



Faculdade de Ciências e Tecnologia da Universidade de Coimbra

Mestrado em Ensino da Física e da Química – 2005/2007

A abordagem da Física Moderna no ensino secundário
– as bases da Teoria Quântica e da estrutura atómica –

Maria do Rosário da Silva Duarte

Dezembro.2008

Faculdade de Ciências e Tecnologia da Universidade de Coimbra

Mestrado em Ensino da Física e da Química – 2005/2007

Dissertação de Mestrado

A abordagem da Física Moderna no ensino secundário
– as bases da Teoria Quântica e da estrutura atómica –

Autora: Maria do Rosário da Silva Duarte

Professora orientadora: Doutora Lucília Pires de Brito

Professora co-orientadora: Doutora Maria Helena Almeida Vieira Alberto

Dezembro.2008

Ao meu filho, Miguel Silva.

Agradeço às professoras orientadora e co-orientadora, pela transmissão da sua sabedoria, pelo apoio, incentivo e paciência demonstrados durante a realização desta tese.

Gostaria de deixar registado o meu agradecimento muito especial às minhas colegas de mestrado, Andreia Pais, Carla Sequeira, Liliana Dias, Margarida Barbosa, Rita Barros e Rosa Gonçalves, pelo companheirismo, pelo incentivo nos momentos mais difíceis e pelo trabalho desenvolvido em equipa ao longo do nosso primeiro ano de mestrado.

Resumo

Neste trabalho estudámos alguns temas de Física moderna que estiveram na base da Teoria Quântica. Seleccionámos um conjunto de assuntos relacionados com as novas ideias sobre a natureza da luz e com o conhecimento da estrutura atómica. Estes objectos de estudo são abordados nos actuais currículos do ensino secundário, nas disciplinas de *Física e Química A*, *Física e Química B* dos 10.º e 11.º anos e nas disciplinas de *Física* e de *Química* do 12.º ano.

O trabalho realizado centrou-se em dois aspectos complementares: por um lado, procurou-se compreender o contexto histórico em que decorreram algumas das descobertas mais marcantes na viragem do século XIX para o século XX e, por outro, investigar o papel desempenhado pelas experiências na construção da Física Quântica.

Foi consultada diversa bibliografia de modo a recolher a necessária informação histórica e foram realizadas, usando equipamento actual, algumas das experiências mais notáveis daquele período.

Nas conclusões finais procuramos sumariar os aspectos mais relevantes do trabalho e sobretudo apresentar sugestões para que ele possa servir de documento de consulta e instrumento de trabalho para professores e para alunos do ensino secundário e para alunos do ensino superior que realizem a sua formação vocacionada para o ensino da Física.

Abstract

In this work we have studied some topics in modern physics, which stand at the foundations of the Quantum Theory. We have chosen a collection of themes related to the new ideas about the nature of light and the atomic structure. These subjects are presently included in the Physics and Chemistry curricula for the students in the secondary schools.

We have developed this work in two complementary ways: we have aimed at an understanding of the historical context in the turning of the XIX to the XX century, in which some of the most important discoveries have occurred; on the other way, we also focussed on the role played by some well-known experiments in setting up the basis of Quantum Theory.

We have searched for the necessary historical information in some selected bibliography and used modern equipments to perform some of the most relevant experiments concerning the birth of modern physics.

In our conclusions we make a summary with the main aspects of this work and present some suggestions in order to make it useful for teachers and students of the secondary schools as well as for graduation students intending to get formation in teaching physics.

Índice

Capítulo 1 – Introdução	5
1.1 – Considerações gerais	5
1.2 – Motivação para este trabalho	7
1.2.1 – A importância da Física moderna na cultura científica do cidadão comum.....	7
1.2.2 Alguns estudos prévios, realizados antes da homologação do actual programa de Física do 12.º ano de escolaridade	9
1.2.3 – A Física moderna nos programas de ensino secundário.....	15
1.2.3.1 – Disciplina: Física e Química A – 10.º ano.....	16
1.2.3.2 – Disciplina: Física e Química B – 10.º ano.....	17
1.2.3.3 – Disciplina: Física – 12.º ano	18
1.2.3.4 – Disciplina: Química – 12.º ano.....	19
1.3 – Estrutura de dissertação	21
Capítulo 2 – Antecedentes da Física moderna.....	23
2.1 – A natureza da luz	23
2.1.1 – Velocidade de propagação da luz	29
2.1.2 – O espectro electromagnético	33
2.2 – A estrutura da matéria.....	36
2.3 – O desafio das novas descobertas	38
2.3.1 – W. Roentgen: o mistério dos raios X.....	40
2.3.2 – J. J. Thomson: o que são os raios catódicos?.....	49
2.3.2.1 – Determinação experimental da razão e/m	58
Objectivos.....	58
Descrição do dispositivo experimental.....	58
Fundamentos teóricos	60
Procedimento experimental	63
Observações.....	65
Registo de medidas	66
Cálculos efectuados	67
Análise dos resultados e conclusões.....	74
2.3.3 – H. Becquerel, Pierre e Marie Curie: o que vem de dentro da matéria?	77
Capítulo 3 – Experiências de Física moderna: as bases da Teoria Quântica e da estrutura atómica	83

3.1 – As dificuldades da teoria clássica da luz	83
3.1.1 – A proposta de Planck.....	85
3.1.2 – Einstein e o efeito fotoelétrico.....	91
3.1.3 – Determinação experimental da constante de Planck	97
3.1.3.1 – Descrição do dispositivo experimental.....	97
3.1.3.2 – Resultados experimentais e sua análise.....	101
3.2 – Uma nova visão da estrutura da matéria.....	107
3.2.1 – Os primeiros modelos atômicos	107
3.2.2 – A experiência de Rutherford	110
3.2.2.1 – Equipamento, resultados experimentais e sua análise.....	113
3.2.3 – O modelo de Bohr	121
3.3 – Testes às hipóteses de “quantificação”	126
3.3.1 – Os trabalhos de Millikan	126
3.3.2 – A experiência de Franck e Hertz	131
3.3.2.1 – Equipamento, resultados experimentais e sua análise.....	131
Experiência de Franck-Hertz com mercúrio.....	132
Resultados experimentais com o equipamento da experiência de Franck-Hertz com mercúrio.....	135
Experiência de Franck-Hertz com néon	135
Resultados experimentais com o equipamento da experiência de Franck-Hertz com néon	137
3.3.2.3 – O resultado inesperado da experiência de Stern e Gerlach	139
Capítulo 4 – Ondas e/ou partículas?	143
4.1 – O efeito de Compton	143
4.2 – A proposta de Louis de Broglie.....	145
4.3 – Experiências de Davisson e Germer e de G. Thomson	146
4.4 – Experiência de difração de electrões	150
4.5 – “Ver à luz de electrões”	157
Capítulo 5 – Conclusões finais e sugestões.....	161
Bibliografia.....	163
Anexo A – Objectivos de aprendizagem dos conteúdos programáticos incluídos nos programas curriculares de <i>Física e Química A</i> e <i>Física e Química B</i> do 10.º ano e das disciplinas <i>Física e Química</i> , ambas do 12.º ano, que contemplam conteúdos de Física do final do séc. XIX e do séc XX	i

A1 – Disciplina: Física e Química A – 10.º ano.....	i
A2 – Disciplina: Física e Química B – 10.º ano.....	iv
A3 – Disciplina: Física – 12.º ano.....	iv
A4 – Disciplina: Química – 12.º ano.....	vii

Capítulo 1 – Introdução

1.1 – Considerações gerais

Este trabalho escrito foi desenvolvido com o principal objectivo de contextualizar historicamente algumas concepções sobre a natureza da luz e a estrutura da matéria, bem como a sua confirmação experimental e também como instrumento de trabalho para professores e estudantes, que se interessem por conhecer *as origens* da tecnologia que lhes proporciona, a tão desejada, qualidade de vida.

“A Física como Ciência, constrói-se através de conhecimentos básicos fundamentais, mas evolui e desenvolve-se ao longo dos tempos. Como tal o ensino desta Ciência tem também que evoluir, para que possa haver uma interligação entre o mundo científico real e aquele que se ensina nos diferentes níveis de ensino.

A Ciência ao evoluir leva a novas descobertas, novas teorias e são estas que despertam maior curiosidade científica nos alunos, porque são as mais divulgadas através dos meios de comunicação social, com os quais os alunos contactam diariamente” (Rego, 2004, p.13).

Com a nova reforma do ensino secundário, implementada no ano lectivo 2002-2003, com início no 10.º ano de escolaridade, alguns objectos de estudo do âmbito da Física Moderna já fazem parte do programa do 10.º ano de Física e Química A e B¹ e do 12.º ano de Física^{2,3}. “No entanto devido à extensão dos programas estes muitas vezes não são leccionados. Na maioria das escolas continua a ser dada especial ênfase aos conteúdos da Física Clássica, ignorando-se os conteúdos da Física Moderna (mesmo quando estes são mencionados nos programas)” (Rego, 2004, p.13).

Um dos objectivos deste trabalho é despertar o interesse dos alunos pela Física como Ciência experimental, mostrar que a ciência não é estática e que se encontra em permanente evolução, que o progresso da ciência é frequentemente sinuoso, com numerosas contradições e pistas falsas

¹ Entraram em vigor nos anos lectivos 2003-2004 e 2004-2005, respectivamente.

² Entrou em vigor no ano lectivo 2005-2006.

³ Na anterior reforma do ensino, implementada no ano lectivo 1992-1993, alguns assuntos do âmbito da Física Moderna eram abordados no 9.º ano na área de Química (onde de três temas opcionais, um teria de ser obrigatoriamente leccionado; um desses três intitulava-se “Radiação e Ambiente”) e no 12.º ano de Química (Unidade 1 – Progredindo na estrutura de átomos e moléculas).

e que as teorias e os trabalhos experimentais que hoje encaramos como absolutamente correctos foram noutras épocas propostas, por vezes relutantemente aceites e poderão no futuro ser questionados e reformulados.

O presente trabalho incide sobre a área denominada de “Física Moderna” e desenvolve-se em algumas vertentes que passam por visitar/aprofundar aspectos teóricos, apresentar uma descrição de algumas das experiências que foram fundamentais para o nascimento da Física Moderna e conhecimento da estrutura atómica.

Nos últimos anos do séc. XIX e nas primeiras décadas do séc. XX, físicos e químicos foram confrontados com diversas experiências cuja interpretação não era fácil nos quadros do pensamento então vigentes. Recorde-se, por exemplo, a experiência de Michelson e Morley ou a experiência de Rutherford. Outras vezes as experiências foram concebidas e realizadas para averiguar da validade de determinadas propostas.

Para além de se pretender realizar algumas dessas experiências no Departamento de Física da Faculdade de Ciências e Tecnologia da Universidade de Coimbra, também é nosso objectivo reunir um conjunto de informações que contribuam para motivar os professores e alunos a realizar visitas a exposições (tomando como exemplos exposições já realizadas, tais como a exposição “À luz de Einstein”, e outras de carácter permanente, tais como as existentes nos Museus da Ciência) e a laboratórios onde possam realizar estas experiências, usufruindo naturalmente de aspectos lúdicos, mas aumentando também os seus conhecimentos e o seu interesse pela evolução da ciência.

O equipamento envolvido nalgumas destas experiências é bastante oneroso para poder facilmente ser adquirido pela generalidade das escolas secundárias. Por outro lado muitos dos professores do ensino secundário poderão não ter realizado estas experiências durante a sua formação académica ou nem sequer ter acedido à sua descrição pormenorizada, de modo a compreender o papel que desempenharam no desenvolvimento da ciência.

