a razão entre as frequências da radiação espalhada e incidente dada por (2). Segundo Debye⁽¹⁴⁾ a seção de choque diferencial seria:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{Debye}} = \frac{1}{2} \left(\frac{e^2}{mc^2}\right)^2 \frac{1 + \cos^2 \theta}{1 + \alpha(1 - \cos \theta)} \quad (6)$$

Esta expressão, apesar de qualitativamente semelhante à fórmula de Compton (4), encontra-se mais distante dos dados experimentais⁽¹⁵⁾. A diferença entre as expressões de Thomson [eq.(1)], de Debye [eq.(6)] e de Compton [eq.(4)] pode ser apreciada na figura abaixo:

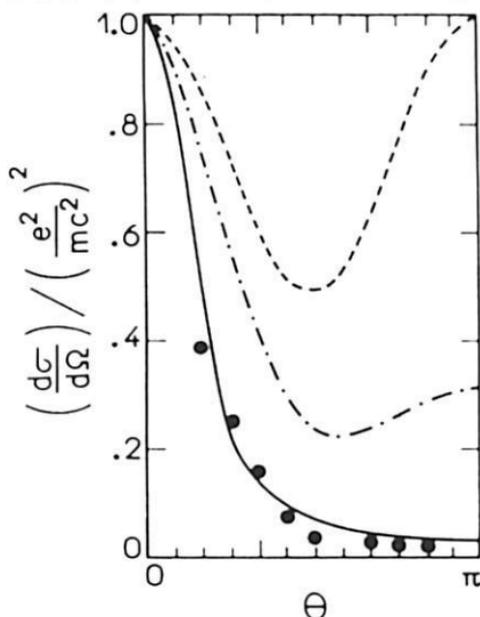


Fig. 2 - Comparação entre as seções de choque (em função do ângulo de espalhamento θ) segundo Thomson ----, Debye -.-.-, Compton — e os dados experimentais.

TEORIAS SEMICLÁSSICAS

Os trabalhos de Compton e Debye representaram o início de uma formulação quântica para o problema. Entretanto, logo após sua apresentação surgiu uma série de tentativas (por parte de físicos mais conservadores) de incorporar o efeito Compton na Eletrodinâmica Clássica. Todas as tentativas partiram do fato apontado primeiramente por Compton⁽¹²⁾ de que a radiação espalhada por um elétron se movendo na direção do feixe incidente sofre efeito Doppler duplo de tal forma que a mudança de comprimento de onda seja dada por (2). Essencialmente, apropriaram-se dos aspectos clássicos trabalho de Compton, evitando categoricamente o conceito de fóton.

Como exemplo dessas teorias podemos citar o cálculo de Woo⁽¹⁶⁾ (em 1925), no qual se obteve a seção de choque dada por (4) (anteriormente calculada por Compton), utilizando a Eletrodinâmica Clássica usual. Segundo Woo, ondas eletromagnéticas clássicas sofreriam espalhamento por um elétron movendo-se com velocidade $Bc = \alpha c / (1 + \alpha)$ na direção de propagação original das mesmas. No entanto o trabalho de Woo não esclareceu (através da física clássica) como ocorre o recuo dos elétrons, assim como também não justificou a normalização da seção de choque encontrada coincidente com a seção de Thomson em $\theta = 0$. O problema de como é efetuada esta normalização foi abordado no trabalho de Breit⁽¹⁵⁾ (em 1926). Segundo Breit, o comprimento de onda da radiação emitida [expressão (2)] pode ser escrito como uma média entre o comprimento de onda classicamente esperado (o comprimento da radiação incidente), ou seja, emitido por um elétron que não recua e o comprimento de onda da radiação emitida no estado final, (calculado através do efeito Doppler) por um elétron recuando com velocidade Bc . Utilizando este procedimento, Breit também calculou a intensidade da radiação emitida, obtendo com isto um resultado já normalizado para a seção de choque:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{Breit}} = \frac{1}{2} \left(\frac{e^2}{mc^2}\right)^2 \frac{1 + \cos^2\theta}{[1 + \alpha(1 - \cos\theta)]^3} \quad (7)$$

Breit tentou justificar o método baseando-se no fato de que a radiação na realidade interage com um sistema atômico e que portanto as regras da teoria de Bohr sobre transições atômicas possuem um paralelo aplicável de alguma maneira ao espalhamento Compton. Breit não chegou a comentar, no entanto, como deveria ocorrer o espalhamento Compton com elétrons livres.