Embora os programas curriculares actualmente em vigor disponibilizem uma bibliografia diversificada, bem como a indicação de outros recursos de apoio a professores e alunos (Martins, 2001; Fiolhais, 2004), deve reconhecer-se que existem diversos factores que podem limitar o acesso a esses meios. As condições de trabalho de alguns professores (locais de trabalho distantes das Universidades, dificuldade em encontrar algum tempo para a sua formação contínua, uma vez que parte do tempo relativo à sua componente não-lectiva, que se destina a trabalho individual, também é utilizada em trabalhos a realizar na escola), a baixa motivação ou as lacunas da sua formação podem ser algumas das razões que levam os professores a mover-se dentro dos limites traçados pelos manuais escolares.

1.2 – Motivação para este trabalho

O mais importante, e que foi sempre o suporte vital para a elaboração deste trabalho escrito, foi o facto de acreditar que estando reunida, num só trabalho escrito, a informação tanto histórica como a base experimental/laboratorial de alguns dos conteúdos programáticos das disciplinas da área da Física e da Química no âmbito do estudo da Teoria Quântica e da estrutura atómica, o trabalho individual dos professores do terceiro ciclo do ensino básico e do secundário estaria facilitado, quer ao nível da compreensão de conceitos, quer ao nível do enquadramento histórico e evidências experimentais que comprovaram tantos dos conceitos e leis que se ensinam aos nossos jovens.

1.2.1 – A importância da Física moderna na cultura científica do cidadão comum

Muitas opiniões podem ser recolhidas, na literatura, sobre a inclusão de tópicos de Física Moderna no ensino secundário. Num artigo recente, F. Pena (2006) regista as razões apresentadas por diversos investigadores, que se manifestaram a favor dessa inclusão, a saber:

- só se compreende o funcionamento de alguns aparelhos, artefactos e fenómenos quotidianos se forem utilizados alguns conceitos estabelecidos a partir do séc. XX (Terrazzan, referido em Pena, 2006, p. 1);
- permite despertar a curiosidade dos estudantes e ajudá-los a reconhecer a Física como um empreendimento humano e, portanto, mais próxima dos estudantes;
- estabelece o contacto dos alunos com as ideias revolucionárias que mudaram totalmente a ciência do séc. XX;
- contribui para atrair jovens para a carreira científica (Ostermann, idem);
- é imprescindível, ao estudante, conhecer os fundamentos da actual tecnologia, uma vez que esta actua na sua vida e definirá o seu futuro profissional; deve ser efectuada uma ponte entre a Física da sala de aula e a Física do quotidiano, na utilização de computadores, mostradores de cristal líquido, leitores ópticos, impressora laser, portas e torneiras automáticas, aparelhos de controle remoto, laser na Medicina, fibras ópticas, etc (Valadares e Moreira, idem);
- é necessário contemplar o desenvolvimento da Física Moderna, pois é esta física que explica fenómenos que a Física Clássica não explica, apresenta uma nova visão do mundo, responde às novas necessidades que surgem no dia-a-dia, que se tornam cada vez mais básicas para o Homem, e influencia outras formas do saber humano (Pinto e Zanetic, idem);
- a abordagem de assuntos que os jovens lêem em revistas de divulgação, em jornais ou na *Internet* pode contribuir para minimizar a desactualização curricular e a desmotivação dos

alunos devido às abordagens excessivamente formalistas da Física Clássica (Ostermann e Cavalcanti, *idem*).

A Física é uma ciência com uma elevada importância social, tem gerado novas soluções para promover a qualidade de vida e desenvolvimento da sociedade (Eiró e Ferreira, 2005, p. 16). O cidadão comum deveria reconhecer “que a Física:

- fornece uma base indispensável para o desenvolvimento do nosso conhecimento da natureza;
 - tem sido e continua a ser uma poderosa mola propulsora do desenvolvimento científico e tecnológico, estando na origem da invenção de muitas técnicas que são úteis no nosso quotidiano;
 - promove o bem estar da humanidade, constituindo uma esperança para resolver alguns dos maiores problemas com que actualmente nos defrontamos e para evitar os riscos inerentes à aplicação ilimitada das técnicas de base científica;
 - permite visões integradoras do comportamento da Natureza, dos humanos e das sociedades, podendo as competências adquiridas com o estudo e aplicação da Física e das Ciências Físicas ser aplicadas em muitos outros domínios de actividade;
 - é uma pedra angular da cultura do nosso tempo, que não pode ser arredada nem substituída.”
- (Urbano, 2004, pp. 3-4)

Nos dias de hoje, a Física desempenha um papel cada vez mais importante na investigação multidisciplinar. Os trabalhos de investigação que levaram ao conhecimento (descoberta) da constituição da matéria constituem um dos percursos mais fascinantes no âmbito da Física Moderna; foram descobertas as forças entre os constituintes da matéria e as leis que governam ao nível microscópico o comportamento dos sistemas que são o objecto de estudo das Ciências Físicas e Biológicas (*idem*, p. 6).

No nosso dia-a-dia existe um imenso conjunto de actividades em que para as desempenharmos usamos aparelhos e instrumentos que são fruto da Física Moderna; acordar ao som de um relógio despertador digital, utilizar um computador portátil, comunicar com o auxílio de um telemóvel, ouvir um CD ou fotografar com uma câmara digital são algumas das actividades mais comuns; todas estas actividades só são possíveis graças à Mecânica Quântica, que é a base de toda a electrónica moderna – e, sem exagero, da era tecnológica em que vivemos. Tal como nos organismos vivos a *peça* elementar é o carbono, na electrónica é o silício (*seu vizinho*, da mesma família na Tabela Periódica), que está no *coração* de cada circuito integrado ou *microchip*, sob a forma de microscópicos arranjos de semicondutores. Nestes dispositivos, o fluxo de electrões (ou

seja, a corrente eléctrica) é controlado através de uma tensão externa. Diferentes arranjos dão origem a diferentes componentes tais como o díodo, o transístor, ou o *led* (díodo emissor de luz). Estes componentes podem ser manipulados a uma escala muito reduzida, miniaturizada – microelectrónica – pelo que se podem construir *chips* de tamanho reduzido contendo milhares de transístores, capazes de realizar complexas operações lógicas e matemáticas e que, graças a eles, a sociedade científica dispõe de super-computadores que permitem implementar complexos modelos matemáticos e auxiliar o Homem, por exemplo, a gerar modelos para a previsão meteorológica e previsão do comportamento de tornados, por forma a evitar catástrofes (Figueira, 2005, p. 73). A utilização das diferentes propriedades da radiação em todo o espectro electromagnético, permite ao Homem, por exemplo, ouvir rádio, aceder a uma rede informática sem fios (*wireless*), comunicar por telemóvel, fechar as portas de um carro com o auxílio de uma chave com controlo remoto, usar um telecomando para mudar o canal de televisão, bem como cozinhar com o forno microondas. A Física Quântica permitiu a construção de muitos dos instrumentos que utilizamos no nosso dia-a-dia, desenvolvimentos notáveis na área da saúde e avanços na evolução e construção do nosso conhecimento sobre o Universo.

Ao nível dos nossos documentos de identificação, a Física também está presente, promovendo a segurança ao nível de falsificações. A existência de hologramas – imagens coloridas e aparentemente tridimensionais, que se movem com o ângulo de visão – é um factor de segurança, uma vez que a sua cópia é praticamente impossível, atendendo à forma como foram produzidos⁴.

Resumidamente, a Mecânica Quântica está na base de toda a electrónica moderna e da era tecnológica em que vivemos.

1.2.2 Alguns estudos prévios, realizados antes da homologação do actual programa de Física do 12.º ano de escolaridade

Em Abril de 1986, em Ilinóis, realizou-se uma conferência sobre o ensino da Física Moderna (Ostermann e Moreira, 2000, p. 391); o objectivo desta conferência era promover o ensino de tópicos de investigação em Física, em particular de física de partículas e cosmologia, nas escolas secundárias e nas disciplinas de Física Geral nas Universidades (Aubrecht, referido em Ostermann e Moreira, 2000, p. 391). Muitas foram as razões referidas para que se procedesse a

⁴ Os hologramas são produzidos através de um processo que começa com a aquisição de um padrão de interferência da luz reflectida pelos objectos holografados e pela sua fixação num suporte.

uma actualização dos currículos; Ostermann e Moreira (2000, p. 391-392) destacaram as seguintes:

- Despertar a curiosidade dos alunos e ajudá-los a reconhecer a Física como um empreendimento humano.
- Os estudantes não têm contacto com a Física actual, pois o que se ensina não passa de 1900; não têm conhecimento das revoluções que têm sido responsáveis pela evolução da ciência.
- É necessário motivar os jovens para a carreira científica. São eles os futuros professores e investigadores em Física. A Física moderna e contemporânea é a que mais pode influenciar os estudantes a escolher a Física como carreira profissional.
- Os estudantes ouvem falar de temas tais como buracos negros e *Big Bang* na televisão ou em filmes de ficção científica, mas não nas aulas de Física.
- A Física moderna e contemporânea é considerada difícil e abstracta; contudo, os investigadores em ensino da Física têm mostrado que a Física Clássica também é difícil e abstracta para os alunos, que apresentam sérias dificuldades de conceptualização.
- O ensino de temas actuais da Física pode contribuir para transmitir aos alunos uma visão mais correcta desta ciência e da natureza do trabalho científico.

Ostermann e Moreira (idem, p. 392), consideram que apesar de todos estes argumentos que vão surgindo, muito pouco é apresentado na literatura sobre a forma de abordagem dos temas de Física Moderna no ensino secundário. De uma forma geral, referem a existência de três vertentes mais representativas de propostas de abordagem metodológicas para introduzir a Física Moderna no ensino:

- a exploração dos limites dos modelos clássicos,
- a não utilização de referências a modelos clássicos e
- a escolha de tópicos essenciais.

O que estes autores retiraram da literatura foi o seguinte:

- Em relação a como introduzir os tópicos da Física moderna e contemporânea em cursos introdutórios de Física, é que há divergências em relação ao caminho que se deve seguir e que são poucos os estudos efectuados nesta área. Em particular, o papel das analogias clássicas, a ênfase ou não nos pré-requisitos, o enfoque histórico ou lógico são os pontos em que há muita discordância.

- Em relação aos tópicos a abordar, verifica-se uma concentração nos seguintes tópicos: relatividade, partículas elementares e Mecânica Quântica. Este é o assunto mais discutido na

literatura, quando comparado com os aspectos metodológicos, epistemológicos, históricos, currículos e propostas avaliadas em sala de aula.

Quanto a este último assunto, Ostermann e Moreira (idem, p. 393), referem a elaboração de um estudo que envolveu uma técnica desenvolvida com o objectivo de resolver problemas que exijam opiniões de grupos de pessoas («*Estudio Delphi*»): é uma técnica que procura o consenso por aproximações sucessivas. A lista⁵ consensual de tópicos resultantes deste processo, foi a seguinte: efeito fotoeléctrico, átomo de Bohr, leis da conservação, radioactividade, forças fundamentais, dualidade partícula-onda, fissão e fusão nucleares, origem do Universo, metais e isoladores, semi-condutores, *lasers*, supercondutores, partículas elementares, relatividade de Einstein, *Big Bang*, estrutura molecular, fibras ópticas.

De seguida, prepararam professores para leccionar esses conteúdos, considerando que a actualização curricular em Física passa necessariamente pela actualização de professores – fase crucial do processo de actualização curricular – e por uma predisposição para a mudança. Também consideram importante a preparação prévia de recursos didácticos para poderem ser utilizados tanto pelos professores como pelos alunos. Procederam à implementação, em sala de aula, desses tópicos de Física Moderna; observaram e ficaram convencidos que os alunos podem aprender, de forma significativa, esses assuntos. Consideram que é um erro pensar-se que os alunos não têm capacidade (de abstracção, por exemplo) para aprenderem esses tópicos. Contudo, como, no ensino, a gestão do tempo é um factor importante, estes investigadores defenderam a actualização do currículo de Física no ensino secundário através da incorporação de tópicos modernos e contemporâneos e a exclusão de tópicos clássicos; Ostermann e Moreira (idem, p. 400) afirmam “*Naturalmente, la inclusión de temas nuevos y motivadores en el currículo de física en secundaria no debe implicar un aumento en la extensión de ese currículo. Hay que sacar temas, hay que cambiar objetivos. Los alumnos pueden interesarse mucho más por temas como el origen del universo, la estructura de la materia, la relatividad, el laser, los semiconductores y los superconductores que en la aburrida cinemática, en la abstracta segunda ley de Newton o en como funcionan algunas cosas de su mundo cotidiano*”.

T. Lobato, H. Caldeira e I. Greca (2005) realizaram um estudo que consistiu na recolha de opiniões de professores, de vários níveis de ensino e de diferentes países, sobre a introdução de tópicos de Teoria Quântica na disciplina de Física no ensino secundário; este estudo foi

⁵ Para a elaboração desta lista foram consultados especialistas: físicos, investigadores em ensino da Física e professores de Física do ensino secundário (Ostermann e Moreira, 200, p. 393).

efectuado antes do conhecimento público do novo programa de Física para o 12.º ano, homologado em 21 de Outubro de 2004, e que já contempla tópicos da Teoria Quântica. Estas investigadoras consideram que “não é possível acompanhar o desenvolvimento científico e tecnológico, compreender algumas dimensões críticas e éticas da cultura actual ou ponderar alguns argumentos científicos socialmente controversos sem possuir conhecimentos, ainda que rudimentares, das grandes construções científicas do século XX, nomeadamente a Teoria da Relatividade e a Teoria Quântica” (Lobato *et al.*, 2005, p. 30). Em Portugal, nos programas do ensino secundário, em vigor até à data da realização do referido estudo, apenas se abordavam alguns conceitos da Teoria Quântica, relacionados com a estrutura da matéria, na disciplina de Química do 12.º ano de escolaridade (Sena, referido em Lobato *et al.*, 2005, p. 30), ao contrário do que acontecia em muitos outros países, em que a Teoria Quântica era abordada ao nível do ensino não superior, na disciplina de Física (Jones, Fischer, Ireson, *idem*). Na actual reforma do ensino secundário, estes conceitos foram introduzidos no 10.º ano de escolaridade, na componente de Química A (Martins *et al.*, 2001). Em outros países, a Teoria Quântica é abordada ao nível do ensino não superior, na disciplina de Física (Lobato *et al.*, 2005, p. 30).

A metodologia utilizada pelas investigadoras, referidas acima, passou pela recolha de opiniões através de questionários (adaptados à actividade profissional) e solicitação de entrevistas a professores portugueses, do ensino secundário e do ensino superior, da área de Física e de outras ciências que têm a Teoria Quântica como fundamento; também foram enviados questionários, via *Internet*, a professores de outras nacionalidades. Em relação aos professores portugueses: do ensino secundário obtiveram doze respostas; do ensino superior obtiveram seis respostas (de dois professores de didáctica das ciências, de um biólogo, de dois engenheiros e de um físico).

Em relação aos professores de nacionalidades estrangeira, obtiveram seis respostas: de dois holandeses, um finlandês, dois italianos e um britânico. Destes, todos tinham experiência no ensino da Teoria Quântica ao nível do ensino secundário; um dos italianos e o britânico eram investigadores em ensino da Física.⁶

A opinião (obtida através dos questionários) desses professores portugueses e estrangeiros em relação à introdução da Teoria Quântica no ensino secundário, as suas justificações e propostas de eventuais estratégias de ensino ou apresentação de estratégias já implementadas, encontram-se, de forma resumida, na tabela 1.2.2.1.

⁶ À data da publicação deste estudo, no Reino Unido e na Finlândia os conteúdos relativos à Teoria Quântica já faziam parte dos programas oficiais, enquanto que na Holanda e na Itália ainda se estudava essa possibilidade (Lobato *et al.*, 2005, p. 31).

Tabela 1.2.2.1 – Esquematização das respostas, obtidas através dos questionários (idem, p. 31).

Professores questionados:	Opinião:	Justificação:	Estratégias propostas:
Professores portugueses do ensino secundário	Dois professores são a favor.	“os alunos têm de conhecer a física actual e estar a par dos recentes desenvolvimentos tecnológicos”	- Abordagem histórica - e actividades práticas. Desta forma, os professores esperam ultrapassar as dificuldades dos alunos (deficiências ao nível da matemática e de conceptualização)”, e, eventualmente, reflectir a sua própria aprendizagem.
	Os restantes (dez) dizem que é desnecessária.	- os alunos não sabem matemática, nem português, - os programas são muito extensos, - a Teoria Quântica é muito complexa e - os alunos muito novos têm dificuldade em conceptualizar. ⁷	–
	Globalmente: Todos concordam com o facto de “que os professores não estão preparados para ensinar Física Quântica, podendo esta situação modificar-se com acções de formação”.		
Professores portugueses do ensino superior	O professor de Física é a favor.	- Os assuntos tratados são acessíveis aos alunos e - a realidade microscópica relaciona-se com o quotidiano.	- Abordagem histórica.
	Os professores de didáctica consideram que se deve dar alguma importância, mas não é essencial.	–	- Abordagem histórica.
	Os restantes “nunca sentiram necessidade” de conhecer a Teoria Quântica.	–	–
Professores não portugueses	Consideram vantajosa essa introdução.	Apresentam os mesmos argumentos (favoráveis), que os professores portugueses. Afirmam que os alunos se sentem fascinados pela Teoria Quântica e não consideram os conceitos abstractos desta teoria como obstáculos intransponíveis, mas como problemas que a investigação pedagógica pode e deve resolver.	O professor finlandês faz uma abordagem histórico/experimental, valorizando a perspectiva experimental (que antecede a interpretação teórica) em detrimento dos aspectos filosóficos (que considera difíceis). Sugestão de temas a abordar: efeito túnel, princípio da incerteza, átomo de hidrogénio e efeito fotoeléctrico.

⁷ As investigadoras afirmam que “embora estes argumentos sejam razoáveis, eles costumam ser aduzidos sempre que se pretende introduzir alguma modificação no ensino secundário” (Lobato *et al.*, 2005, p. 31).

Quanto às entrevistas efectuadas (idem, pp. 32-33), foram entrevistados:

- três professoras, do quadro de nomeação definitiva, do ensino secundário:
 - uma com responsabilidade na formação de professores,
 - outra, autora de manuais escolares
 - e, a terceira, com responsabilidades ao nível da gestão escolar;
- e professores universitários (quase todos autores de manuais escolares ou de livros de divulgação científica).

e as opiniões recolhidas nas entrevistas encontram-se registadas na tabela 1.2.2.2.

Tabela 1.2.2.2 – Registo das opiniões recolhidas nas entrevistas (idem, pp. 32-33).

Opiniões dos professores:	
do ensino secundário:	do ensino superior:
Questão: “É importante ensinar Teoria Quântica no ensino secundário? Porquê?”	
<ul style="list-style-type: none"> • globalmente, consideraram que é importante ensinar Teoria Quântica no ensino secundário; • justificação: <ul style="list-style-type: none"> ▪ reconhecem que a Física do séc. XX e os desenvolvimentos tecnológicos com ela relacionados devem fazer parte do currículo, contudo, “consideram que é essencial saber bem mecânica clássica para aprender Teoria Quântica”, ▪ os professores são frequentemente solicitados, pelos alunos, para esclarecerem “assuntos actuais que os programas não contemplam”. 	
Questão: “Quais são as dificuldades do ensino da Teoria Quântica no ensino secundário?”	
<ul style="list-style-type: none"> • deficiências ao nível dos conhecimentos de português e matemática, • os alunos mais jovens apresentam dificuldades de conceptualização e • os programas curriculares são muito extensos. 	Não referem quais as dificuldades do ensino de Física Quântica no ensino secundário.
Questão: “A Teoria Quântica é mais difícil que a Mecânica Clássica?”	
Globalmente, consideraram que a Mecânica Clássica é uma espécie de «âncora» que dá estrutura a toda a Física, sendo essencial ensiná-la no ensino secundário;	Consideram que só se deve falar de uma Física, sem quaisquer tipos de divisões e que toda ela é difícil de aprender.
Questão: “Quais os temas a serem introduzidos e com que abordagens?”	
Apresentam alguma reserva nas suas respostas; sabem o quão difícil é ensinar a dinâmica de um ponto material ou outros conteúdos da Mecânica Clássica, que consideram «missão impossível» ensinar a Teoria Quântica;	Apresentam sugestões com relativa facilidade: <ul style="list-style-type: none"> ▪ um dos professores responde: «...<i>Sugiro que se inicie pela história, é o mais simples. Pelos problemas que deram origem à Teoria Quântica... Desde Planck a Bohr... é uma história lindíssima... Há uma maneira de explicar as coisas a partir de uma certa intuição e, quando a intuição falha, pois bem, começa-se por admitir que a “coisa” não dá certo... Mas não é preciso ir às matrizes de Heisenberg para estudar Teoria Quântica (...)</i>

Opiniões dos professores:	
do ensino secundário:	do ensino superior:
	<p><i>o essencial do modo de funcionar da Teoria Quântica está em Bohr, em De Broglie e em Schrödinger... A base é a lei de Planck, o efeito fotoeléctrico, os espectros de riscas... e perceber qual a natureza destes fenómenos... A teoria ondulatória tem de ser conhecida anteriormente...»;</i></p> <ul style="list-style-type: none"> ▪ recorrer a abordagens que passem pela via histórica e/ou experimental.

T. Lobato *et al.* (idem, p. 34), após a realização deste estudo, quer a partir dos inquiridos quer das entrevistas, concluem o seguinte:

- os alunos gostariam de aprender Teoria Quântica e
- os professores do ensino secundário não têm conhecimentos suficientes para a ensinar, pois verificou-se que a maioria dos inquiridos considerou imprescindível a existência de uma prévia formação/actualização de professores com vista à introdução de conteúdos da Teoria Quântica no ensino secundário e os professores que consideraram que os alunos podem e devem estudá-la, são aqueles que melhor a conhecem.

1.2.3 – A Física moderna nos programas de ensino secundário

Através de uma análise aos programas curriculares do ensino secundário, da actual reforma de ensino, para as disciplinas que contemplam o estudo da Física e da Química – tabela 1.2.3.1 – verifica-se que o estudo de conteúdos que se podem atribuir à Física em finais do séc. XIX e durante o séc. XX só é contemplado nos programas de *Física e Química A* e *Física e Química B* do 10.º ano e nas disciplinas de *Física* e de *Química* do 12.º ano.

Esses conteúdos e respectivos objectos de ensino são apresentados de seguida e os objectivos de aprendizagem, que os alunos deverão atingir, encontram-se registados no Anexo A.

Tabela 1.2.3.1 – Datas de homologação dos programas curriculares do ensino secundário da actual reforma de ensino das disciplinas da área das ciências experimentais Física e Química.

Programa	Nível de ensino	Data de homologação
Física e Química A	10.º ano (ou 11.º ano)	Março de 2001
	11.º ano (ou 12.º ano)	Março de 2003

Física e Química B	10.º ano (ou 11.º ano)	Maio de 2001
	11.º ano (ou 12.º ano)	Dezembro de 2003
Física	12.º ano	21 de Outubro de 2004
Química	12.º ano	22 de Novembro de 2004

1.2.3.1 – Disciplina: Física e Química A – 10.º ano

Componente

Química – 10.º ano

Módulo/Unidade

UNIDADE 1 – Das Estrelas ao Átomo

Objecto de ensino

1.1. Arquitectura do Universo

- Breve história do Universo

Teoria do Big-Bang e suas limitações; outras teorias

- Escalas de tempo, comprimento e temperatura

Unidades SI e outras de tempo, comprimento e temperatura

(...)