Um interessante e controvertido trabalho é devido a Bohr,

Kramers e Slater⁽¹⁷⁾ (1924). Tratou-se de um artigo qualitativo (contendo apenas uma fórmula) que objetivou a elucidação do mecanismo de interação da radiação com a matéria, através da conciliação de duas situações aparentemente conflitantes, isto é, como radiação eletromagnética clássica variando continuamente interage com um sistema que apenas pode ocupar níveis discretos de energia (um átomo), de maneira que se verifique a conservação da energia. O ponto central da análise é o abandono das sagradas leis de conservação de energia e momento que passariam a valer apenas estatisticamente. Segundo os autores, a energia adquirida pelo elétron atômico é em média igual à energia absorvida da radiação, mas que sob o estímulo das ondas incidentes qualquer elétron pode subitamente "escapar" com alta velocidade sem qualquer perda de energia do sistema restante. Devo ressaltar que apesar da reação contrária ao conceito de fóton verificada nestas teorias, os elementos quânticos continuam presentes (daí o nome semiclássicas), principalmente nas abordagens de Breit e Bohr et al. Segundo estes autores os níveis discretos de energia característicos dos sistemas atômicos deteriam estes elementos.

As teorias semiclássicas ocasionaram discussões acaloradas que rapidamente foram apaziguadas pelas experiências conclusivas de Bothe e Geiger⁽¹⁸⁾ (em 1925) a respeito da correlação entre os elétrons que recuam devido à ação da radiação primária e os elétrons ejetados pela ação da radiação secundária. Observou-se⁽¹⁹⁾ traços de elétrons numa direção ϕ (veja figura 1) simultâneos com traços concentrados em torno de uma direção θ , de acordo com a equação (5). Isso evidentemente confirmou a teoria corpuscular de Compton, e rejeitou as teorias semiclássicas. Tudo indicava que o caminho proposto por Compton é o que deveria ser seguido.

MECÂNICA ONDULATÓRIA E MECÂNICA QUÂNTICA RELATIVÍSTICA

Apesar dos sucessos alcançados pelos modelos baseados na teoria quântica, era evidente (através do estudo do próprio efeito Compton) que não seria possível resolver satisfatoriamente os problemas sem antes atingir um formalismo quântico adequado.

No período 1924-1926, como é bem conhecido, os esforços de de Broglie e Schroedinger criaram uma versão ondulatória da teoria quântica. Até esta época as partículas como o elétron vinham sendo tratadas como corpúsculos massivos de carga elementar e. O comportamento ora ondulatório ora corpuscular da radiação eletromagnética inspirou de Broglie a questionar se não seria possível que objetos tradicionalmente considerados corpusculares exibissem característi-

cas ondulatórias. Surgiu então a Mecânica Ondulatória, que através da formulação de Schroedinger notabilizou-se rapidamente, em vista do alcance de suas previsões e relativa simplicidade. No ano de 1927 Schroedinger publicou um trabalho não muito conhecido⁽²⁰⁾ que continha uma abordagem diferente do efeito Compton. Considerou, para tal, que os elétrons são caracterizados por uma função de onda que é solução de uma equação do tipo Klein-Gordon^(*), ou seja, são objetos que obedecem a uma equação ondulatória quântica relativística. Para Schroedinger, no entanto, a radiação consistia de ondas eletromagnéticas clássicas que sofrem reflexão de Bragg em ondas estacionárias formadas pelos elétrons incidentes e emergentes no processo de espalhamento. Este tratamento semiclássico diferiu em muito das concepções de Compton e Debye, principalmente pelo fato de não invocar o fóton. É interessante ressaltar a diferença entre a abordagem de Schroedinger e de Bohr et al. Apesar dos dois tratamentos considerarem a radiação como sendo clássica, segundo Schroedinger o caráter quântico residia nas propriedades ondulatórias dos elétrons, enquanto segundo Bohr ocorria nos níveis de energia atômicos, ou seja, no átomo como um todo. Contudo Schroedinger não calculou as seções de choque de espalhamento da radiação e dos elétrons de recuo. O único resultado obtido por ele foi o deslocamento do comprimento de onda dado por (2). Foi necessário esperar uma formulação covariante adequada para a Mecânica Quântica, desenvolvida por Dirac em 1927. Dirac escreveu pela primeira vez uma equação invariante por transformações de Lorentz e que descrevia partículas de spin meio. Tornou-se possível, assim, tratar de maneira conveniente o efeito Compton, e em 1929 Klein e Nishina⁽²¹⁾ publicaram o trabalho com a famosa expressão para a seção de choque de espalhamento da radiação por elétrons livres.