- Aglomerados de estrelas, nebulosas, poeiras interestelares, buracos negros e sistemas solares.

- Processo de formação de alguns elementos químicos no Universo

As estrelas como "autênticas fábricas" nucleares

- Algumas reacções nucleares e suas aplicações

Fusão nuclear do H e do He

Síntese nuclear do C e do O

Fissão nuclear

- Distribuição actual dos elementos no Universo

1.2. Espectros, radiações e energia

- Emissão de radiação pelas estrelas – espectro de riscas de absorção

- Espectro electromagnético – radiações e energia

- Relação das cores do espectro do visível com a energia da radiação

- Análise elementar por via seca (AL 1.2 – teste da chama)

- Aplicações tecnológicas da interacção radiação-matéria

1.3. Átomo de hidrogénio e estrutura atómica

- Espectro do átomo de hidrogénio

- Quantização de energia
- Modelo quântico
 - Números quânticos (n , l , m_l e m_s)
 - Orbitais (s, p, d)
 - Princípio da energia mínima
 - Princípio da exclusão de Pauli
 - Regra de Hund
 - Configuração electrónica de átomos de elementos de $Z \leq 23$

Componente

Física

Módulo/Unidade

UNIDADE 1 – Do Sol ao aquecimento

Objecto de ensino

1. Energia – do Sol para a Terra

- Balanço energético da Terra
- Emissão e absorção de radiação. Lei de Stefan – Boltzmann. Deslocamento de Wien
- Sistema termodinâmico
- Equilíbrio térmico. Lei Zero da Termodinâmica
- A radiação solar na produção da energia eléctrica – painel fotovoltaico

1.2.3.2 – Disciplina: Física e Química B – 10.º ano

Componente

Química

Módulo/Unidade

UNIDADE 1- Atmosfera e Ambiente: uma perspectiva Química

Objecto de ensino

1.3. Radiação e estrutura atómica

- Espectro electromagnético – radiações e energias emitidas
- Relação das cores do espectro do visível com a energia da radiação
- Emissão de radiação pelas estrelas – espectro de riscas de absorção
- Quantificação de energia a partir dos espectros de absorção/emissão
- Análise elementar por via seca – AL 1.3 (teste de chama)

- Quantização de energia:
 - Números quânticos (n , l , m_l e m_s)
 - Orbitais (s, p, d)
 - Princípio da energia mínima
 - Princípio da exclusão de Pauli
 - Regra de Hund
- Configuração electrónica de átomos de elementos de $Z \leq 23$
- Posição dos elementos na Tabela Periódica em função das configurações electrónicas

1.2.3.3 – Disciplina: Física – 12.º ano

Módulo/Unidade

UNIDADE III – FÍSICA MODERNA

Objecto de ensino

1. Teoria da Relatividade

(...)

1.2 - Relatividade einsteiniana

- Origens da relatividade restrita
- Postulados da relatividade restrita
- Simultaneidade de acontecimentos, dilatação do tempo e contracção do espaço
- Relação entre massa e energia
- Origens da relatividade geral
- Princípio da Equivalência

2. Introdução à física quântica

- A quantização da energia de Planck
- A teoria dos fotões de Einstein
- Dualidade onda-corpúsculo para a luz
- Radiação ionizante e não ionizante
- Interação da radiação com a matéria: efeito fotoeléctrico, efeito de Compton, produção e aniquilação de pares
- Raios X
- Dualidade onda-corpúsculo para a matéria. Relação de De Broglie
- Princípio de Incerteza e Mecânica Quântica

3. Núcleos atómicos e radioactividade

- Energia de ligação nuclear e estabilidade dos núcleos
- Processos de estabilização dos núcleos: decaimento radioactivo
- Propriedades das emissões radioactivas (alfa, beta e gama)
- Lei do decaimento radioactivo
- Período de decaimento (tempo médio de vida)
- Actividade de uma amostra radioactiva
- Fontes naturais e artificiais de radioactividade
- Efeitos biológicos da radioactividade
- Dose de radiação absorvida e dose equivalente biológica
- Detectores de radiação ionizante
- Aplicações da radiação ionizante
- Reacções nucleares: fusão nuclear e cisão nuclear

1.2.3.4 – Disciplina: Química – 12.º ano

Módulo/Unidade

Unidade 2 - Combustíveis, Energia e Ambiente

Objecto de ensino

2.1. Combustíveis fósseis: o carvão, o crude e o gás natural

(...)

2.1.4. Combustíveis alternativos e algumas alternativas aos combustíveis• Problema do limite dos recursos naturais

(...)

- A energia nuclear

2.2. De onde vem a energia dos combustíveis

(...)

2.2.2. Equivalência massa-energia: um assunto nuclear

- Energia de ligação nuclear e estabilidade dos núcleos
- A estabilidade/instabilidade nuclear e o decaimento radioactivo
- Emissões radioactivas: partículas alfa e beta e radiações gama
- Período de decaimento ou tempo de meia vida
- Fontes naturais e artificiais de radioactividade
- Datação e radioactividade
- Medidores (detectores) de radioactividade

- Reacções nucleares: a fusão nuclear e a fissão (cisão) nuclear
- Equivalência massa-energia e as reacções nucleares

Após ter surgido a proposta do programa para o 12.º ano de Física:

- G. Santos (2004) elaborou um texto, com base na sua experiência como professora de 12.º ano de Física e na auscultação da opinião de associados da Sociedade Portuguesa de Física (SPF), com o objectivo de contribuir para a reflexão sobre essa proposta, onde referiu alguns aspectos importantes, a saber:
 - alerta para o risco dos professores de Física, que, por falta de preparação nos domínios de Física Moderna, “arrastem” a restante parte do programa, por forma a nunca leccionarem esses conteúdos (Santos, 2004, p. 33);
 - apresenta “alguma desilusão relativamente à introdução da Física Moderna neste programa”, pois considera que os tópicos Teoria da Relatividade (quatro aulas previstas) e Teoria Quântica (quatro aulas previstas) parecem-lhe pouco explorados; e deste modo, “a mecânica continua com demasiado peso” (idem, p. 34).
- F. Rego e L. Peralta (2005), apresentaram um estudo para obter uma visão da percepção que os nossos alunos têm da física das radiações; este estudo foi realizado em 2004 e baseou-se num inquérito a alunos de diferentes níveis de escolaridade e de escolas abrangendo todas as regiões de Portugal Continental. Face aos resultados, alertam “os professores de Física para o panorama pouco satisfatório do ensino e aprendizagem de temas de física moderna nas nossas escolas básicas e secundárias” (Rego e Peralta, 2005, p. 36). Feita a análise dos programas homologados do ensino secundário para o 10.º e 11.º anos, verificaram que ainda não tinha havido “coragem de incluir estas matérias”; contudo, em relação ao novo programa da disciplina de Física do 12.º ano, registam “como um facto muito positivo a inclusão de um capítulo de Física Moderna (...) onde são abordados vários tópicos da física das radiações” (idem).

1.3 – Estrutura de dissertação

Para além deste primeiro capítulo introdutório que apresenta a importância e pertinência do tema tratado, o *núcleo* deste trabalho encontra-se nos três capítulos seguintes. Em cada um destes capítulos começa-se por apresentar um panorama bastante esquemático dos assuntos que vão ser aprofundados ao longo do respectivo capítulo.

No Capítulo 2 – **Antecedentes da Física Moderna**: encontra-se referido o pensamento científico da época anterior ao séc. XX, bem como algumas experiências históricas realizadas com o intuito de estudar a natureza da luz, a estrutura da matéria e a sua composição; incluímos também neste capítulo os resultados da experiência realizada no Departamento de Física Universidade de Coimbra, para a determinação experimental da razão e/m .

No Capítulo 3 – **Experiências de Física moderna: as bases da Teoria Quântica e estrutura atómica**, como o próprio título indica, é efectuada uma descrição e contextualização histórica de algumas experiências relevantes que serviram de base para o desenvolvimento da Teoria Quântica, no âmbito dos conteúdos programáticos do currículo escolar. Neste capítulo integrámos a determinação experimental da constante de Planck, a experiência de Rutherford e a experiência de Franck e Hertz.

No Capítulo 4 – **Ondas e/ou partículas**, são apresentadas algumas evidências experimentais da natureza corpuscular da luz e natureza ondulatória da matéria e, ainda, apresentamos os resultados da experiência de difracção de electrões.

Finalmente, no Capítulo 5 sumariamos as etapas do trabalho que consideramos mais relevantes e traçámos algumas conclusões e sugestões de aproveitamento deste trabalho.

Capítulo 2 – Antecedentes da Física moderna

Até ao século XVIII, a opinião predominante era a de que a luz era constituída por pequenas partículas muito rápidas que saíam dos corpos luminosos. No entanto, no início do século XIX foram estudados fenómenos de difracção e interferência, que só podiam ser explicados se a luz fosse constituída por ondas. Graças, principalmente, aos estudos de Augustin Fresnel e Thomas Young, a comunidade científica foi-se convencendo de que era necessário abandonar a teoria corpuscular da luz e aceitar o modelo ondulatório. Para o estudo dos fenómenos ondulatórios da luz, foram desenvolvidos métodos matemáticos bastante complexos.

Foi também durante o século XIX que foram identificadas as radiações infravermelha e ultravioleta, dois tipos de radiações com a mesma natureza da luz, porém invisíveis. Nas últimas décadas, do mesmo século, foram estudadas descargas eléctricas em gases rarefeitos. Ao estudar os fenómenos que ocorriam a pressões muito baixas, William Crookes descobriu os raios catódicos. Em 1895, Röntgen descobriu os raios X, que foram de imediato aplicados na medicina, onde se revelaram muito úteis. O estudo dos raios catódicos levou a uma descoberta muito importante: J. J. Thomson mostrou que esses raios eram constituídos por partículas com carga eléctrica negativa (os electrões) e que pareciam iguais qualquer que fosse o gás utilizado nos tubos de raios catódicos.

No final do séc. XIX os estudos de Henri Becquerel e do casal Curie levaram à descoberta da radioactividade: determinados elementos que emitiam, espontaneamente, radiações e/ou partículas de natureza desconhecida.

2.1 – A natureza da luz

Empédocles (483 a.C.-430 a.C.) considerava a luz como sendo parte de um dos seus quatro elementos: o fogo (mas sem se confundir com ele). Leucipes (século V a.C.), e outros, consideravam que a luz era um *fogo visual* composto por minúsculos objectos, que reproduziam os objectos reais mas a uma escala muito menor. Anaxágoras (500 a.C.-428 a.C.) modificou esta teoria; substituiu os corpúsculos microscópicos anteriores por outros corpúsculos, correspondendo, cada um, a uma propriedade, como, por exemplo, a cor. Um grupo de filósofos, ligado à escola de Pitágoras, afirmava que a origem da luz estava no olho: era emitida por ele, ia até ao objecto e regressava (ao olho) dando origem à visão. Euclides (330 a.C.-270 a.C.), o maior defensor desta teoria, demonstrou em Alexandria (300 anos a.C.) as leis da reflexão, usando as

noções básicas de raio luminoso e da propagação rectilínea. Titus Lucretius Carus (ou Tito Lucrecio Caro, em português), poeta e filósofo latino que viveu no século I a.C.⁸, escreveu que a luz solar e o seu calor eram compostos de pequenas partículas. No século XI a teoria de Euclides é, então, refutada quanto à origem da luz por Al-Hazem (965-1039), físico árabe, que embora mantendo o conceito de raio luminoso, mostra que a origem da luz é externa ao olho. Nas suas experiências usou espelhos e lentes e provou que os raios luminosos cruzados são independentes. Em princípios do século XI, observa um eclipse solar com a Câmara Escura, na Corte de Constantinopla.