A fórmula de Klein e Nishina muito se aproxima dos dados experimentais, e para feixes não polarizados é dada por:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{Klein-Nishina}} = \frac{1}{2} \left(\frac{e^2}{mc^2}\right)^2 \left\{ \frac{1 + \cos^2\theta}{[1 + \alpha(1 - \cos\theta)]^2} \right\} \times \left\{ 1 + \frac{\alpha^2(1 - \cos\theta)^2}{[1 + \cos^2\theta][1 + \alpha(1 - \cos\theta)]} \right\} \quad (8)$$

É interessante notar que a análise de Klein e Nishina é de

(*) Mais tarde verificou-se que esta equação não era adequada para descrever os elétrons.

certa maneira semiclássica, no sentido que os cálculos não foram realizados em segunda quantização, ou seja, efetuaram-se sem uma quantização explícita do campo eletromagnético. No entanto com o rápido estabelecimento da Eletrodinâmica Quântica, surgiu a primeira abordagem do efeito Compton nesse espírito, executada por Tamm⁽²²⁾ em 1930. Segundo a Eletrodinâmica Quântica, objetos com características ondulatórias e corpusculares que obedecem à equação de Dirac (elétrons), interagem com objetos também quânticos e duais que obedecem às equações de Maxwell (fótons), de maneira que através de um cálculo perturbativo é possível calcular com a ordem de aproximação desejada (pelo menos em princípio), a seção de choque para o espalhamento da radiação e dos elétrons. A conservação do quadri vetor energia-momento no processo, necessária para deduzir (2) acompanha naturalmente o formalismo.

Através da Eletrodinâmica Quântica foi possível esclarecer consistentemente o problema, ao mesmo tempo que os resultados obtidos concordavam com os experimentos numa precisão inigualável. O poderoso formalismo utilizado tornou possível também o cálculo das seções de choque para efeitos do tipo "Efeito Compton duplo"⁽²³⁾, com dois fótons (ao invés de um) no estado final. Sem dúvida alguma a Eletrodinâmica Quântica é a teoria física mais bem sucedida de todos os tempos, em vista da grande precisão de seus resultados (quando comparados com a experiência) e do seu poder de previsão.

A introdução da noção de quantização da radiação eletromagnética deveu-se a Einstein, que utilizou pela primeira vez o conceito de fóton para explicar o efeito fotoelétrico, em 1905. No entanto, somente depois de percorrer um caminho razoavelmente tortuoso, foi possível unificar a descrição dos fenômenos que envolviam a radiação ao longo de todo o seu espectro de frequências (englobando os raios X e γ). No início das pesquisas com raios X verificou-se uma certa dificuldade de identificação dos mesmos com formas já conhecidas de radiação eletromagnética. Não obstante, mesmo depois das evidências cada vez maiores a favor da teoria eletromagnética dos raios X, houve uma certa dificuldade para se atingir uma teoria quântica baseada em fótons.