Nos séculos seguintes a Câmara Escura torna-se comum entre os sábios europeus, para a observação de eclipses solares, sem prejudicar os olhos. Entre eles o inglês Roger Bacon (1214-1294) e o erudito hebreu Levi ben Gershon (1288-1344). Em 1521, Cesare Cesariano (1483-1543), discípulo de Leonardo da Vinci, descreve a Câmara Escura numa anotação e em 1545, surge a primeira ilustração da Câmara Escura, na obra de Reiner Gemma Frisius (1508-1555), físico e matemático holandês.

Então, no decurso dos séculos XII, XIII, XIV e XV foram desenvolvidos estudos de carácter experimental⁹, nomeadamente sobre o arco-íris e a decomposição da luz pelo prisma (foram estudados os fenómenos de reflexão e difracção). Contudo, foi Giacomo della Porta (1538-1615) que transformou a Câmara Escura num instrumento de investigação ao invés de instrumento curioso, para tal colocou uma lente convexa no orifício da câmara. (Gibert, 1982, pp. 83-84)

O francês René Descartes (1596-1650), filósofo, físico e matemático (figura 2.1.1), defendeu a hipótese da luz ser constituída por ínfimas partículas emitidas pelos corpos luminosos. Este ponto de vista foi desenvolvido e explicado por Isaac Newton (1643¹⁰-1727), físico e matemático inglês (figura 2.1.2).

⁸ As datas exactas de seu nascimento e morte não são conhecidas, mas geralmente são situadas entre 98 e 55 a.C.

⁹ Curiosidade: julga-se que os óculos são conhecidos desde 1285 (Gibert, 1982, p.84).

¹⁰ Algumas fontes indicam o dia 4 de Janeiro como data do seu nascimento, enquanto outras apresentam a data de 25 de Dezembro. O facto é que ele nasceu em 25 de Dezembro no calendário Juliano, correspondente a 4 de Janeiro no calendário Gregoriano (o que está em vigor). Embora o calendário Gregoriano tenha entrado em vigor em 1582, a Inglaterra só passou a adoptá-lo muito depois, e na ocasião do nascimento de Newton ainda se adoptava, na Inglaterra, o Juliano. Alguns autores preferem considerar que Newton nasceu em 25 de Dezembro de 1642 para coincidir com a data da morte de Galileu e alguns dos seus admiradores por considerarem que ele foi um presente de Natal para a Humanidade.



Figura 2.1.1 – René Descartes (1596-1650)
(http://www.glafreniere.com/sa_aether.htm).



Figura 2.1.2 – Sir Isaac Newton (1643-1727)
(<http://www.epsilon.com/imagenes/retratos/newton.jpg>).

No período de 1668 a 1672, Newton realizou um conjunto de experiências, que lhe permitiram enunciar conclusões nítidas e indiscutíveis: a luz branca é constituída pela mistura de várias luzes monocromáticas; estas são desviadas de forma desigual quando atravessam um prisma – observa-se o fenómeno de dispersão da luz; e se essas radiações forem reagrupadas, reconstitui-se a luz branca inicial. Daqui, Newton retirou diversas consequências: explicou a dispersão da luz na formação do arco-íris; descobriu a aberração cromática, que era um grave defeito das lunetas astronómicas e, julgando-a inevitável, preconizou a utilização dos telescópios (foi só no século seguinte que o oculista inglês John Dollond (1706-1761) inventou as objectivas acromáticas); compreendeu que a cor de um objecto é devida ao facto dele reflectir certas radiações e absorver outras, por um fenómeno de selecção e não de transformação da luz, como se pensava na época. Defendeu uma teoria em que se considerava a luz como um feixe de partículas que eram emitidas por uma fonte – corpos luminosos –, essas partículas atingiam o olho e assim estimulavam a visão. A esta teoria deu-se o nome de *Teoria corpuscular da luz*. A defesa desta teoria tinha como suporte várias propriedades simples: propagação rectilínea, reflexão e refacção. Contudo, para interpretar as propriedades descobertas posteriormente, viu-se obrigado a acrescentar à sua teoria novas hipóteses: teve de submeter essas partículas a forças atractivas ou repulsivas, dar-lhes um movimento perpétuo de rotação sobre si próprias, torná-las assimétricas; para explicar a existência dos anéis que têm o seu nome¹¹, elaborou uma teoria designada por *Teoria dos acessos de fácil transmissão e de fácil reflexão*, engenhosa, mas discutível. Portanto, diversos comportamentos ficaram por explicar, como, por exemplo, a dupla

¹¹ Anéis de Newton: são anéis coloridos que são vistos em finos filmes de óleo ou sabão ou quando duas lâminas de vidro são colocadas em contacto havendo qualquer variação na espessura da camada de ar entre elas.

refracção. Houve um fenómeno que não conseguiu identificar: a existência de numerosas e finas riscas negras no espectro solar.

Anteriormente a Newton, o jesuíta italiano Francesco Maria Grimaldi (1618-1663), figura 2.1.3, descobriu, com base em casos particulares, dois importantes fenómenos: a difracção e as interferências. Estes fenómenos eram totalmente opostos às concepções da época sobre a natureza da luz, pois ocorriam, tipicamente, com ondas e não com partículas. As suas descobertas foram de importância fundamental, contudo, devido à antecedência no tempo, os seus significados só foram reconhecidos cerca de um século depois.

O primeiro fenómeno estudado por Grimaldi foi a difracção da luz. Ele observou que, mesmo no ar, a luz não seguia em linha recta: havia luz na sombra geométrica e o fenómeno não dependia do material do anteparo. A sua concepção da luz era essencialmente ondulatória, a de um fluido em repouso com ondulações. Explicou a difracção fazendo a analogia com as ondas da superfície da água, como as ondas do mar que são difractadas ao passar por um barco ancorado e, desta forma, demonstrou a teoria ondulatória da propagação da luz. A densidade do fluido, responsável pela propagação da luz, dependeria do meio material onde a luz se propagaria e determinaria sua velocidade. Os seus resultados foram publicados postumamente, em 1665, na obra *Physicomathesis de Lumine, Coloribus, et iride, aliisque annexis* em Bolonha.

No início do século XIX, a teoria ondulatória da luz renasceu nas mãos de Thomas Young¹² (1773-1829). Em 12 de Novembro de 1801, 1 de Julho de 1802 e 24 de Novembro de 1803, Young apresentou comunicações à Royal Society onde defendeu a teoria ondulatória e lhe incorporou um novo conceito fundamental, o chamado *Princípio de Interferências*:



Figura 2.1.3 – Francesco Maria Grimaldi (1618-1663) (<http://www.scienzagiovane.unibo.it/scienziati/images/grimaldi/Grimaldi-col.jpg>).

¹² Médico, físico e egiptólogo inglês, que ao descrever o mecanismo da óptica tornou-se o criador da óptica fisiológica. Em 1793 escreveu uma série de artigos sobre a visão. Em 1800 apresentou o seu *Negócios filosóficos*, onde relatava suas ideias sobre a natureza da luz, definindo-a como um distúrbio de onda. Na História, destacou-se como físico, os seus trabalhos foram fundamentais para a evolução dos conhecimentos sobre a luz, principalmente nos campos da refração, reflexão e difração. Em 1807 propôs que o olho humano requeria apenas três receptores de cores básicas para visão de todas as cores: vermelho, verde e azul.

“Quando duas ondulações, com origens diferentes, se propagam exacta ou muito aproximadamente ao longo da mesma direcção, o seu efeito conjunto é uma combinação dos movimentos de cada uma” (Hecht, 1991, p. 6).

Young conseguiu explicar as franjas coloridas de películas delgadas, obtidas em experiências de difracção, e determinou os comprimentos de onda de radiações de várias cores utilizando os dados de Newton. Embora Young tenha afirmado, que as suas ideias se apoiavam nos trabalhos de Newton, numa série de artigos publicados na *Edinburgh Review*, e que provavelmente foram escritos por Lord Brougham, as comunicações de Young foram consideradas sem mérito. Young acabou por desanimar, face à indiferença dos seus colegas.

Augustin Fresnel (1788-1827), engenheiro e físico óptico (figura 2.1.4), iniciou os seus trabalhos



Figura 2.1.4 - Augustin Fresnel (1788-1827) (<http://mpimichelet.free.fr/fresnel.jpg>).

sobre a teoria ondulatória da luz em França, sem conhecer os trabalhos de Young, realizados cerca de 13 anos antes. Fresnel ficou conhecido pelas suas descobertas sobre os fenómenos ópticos como a reflexão, a refracção, a difracção e a polarização da luz. Fresnel era um engenheiro de pontes e calçadas, que, ao ser exonerado, se retirou para o campo, onde dedicou os seus dias a estudar o problema da natureza da luz. Não dispunha de aparelhos mas o seu engenho permitia-lhe dispensá-los: com dois espelhos obteve franjas de interferência; em seguida explicou correctamente os fenómenos deste género com a ajuda da teoria ondulatória (este primeiro trabalho torna-o

conhecido): unificou os conceitos inerentes à descrição ondulatória de Cristiaan Huygens¹³ (1629-1695) – figura 2.1.5 – e ao *Princípio de Interferências*. A propagação de uma onda primária foi modelizada em termos de sucessivas ondas esféricas secundárias, que se sobrepõem

¹³ Huygens, matemático, astrónomo e físico holandês, criou a teoria que defendia que a luz era uma onda e não era formada por corpúsculos como dizia Newton; a sua teoria foi rejeitada pelo mundo científico pois apresentava graves lacunas, como, por exemplo, não explicava, de forma clara, a propagação da luz. O prestígio de Newton contribuiu para essa rejeição, tendo a comunidade científica adoptado, sem reservas, a teoria da emissão de Newton, com mais convicção do que o seu autor (Guaydier, 1983, pp. 29-30). Enquanto Newton defendia a sua teoria em Inglaterra, Huygens, no continente, defendia a teoria ondulatória, pois através das suas investigações concluiu que a luz abrandava ao penetrar em meios mais densos (Hecht, 1991, p. 4).

e interferem, reconstituindo assim alguns instantes mais tarde uma onda idêntica à primária. Segundo Fresnel:

«As vibrações de uma onda luminosa, podem ser consideradas como soma dos movimentos elementares que lhe são transmitidos no mesmo instante, em virtude da acção independente de todas as partes da onda não obstruída, em qualquer uma das posições anteriores» (Fresnel citado em ob. cit., idem).

Nessa época, as ondas luminosas eram consideradas ondas longitudinais.

Quando regressou a Paris, dedicou-se à difracção (desta vez dispondo já do material necessário). Fez experiências sobre este fenómeno e explicou os resultados observados. Embora o fenómeno de difracção tivesse sido anteriormente estudado por Robert Hooke¹⁴ (1635-1703) e Newton, Fresnel desenvolveu a teoria ondulatória da propagação da luz¹⁵ no período de 1815 a



Figura 2.1.5 – Cristiaan Huygens (1629-1695) (<http://www.bun.kyoto-u.ac.jp/phisci/Images/huygens.jpg>).