Compton foi um físico que procurava encontrar soluções teóricas para os resultados dos experimentos de espalhamento de raios X (incluindo os seus próprios). Concentrou-se em seus programas experimentais, e efetuou um grande esforço para esgotar as possibilidades que a Eletrodinâmica Clássica oferecia para a explicação do espalhamento dos Raios X pela matéria. No entanto seus esforços experimentais levaram-no à obtenção de resultados, como o da variação do

comprimento de onda da radiação secundária [fórmula (2)], que o ajudaram a concluir que seria necessária uma teoria quântica para a radiação.

Por outro lado existia também a linha seguida por Bohr e Schroedinger, segundo a qual a matéria (sistemas atômicos e "partículas" massivas com comportamentos ondulatórios) conteria as características quânticas (incluindo a constante de Planck h), enquanto a radiação poderia ser tratada classicamente. Posteriormente, com o desenvolvimento da Mecânica Quântica e da Teoria Quântica de Campos, as concepções clássicas foram abandonadas, e tanto as "partículas" massivas quanto a radiação são tratadas na atualidade como objetos duais (partícula e onda) provavelmente bem diferentes daquilo que imaginaram Einstein, de Broglie e Compton na época que lançaram suas hipóteses.

Gostaria de agradecer ao Prof. Djalma M. Redondo por sugerir-me a execução do presente trabalho, ao Prof. Manoel Tiago F. da Cruz e a Marcelo N. Páez Carreño pelas leituras prévias e sugestões, ao Prof. Humberto de M. França por trazer a referência [3] a meu conhecimento, e à minha irmã pela revisão.

REFERÊNCIAS

- (1) S.I. Tomonaga, Quantum Mechanics, North Holland Publishing Company, 1962; D. Bohm, Quantum Theory, Prentice-Hall, Inc., 1951.
- (2) J.D. Bjorken and S.D. Drell, Relativistic Quantum Mechanics, McGraw-Hill Book Company, 1964; F. Mandl, Introduction to Quantum Field Theory, Interscience Publishers Inc., New York, 1959.
- (3) R.H. Stuewer, The Compton Effect, p. 3, Science History Publication, 1975.
- (4) L.D. Landau and E. Lifshitz, Teoria do Campo, p.287, Editora Mir, 1980.
- (5) Ref. (3), p. 4; C.G. Barkla, Phil. Trans. Roy. Soc. London 204, 467 (1905).
- (6) Ibid., p.7; W.H. Bragg, Phil. Mag. 14, 429 (1907).
- (7) A. Einstein, Ann. Phys. 17, 132 (1905). Traduzido para o inglês em D. ter Haar, "The Old Quantum Theory", Pergamon Press, 1967, p. 91.
- (8) Ref. (3), p. 32; J. Stark, Phys. Z. 10, 902 (1909).
- (9) Ibid., p. 96; A.H. Compton, Phys. Rev. 11, 330 (1930).
- (10) A. Einstein, Phys. Z. 18, 121 (1917). Traduzido em D. ter Haar, p. 167.

- (11) Ref. (3), p. 205.
- (12) A.H. Compton, Phys. Rev. 21, 483 (1923).
- (13) R. Kidd et al., Am. J. Phys. 53, 641 (1985).
- (14) P. Debye, Phys. Z. 24, 161 (1923).
- (15) G. Breit, Phys. Rev. 27, 362 (1926).
- (16) Y.H. Woo, Phys. Rev. 25, 444 (1925).
- (17) N. Bohr, Kramers and Slater, Phil. Mag. 47, 785 (1924).
- (18) W. Bothe and H. Geiger, Z. Phys. 32, 639 (1925).
- (19) A.H. Compton and S. Allisson, X Rays in Theory and Experiment, p. 222, Van Nostrand Company, 1935.
- (20) E. Schroedinger, Collected Papers on Wave Mechanics, New York - Chelsea, 1978; E. Schroedinger, Ann. Phys. 82, 257 (1927); J. Strnad, Eur. J. Phys. 7, 217 (1986).
- (21) O. Klein und Y. Nishina, Z. Phys. 52, 853 (1929).
- (22) I. Tamm, Z. Phys. 62, 545 (1930).
- (23) J.M. Jauch and F. Rohrlich, The Theory of Photons and Electrons, p. 235, Springer-Verlag, 1976.