1819. Realizou as suas investigações de forma independente das desenvolvidas por Dominique-François-Jean Arago¹⁶ (1786-1853) e por Thomas Young. Em 1819, apresentou à Academia de Ciências uma monografia sobre a difracção dos raios luminosos, onde estabelecia as noções básicas de comprimento de onda e intersecção de ondas. Desenvolveu um exame crítico minucioso da teoria da luz e demonstrou que a teoria newtoniana da emissão não se adequava às últimas descobertas. Contudo, a polarização da luz¹⁷ ainda não ficava explicada. Huygens e Newton já conheciam os fenómenos de polarização em cristais de calcite. Newton chegou a afirmar que «cada raio de luz tem, assim, dois lados opostos...» (Newton citado em ob. cit., idem). Newton desenvolveu este conceito de assimetria lateral, contudo evitou qualquer

¹⁴ Hooke foi o primeiro a estudar os padrões de interferência coloridos gerados por finas películas; concluiu que estes padrões eram devidos à interacção entre a luz reflectida nas superfícies frontal e posterior do filme e propôs que se considerasse que a luz estava associada a um rápido movimento oscilatório do meio, propagando-se a grande velocidade (Hecht, 1991, pp. 3-4).

¹⁵ Teoria formulada em 1690 por Huygens.

¹⁶ Arago, físico, astrónomo e político francês, juntou-se a Fresnel no estudo sobre a polarização da luz, pelo que confirmaram a teoria ondulatória da propagação da luz. Em 1811, Arago descobriu a polarização cromática da luz.

¹⁷ Étienne Malus (1775-1812) descobriu a polarização da luz na reflexão; Arago descobriu a polarização cromática em 1811; o francês Biot (1774-1862) deu a conhecer a polarização rotativa e o inglês Brewster (1781-1868) indicou o ângulo de incidência de máxima polarização.

interpretação com base na natureza da luz. Em 1808, Etienne Louis Malus (1775-1812) apercebeu-se de que esta dupla lateralidade da luz também se observava em fenómenos de reflexão, não sendo restrita a meios cristalinos. Fresnel e Arago, que cedo se converteu à teoria ondulatória de Fresnel, pelo que se tornou seu amigo e ocasional colaborador, realizaram uma série de experiências para determinar o efeito da polarização na interferência da luz, contudo, obtiveram resultados perfeitamente inexplicáveis à luz do modelo das ondas longitudinais. Durante vários anos, Young, Arago e Fresnel, em colaboração, tentaram solucionar esse problema, até que Young sugeriu que a vibração do meio de propagação da luz, designado por éter, podia ser transversal, como uma onda numa corda. Então, a dupla lateralidade da luz dever-se-ia à manifestação das duas vibrações ortogonais do éter, perpendiculares à direcção de propagação da luz. Fresnel desenvolveu uma descrição mecanicista das oscilações do éter, trabalho que culminou com as suas famosas equações para a amplitude da luz reflectida e transmitida. Graças à hipótese das vibrações luminosas serem transversais e não longitudinais, Fresnel fez entrar no quadro das ondulações todos os fenómenos respeitantes à luz polarizada, incluindo a dupla refração (não explicada por Newton). Por volta de 1825, a teoria de emissão de Newton tinha já muito poucos defensores, mas, a teoria ondulatória da luz foi energicamente combatida e os trabalhos de Fresnel tiveram pouca divulgação. Porém, quando Jean Bernard Léon Foucault¹⁸ (1819-1868), físico francês, em 1850, determinou experimentalmente a velocidade da luz na água e no ar, a teoria ondulatória da luz foi definitivamente confirmada. Para tal, Foucault utilizou espelhos e aplicou uma técnica para medir a velocidade absoluta da luz com grande precisão; descobriu que a luz se deslocava mais rapidamente no ar do que na água, o que contrariava a teoria corpuscular de Newton, que afirmava que a luz deveria ter uma velocidade maior na água do que no ar. (Guaydier, 1983, pp. 50-52; Hecht, 1991, pp. 6-7)

2.1.1 – Velocidade de propagação da luz

Os antigos acreditavam que a luz se propagava instantaneamente. Galileu duvidou. Fez experiências: tentou medir o tempo gasto pela luz ao percorrer um determinado trajecto, com cerca de 3 km; falhou, pois esse tempo é de apenas um centésimo milésimo de segundo. Os seus

¹⁸ Foucault fez comparações experimentais da velocidade da luz no ar e na água, segundo o princípio da termodinâmica de Lord Kelvin. Em 1850 determinou a velocidade da luz no ar e na água. Em 1855 descobriu as correntes induzidas nos condutores metálicos. Inventou o pêndulo de Foucault. Em 1851 demonstrou o movimento diurno da Terra e apresentou prova experimental, com as famosas experiências com o pêndulo de Foucault, que o nosso planeta girava em torno de um eixo e, em 1852, inventou o giroscópio.

sucedores não evoluíram muito, tendo-se admitido que a propagação da luz, se não era instantânea, era muito rápida.

Olaüs Römer¹⁹ (1644-1710), astrónomo dinamarquês, encontrou um processo engenhoso de obter a velocidade da luz sem nenhuma experiência. No Observatório de Paris, onde trabalhou desde 1672 a 1681, efectuou observações dos eclipses dos satélites de Júpiter e verificou que certos satélites apresentavam irregularidades: os seus eclipses produziam-se ora demasiado tarde, ora demasiado cedo. Teve a ideia genial de atribuir este facto à sua posição relativamente à Terra: quando estavam muito afastados, a luz devia demorar mais tempo até chegar a nós, daí existir um ligeiro atraso aparente. Em 1676 previu que, em 9 de Novembro, Io iria emergir da sombra cerca de 10 minutos mais tarde do que seria de esperar com base nas previsões anteriores para o seu movimento. Tal previsão ocorreu, o que permitiu a Römer justificar o fenómeno com base num valor finito para a velocidade de propagação da luz. Römer foi capaz de determinar que a luz demora cerca de 22 minutos para atravessar o diâmetro da órbita da Terra em torno do Sol – uma distância de cerca de 299 milhões de quilómetros. Propôs, então, o valor de $2,27 \times 10^8 \text{ ms}^{-1}$ para a velocidade de propagação da luz; foi preciso esperar dois séculos para este valor ser melhorado. (Guaydier, 1983, p. 28; Hecht, 1991, p. 5)

A primeira medição do valor da velocidade da luz, feita na própria Terra, sem usar métodos astronómicos, foi realizada em 1849 por Armand Hippolyte Fizeau²⁰ (1819-1896), físico francês. Naquele ano, Fizeau publicou os seus primeiros resultados sobre a sua experiência para determinar a velocidade da luz.

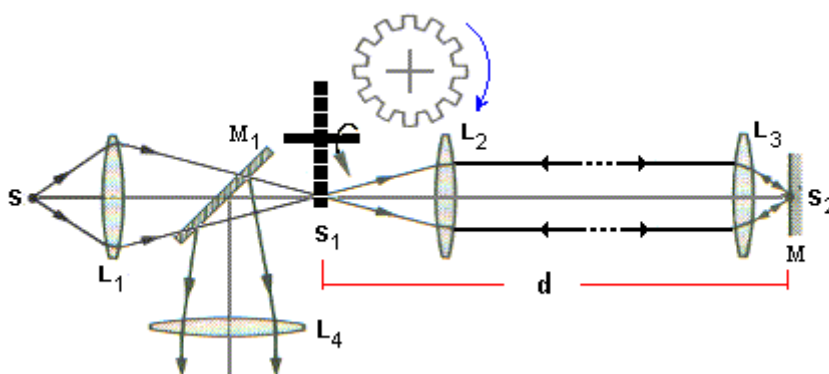


Figura. 2.1.1.1 – Esquema da experiência de Fizeau (<http://www.unb.br/iq/kleber/EaD/Fisica-4/Aulas/Aula-10/aula-10.html>).

¹⁹ Construiu a primeira luneta meridiana em 1689 em Compenhague.

²⁰ Especialista em estudos sobre a velocidade da luz, principalmente em parceria com Foucault.

O dispositivo que utilizou (figura 2.1.1.1) consistia, basicamente, numa roda dentada em rotação e num espelho distante, que foi montado nos arredores de Paris, entre Suresnes e Montmartre.

A luz emitida por uma fonte S atravessa a lente convergente L_1 e é reflectida pelo espelho semi-transparente M_1 e forma, no espaço, em S_1 uma imagem da fonte. O espelho M_1 foi coberto com uma película metálica muito fina dando-lhe a propriedade de ser semi-espelhado, isto é, metade da luz que o atinge é reflectida e a outra metade é transmitida. A luz, proveniente da imagem S_1 , penetra na lente L_2 e emerge do lado oposto com um feixe paralelo. Após passar pela lente L_3 , é reflectida pelo espelho M . Quando a luz atinge, novamente, o espelho M_1 parte dela é transmitida, indo até ao olho do observador, após atravessar a lente convergente L_4 . Assim, o observador verá uma imagem da fonte S_1 formada por luz que terá percorrido uma distância $2d$ (considere-se d a distância entre a imagem S_1 e o espelho M), de ida e volta entre a roda e o espelho M .

Na experiência de Fizeau, a luz, durante o percurso discutido acima, passa por uma roda dentada R_1 . Se esta roda gira lentamente, a imagem vista pelo observador será intermitente. À medida que a sua velocidade aumenta a imagem formada no olho do observador diminui as interrupções. Contudo, podemos ir aumentando a frequência de rotação da roda até que nenhuma imagem seja formada no olho do observador. Isto ocorrerá quando o tempo gasto pela luz para percorrer a distância $2d$ for igual ao tempo gasto para girar a fenda de um ângulo equivalente ao ângulo entre dois dentes consecutivos da roda dentada.

Sendo isto possível, podemos encontrar uma relação matemática para calcular a velocidade da luz, isto é, o tempo t gasto para a luz percorrer a distância $2d$ é igual a:

$$t = \frac{2d}{c}$$

Por outro lado, o tempo t gasto para girar a roda dentada de um ângulo θ , pode ser calculado usando a frequência angular da roda, ω , do seguinte modo:

$$t = \frac{\theta}{\omega},$$

igualando as expressões matemáticas para o tempo, obtém-se:

$$\frac{2d}{c} = \frac{\theta}{\omega} \Rightarrow c = \frac{2d\omega}{\theta}$$

Como se conhecem os valores de d , θ e ω , pode-se facilmente calcular a velocidade da luz, c .

Na primeira experiência²¹ realizada por Fizeau, a roda utilizada tinha 720 dentes e o número de voltas por segundo era 12,609 rotações/segundo, $d = 8\,630\text{m}$ e o ângulo $\theta = \frac{1}{1440}$ de rotação.

Com estes dados, Fizeau obteve, para a velocidade da luz, o valor $313\,300\text{ km s}^{-1}$. Numa segunda tentativa, Fizeau melhorou os seus resultados, encontrando o valor $301\,400\text{ km s}^{-1}$, resultado que pode ser considerado, de grande precisão, para a época em que foi determinado.

No ano seguinte, Foucault utilizou um processo mais preciso: no lugar da roda dentada utiliza um espelho giratório, que permitiu medir o tempo gasto pela luz para percorrer um espaço de alguns metros. Encontrou o valor $298\,187\text{ km s}^{-1}$ para a velocidade da luz.

Em 1834, Charles Wheatstone (1802-1875) projectou um dispositivo para medir a duração de uma fásca eléctrica com um espelho em rotação. Com este dispositivo, Arago propôs-se medir a velocidade da luz em meios densos, mas não conseguiu concluir a experiência. Foucault deu continuidade a esse trabalho, o qual, mais tarde, veio a constituir a sua tese de doutoramento. Em 6 de Maio de 1850, Jean Bernard León Foucault anunciou, perante a Academia de Ciências, que a velocidade da luz na água ($221\,000\text{ km s}^{-1}$) era menor do que no ar ($298\,187\text{ km s}^{-1}$). Dois meses depois, Fizeau repetiu essa experiência e confirmou a medida de Foucault. Tal resultado entrava em conflito directo com a formulação newtoniana da teoria corpuscular e apoiava a teoria ondulatória da luz (como referido anteriormente).

O estudo da electricidade e do magnetismo estava a ser efectuado em paralelo com a óptica. Em 1845, Michael Faraday (1791-1867), estabeleceu a relação entre o electromagnetismo e a luz, ao descobrir que a direcção de polarização de um feixe podia ser alterada por um campo magnético intenso. Faraday verificou que a polarização rotatória da luz se podia obter com uma lâmina de vidro de faces paralelas desde que essa lâmina estivesse numa região onde existisse um campo magnético. Suprimindo o campo magnético, a polarização desaparecia. Esta descoberta de Faraday chamou, em particular, a atenção de James Clerk Maxwell²² (1831-1879), professor, filósofo, astrónomo, matemático e físico escocês, para a presunção de haver uma relação estreita entre os fenómenos luminosos e os electromagnéticos. Maxwell agrupou, de forma brilhante, todos os conhecimentos experimentais acumulados sobre os fenómenos eléctricos e magnéticos

²¹ Os valores numéricos foram retirados de <http://www.unb.br/iq/kleber/EaD/Fisica-4/Aulas/Aula-10/aula-10.html>, acedido em 15 de Janeiro de 2007.

²² Maxwell desenvolveu contribuições fundamentais para a Electrodinâmica e para o desenvolvimento de estudos sobre a natureza da luz e a teoria da cinética dos gases, porém, ficou mais conhecido pela sua formulação da teoria electromagnética.

num conjunto único de equações matemáticas – as famosas Equações de Maxwell. Com base neste notável trabalho, Maxwell foi capaz de mostrar teoricamente que o campo electromagnético se podia propagar como uma onda transversal no éter e obteve a sua velocidade de propagação em termos das propriedades eléctricas e magnéticas do meio:

$$c = 1 / \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}$$

com : ε_0 - permitividade eléctrica do meio,

μ_0 - permeabilidade magnética do meio.

Utilizou valores conhecidos de ε_0 e de μ_0 , determinados empiricamente, e chegou a um resultado igual ao determinado experimentalmente para a velocidade da luz, isto é, provou que a velocidade de propagação de uma onda electromagnética no espaço, equivalia à velocidade de propagação da luz e cujo valor era aproximadamente $300\,000\text{ km s}^{-1}$. Daqui se pôde concluir que



Figura 2.1.1.2 – Heinrich Hertz (1857-1894)
(http://pt.wikipedia.org/wiki/Imagem:Heinrich_Hertz.jpg).

a luz era uma perturbação electromagnética que, sob a forma de ondas, se propagava no éter.

Heinrich Rudolf Hertz (1857-1894), físico alemão (figura 2.1.1.2), confirmou a existência de ondas electromagnéticas, produzindo-as e detectando-as, ao longo de um vasto conjunto de experiências, que foram publicadas em 1888. (Hecht, 1991, p. 7)

Todos estes testes puseram um fim à teoria corpuscular da luz, de Newton e Descartes, e confirmaram a teoria ondulatória da luz. Só que a história ainda não tinha terminado: no início do século XX, os trabalhos de Max Planck e de Albert Einstein iriam recolocar *em cena* uma teoria corpuscular da luz, não com as “partículas de Newton” mas com as partículas quânticas ou fótons.

2.1.2 – O espectro electromagnético

Após as experiências de dispersão da luz branca realizadas por Newton, apenas em 1800 é que se fizeram novas descobertas relativas à composição da luz proveniente do Sol. Nessa data, Sir Frederick William Herschel (1738-1822), astrónomo inglês de origem alemã, descobriu a radiação infravermelha. Quando estudava o calor que passava através de

filtros coloridos, por ele utilizados na observação do Sol, apercebeu-se que as quantidades de calor transmitidas eram diferentes para filtros de cores diferentes. Posteriormente, analisou o espectro solar e mediu a “temperatura de cada cor”, colocou três termómetros de mercúrio ao longo do espectro produzido por um prisma de vidro e verificou que as temperaturas aumentavam da zona do violeta para a zona do vermelho (figura 2.1.2.1).

Após a observação deste padrão, decidiu medir a temperatura na zona invisível do espectro, para lá do vermelho, notou que nesta região se verificavam os maiores aumentos de temperatura. Esta situação indicava a existência de uma luz invisível responsável pelos efeitos térmicos, à qual Herschel deu o nome de “radiação calorífica”, desconhecendo que se tratava de luz invisível. Merlloni, a partir de 1830, dedicou-se à investigação dessas radiações; mostrou que estas se reflectiam e se refractavam exactamente do mesmo modo que a luz visível, pelo que concluiu que eram radiações luminosas invisíveis. Esta forma de luz, que surge a partir do vermelho (com maior comprimento de onda), é actualmente designada por radiação infravermelha.

Com a radiação ultravioleta foram realizados trabalhos paralelos, tendo-se observado resultados semelhantes, daí, que também tenha sido considerada como luz invisível. A sua detecção remonta a 1801, quando Wilhelm Ritter (1776-1810) descobriu o efeito químico da luz invisível, para lá do violeta, em sais de prata. Ritter interpretou a sua descoberta como uma evidência da simetria da Natureza: se, do lado do vermelho, existe uma radiação calorífica, então esta nova radiação, que desencadeava reacções químicas, foi designada, inicialmente, por radiação química. O inglês William Hyde Wollaston (1766-1828), posteriormente a Ritter, também verificou experimentalmente a acção química da luz. Estavam, então, descobertas as radiações ultravioletas, também invisíveis. Outras radiações foram descobertas mais tarde.



Figura 2.1.2.1 - William Herschel (1738-1822) a realizar a experiência que o levou à descoberta da radiação infravermelha: na mesa podem ver-se os três termómetros que Herschel utilizou para medir a “temperatura de cada cor” (http://msp.rmit.edu.au/Article_04/Fig4.jpg).

Wollaston também se notabilizou pelas suas observações das linhas escuras do espectro solar, descobertas em 1802, contudo não lhes atribuiu a devida importância. Esta descoberta repetiu-se em 1814, desta vez foi Joseph von Fraunhofer

(1787-1826) que ao observar o espectro luminoso do Sol, descobriu cerca de seiscentas riscas escuras (figura 2.1.2.2); essas riscas designam-se por linhas de Fraunhofer e, graças aos trabalhos realizados pelos cientistas alemães

Gustav Robert Kirchhoff (1824-1887) e Robert Wilhelm Bunsen (1811-1899), conduziram à descoberta dos elementos químicos constituintes do Sol. Entre Kirchhoff e Bunsen houve uma estreita e longa colaboração. Nos seus trabalhos utilizaram o espectroscópio, inventado pelo primeiro e um queimador especial (bico de Bunsen), criado pelo segundo (figura 2.1.2.3).

Verificaram que os elementos ao serem aquecidos, produziam um espectro que não era contínuo, mas sim, consistia num conjunto de riscas coloridas separadas por regiões escuras – espectro de riscas – isto é, emitiam luz em comprimentos de onda específicos.

Para além desta descoberta, fizeram passar luz solar através de vapores arrefecidos desses elementos tendo verificado que estes absorviam luz apenas nos mesmos comprimentos de onda em que emitiam, o que resultava num espectro *quase* contínuo, pois apresentava poucas riscas escuras. Cada elemento emitia quando aquecido, obtendo-se um espectro de emissão, e absorvia quando arrefecido, obtendo-se um espectro de absorção. Estes espectros eram característicos de um elemento, eram únicos. Deste modo, os elementos constituintes de um mineral passaram a poder ser identificados pelos comprimentos de onda da radiação emitida quando o mineral era fortemente aquecido. No caso do Sol (e de outras estrelas), os vários elementos existentes das camadas exteriores do Sol actuam como filtros para a radiação emitida pelas regiões mais interiores, mais quentes e mais densas, obtendo-se espectros com linhas escuras. Estas riscas correspondem à radiação que é absorvida pelos elementos que existem nas camadas mais exteriores das estrelas. Analisando as riscas que correspondem à radiação absorvida e comparando-as com os espectros de emissão dos elementos obtidos em laboratório (na Terra), é

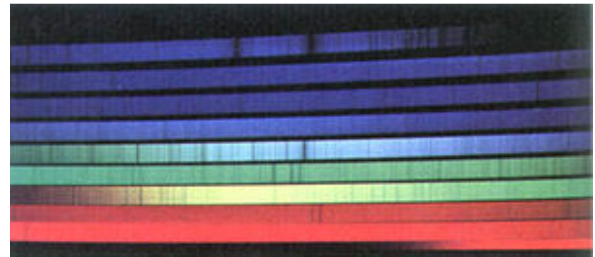


Figura 2.1.2.2 – Diagrama de Fraunhofer

(http://pt.wikipedia.org/wiki/Espectro_de_Fraunhofer).

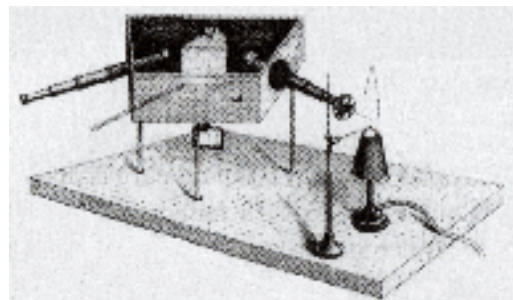


Figura 2.1.2.3 – Ilustração do equipamento utilizado por Kirchhoff e Bunsen para a obtenção de espectros de diversos materiais (Caruso, 2006, p. 228).

possível “ler a assinatura” do elemento que actuou como um filtro. Deste modo, é possível obter informações sobre a composição elementar do Sol ou de qualquer outro astro.

(Asimov, 2004, p. 106; Guaydier, 1983, p. 68)

A espectroscopia não foi útil somente para determinar a composição química do Sol, esta técnica também foi utilizada:

- na Química, na determinação da composição de sais, bem como, na descoberta de novos elementos;
- na astronomia, ao adaptar um espectroscópio a um telescópio, os astrónomos para além de conseguirem examinar os espectros de outras estrelas e deduzir a sua composição química, também conseguem determinar a velocidade das estrelas ao aplicar o *efeito Doppler-Fizeau* (uma vibração tem uma frequência aparente diferente da sua frequência própria, se a fonte emissora se deslocar relativamente ao observador) aos espectros observados – em 1868 foi efectuada a primeira medição da velocidade de uma estrela (Guaydier, 1983, p. 69).

2.2 – A estrutura da matéria

Na sequência dos estudos de espectroscopia iniciados em 1859 por Kirchhoff e Bunsen, desenvolveu-se um enorme esforço para reunir informações sobre os espectros de emissão dos diversos elementos bem como na determinação dos comprimentos de onda das suas riscas. Para que tal fosse possível, foi necessário desenvolver a técnica de espectroscopia. Com o acumular de informação, foi possível verificar alguns sinais de “regularidade”, que, mais tarde, permitiram que fosse encontrada uma correlação matemática entre as riscas dos espectros de emissão dos diferentes elementos. Foi Johann Jakob Balmer (1825-1898), físico e matemático suíço, quem desenvolveu o primeiro trabalho neste âmbito. Balmer interessava-se, especialmente, pelo espectro de emissão do hidrogénio, pois parecia ser de constituição mais simples do que o dos outros elementos. O espectro de emissão do hidrogénio é constituído por quatro riscas visíveis e por outras invisíveis; as riscas visíveis têm espaçamentos entre si que são tanto menores quanto menor for o comprimento de onda. Em 1885, Balmer publica o seu primeiro trabalho de pesquisa relativo à dedução de uma fórmula empírica (equação (2.2.1)) que lhe permitia obter os valores dos comprimentos de onda de cada uma das quatro riscas visíveis, ou linhas espectrais, (as únicas conhecidas até aquela data) mas não explicava por que razão as riscas apareciam com uma certa regularidade, que deveria, de algum modo, estar relacionada com a estrutura interna do átomo.

$$\lambda = B \frac{k^2}{k^2 - n^2} \quad (2.2.1)$$

onde: B – é uma constante e tem o valor 364,6 nm,

$$n = 2$$

k – tem sucessivamente os valores 3, 4, 5 e 6,

Com esta fórmula matemática, Balmer conseguiu calcular²³ o comprimento de onda de dezanove linhas espectrais do espectro de hidrogénio; este conjunto de riscas espectrais passou a ser conhecido como *série de Balmer*.

Pouco tempo depois, em 1890, o físico sueco Johannes Robert Rydberg (1854-1919) retomou a fórmula de Balmer e apresentou-a em termos do inverso do comprimento de onda (equação (2.2.2)) tendo-se observado, ainda, que as posições das linhas espectrais de qualquer elemento químico apresentavam nos seus cálculos um factor numérico constante, R , que ficou conhecido como a *Constante de Rydberg*.

$$\frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{k^2} \right) \Leftrightarrow \nu = c R \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{k^2} \right) \quad (2.2.2)$$

onde: R – *Constante de Rydberg* e, para o hidrogénio, tem o valor $1,096776 \times 10^7 \text{ m}^{-1}$ (Tipler, 2000, p. 27)

$$n = 2$$

$$k = 3, 4, \dots$$

ν – frequência da radiação,

c – valor da velocidade da luz.

A equação (2.2.2) ficou conhecida como equação de Rydberg para o hidrogénio

Em 1906, Theodore Lyman (1874-1954) descobriu uma nova série de riscas, do hidrogénio, na zona do ultravioleta, tendo verificado que as suas frequências obedecem à fórmula de Balmer desde que se faça $n = 1$ (em vez de $n = 2$), e $k > n$.

Em 1908, o físico alemão Louis Carl Henrich Friedrich Paschen (1865-1940) descobriu uma nova série de riscas no espectro do hidrogénio, mas na zona do infravermelho e cujas frequências continuavam a obedecer à fórmula de Balmer mas para $n = 3$ (e $k > n$).

Com o prosseguimento dos estudos do espectro do hidrogénio, e para cada valor de n , surgiu uma *série* diferente:

$n = 1$ *série de Lyman* (no ultravioleta),

$n = 2$ *série de Balmer* (no visível),

²³ Foi um amigo de Balmer, o Professor Eduard Hagenbach, que lhe forneceu os valores de comprimento de onda de algumas riscas do espectro do hidrogénio para que Balmer descobrisse uma relação matemática entre eles (Bassalo, 1997, p. 345).

$n = 3$ série de Paschen (no infravermelho),

$n = 4$ série de Brackett (no infravermelho),

$n = 5$ série de Pfund (no infravermelho),

Para além do hidrogénio, linhas espectrais idênticas às de Balmer foram encontradas em muitas outras espécies hidrogenóides (como, por exemplo, He^+ , Li^{2+} , Be^{3+}) e, em geral, todos os espectros satisfazem a equação:

$$\frac{1}{\lambda} = R' \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{k^2} \right) \quad (2.2.3)$$

onde: R' – tem o mesmo valor para todas as séries de um mesmo elemento, mas varia ligeiramente e de forma regular de elemento para elemento,

n e k – são números naturais tais que $k > n$

$k = n + 1, n + 2, \dots$

(Asimov, 2004, p. 107; Bassalo, 1997, p. 345; Deus, 2000, p. 518; Gibert, 1982, p. 197; Wedler, 2001, p. 128)

Contudo, o porquê da existência de espectros de riscas e de séries matemáticas não fica explicado.

Em 1908, Walter Ritz (1878-1909), físico suíço, que estudou espectroscopia, apresenta o *Princípio da Correspondência de Rydberg-Ritz*, para explicar a relação entre as linhas espectrais de todos os átomos. O princípio estabelece que, num espectro, as linhas espectrais de qualquer elemento têm frequências que se relacionam com a diferença entre frequências de outras duas linhas espectrais.

Mais tarde, Niels Henryk David Bohr (1885-1962), físico dinamarquês e Prémio Nobel de Física em 1922 (pelos seus trabalhos sobre a estrutura atómica e radiação, publicados em 1913), aplicou a equação (2.2.3) e verificou que ela corroborava as previsões dos valores de comprimento de onda previstas pela sua teoria da estrutura interna do átomo de hidrogénio (modelo de Bohr). Portanto, a validade do estudo efectuado por Balmer foi comprovada a partir da evolução da teoria quântica, já no século XX. A fórmula de Balmer para além de ter servido como modelo para as fórmulas de outras séries espectrais, foi fundamental na espectroscopia atómica.

2.3 – O desafio das novas descobertas

Os estudos de Michael Faraday também incidiram sobre a descarga eléctrica nos gases rarefeitos. Em 1838, verificou que, à medida que diminuía a pressão do gás, alargava a zona luminosa de descarga até que, a uma pressão entre 2 e 4 mmHg, a luminosidade enchia a totalidade do tubo

onde se dava a descarga excepto numa região junto do cátodo (pólo negativo), por oposição ao ânodo (pólo positivo) – a esta região sem luminosidade dá-se o nome de *espaço obscuro de Faraday* (Gibert, 1982, p.69).

O físico alemão Johann Heinrich Wilhelm Geissler²⁴ (1815-1879), em 1852, fundou uma pequena fábrica de aparelhos científicos para a Universidade de Bonn. Deste modo, em 1869, foi-lhe conferido, por intermédio do Professor Julius Plücker (1801-1868), físico e matemático alemão, o grau Doutor Honoris Causa dessa Universidade. Antes, em 1855, Geissler inventou uma bomba de vácuo de mercúrio (Hg) sem partes móveis. Com efeito, movendo uma coluna de mercúrio para cima e para baixo, o vácuo acima da coluna poderia ser usado para aspirar o ar de dentro de um recipiente, pouco a pouco, até que o vácuo obtido no mesmo se aproximasse do vácuo existente sobre a coluna de mercúrio. Geissler também descobriu uma técnica de soldar vidro a metal (escolheu metal e vidro com coeficientes de dilatação muito próximos).

Em 1858, o Professor Plücker, tendo em consideração os conhecimentos de Geissler e a sua habilidade manual, pede-lhe a construção de tubos de gases rarefeitos para os seus estudos sobre descargas nos gases. Plücker designou estes tubos por *tubo de Geissler* (figura 2.3.1) e realizou uma série de experiências sobre as descargas eléctricas nos gases, nas quais mostrou que essa descarga se desviava quando um íman se aproximava do tubo de Geissler que estava a utilizar (idem, p. 70; Bassalo, sd).



Figura 2.3.1 – Tubos de Geissler (Gibert, 1982, p. 69).

As experiências de Plücker foram repetidas por um dos seus alunos, o físico e químico alemão Johann Wilhelm Hittorf (1824-1914)²⁵, que usou tubos de Geissler com gás mais rarefeito (que, posteriormente, receberam o nome de *tubos de Hittorf*) e, com eles, em 1869, confirmou as observações de seu mestre, assim como, também observou a sombra projectada de um objecto colocado em frente ao cátodo do tubo com que trabalhava. Essa sombra, segundo Hittorf, devia-se aos *Glimmstrahlen* (*raios avermelhados*) que eram provenientes do cátodo.

Em 1876, o físico alemão Eugen Goldstein (1850-1930) deu-lhes o nome *Kathodestrahlen* (*raios catódicos*) e mostrou que, com cátodos extensos, eles eram emitidos perpendicularmente à superfície, podendo assim ser dirigidos e concentrados com o uso de cátodos côncavos. O nome

²⁴ O pai de Geissler era um operário soprador de vidro e ensinou-lhe o seu ofício.

²⁵ Nascido em Bonn, então na Prússia e hoje na Alemanha.

raio foi atribuído por se tratar de algo que se movia em linhas rectas e que produzia sombras quando algum objecto era interposto.

Em 1886, Goldstein usou um tubo com um cátodo perfurado e descobriu uma nova radiação que passava pelos orifícios do cátodo no sentido oposto ao dos próprios raios catódicos e deu-lhes o nome de *Kathodenstrahlen* (*raios de canal*)²⁶.

A natureza de todos esses raios foi objecto de polémica entre físicos ingleses e alemães. Estes últimos, liderados pelo físico Heinrich Rudolf Hertz, afirmavam tratar-se de ondas e, os ingleses, liderados pelo William Crookes (1832-1919), físico e químico e pioneiro no estudo destes raios, achavam que tais raios eram constituídos por moléculas ultra-gasosas e portadoras de cargas eléctricas, constituindo um quarto estado da matéria. Em 1878, Crookes explicava a natureza desses raios como sendo compostos por projecteis com carga eléctrica negativa.

Em 1879, Joseph John Thomson (1856-1940) demonstrou que o feixe desses raios era desviado pela acção de campos eléctricos. Crookes construiu um tubo de gás rarefeito, com uma pressão interna muito menor do que a obtida num tubo de Geissler, com o qual realizou experiências relacionadas com o estudo dos raios catódicos. Esse tubo construído por Crookes ficou conhecido como *ampola de Crookes* ou *tubo de Crookes*.

Em 1895, Wilhelm Konrad Röntgen (1845-1923) detecta os raios X; estes raios revelaram-se electricamente neutros e altamente penetrantes.

Em 1896, três meses depois da descoberta dos raios X, Antoine Henri Becquerel (1852-1908), físico francês, descobre, acidentalmente, uns raios emitidos por um sal de urânio. Iniciam-se os estudos sobre a radioactividade. Embora este fenómeno tenha sido descoberto por Becquerel, historicamente a radioactividade surge associada ao nome Curie.

(Asimov, 1987, p. 81; Bassalo, sd; Bensaude-Vincent, 1996, p. 319; Guaydier, 1983, p. 79; Martins, 1998, p. 375)

2.3.1 – W. Roentgen: o mistério dos raios X

A descoberta dos raios X data de 8 de Novembro de 1895 e atribui-se a Wilhelm Konrad Röntgen, figura 2.3.1.1, que em 1901 recebeu o Prémio Nobel da Física por esta descoberta. Röntgen interessava-se pelo problema dos raios catódicos em tubos de vácuo, estudados por Hertz e Lenard (Martins, 1998, p. 375).

²⁶ Em 1902, esta radiação serviu para detectar o efeito de Doppler-Fizeau em qualquer fonte luminosa da Terra. J. J. Thomson sugeriu que os raios de canal fossem designados por raios positivos uma vez que se moviam em sentido oposto aos raios catódicos, que têm carga negativa. Mais tarde, a partícula dos raios positivos foi considerada como sendo a partícula positiva fundamental. Rutherford chamou-lhe protão (Asimov, 1987, p. 81).

Heinrich Rudolf Hertz, foi o primeiro a descrever que os raios catódicos podiam atravessar folhas finas de metal, ao estudar esses raios dentro de um tubo de descarga. Philipp Eduard Anton von Lenard (1862-1947), físico alemão e Prémio Nobel da Física em 1905 (figura 3.1.2.4) e aluno de Hertz, conseguiu construir tubos de descarga dotados de uma fina janela de alumínio, de tal modo que os raios catódicos podiam sair e ser estudados no ar ou em outros gases; esses raios também ficaram conhecidos como *raios de Lenard*. No ar, estes raios podiam atingir uma distância de alguns centímetros e observava-se uma fraca luminosidade junto da janela de alumínio. Corpos luminescentes, colocados perto do tubo, tornavam-se luminosos²⁷. Esses raios eram capazes de sensibilizar chapas fotográficas e descarregar electroscópios. O surpreendente é que o efeito eléctrico destes raios era observado a distâncias superiores às observadas na penetração dos raios de Lenard no ar: até distâncias de 30 cm.

Em 1894, Röntgen conseguiu adquirir o material necessário (tubos, folhas de alumínio, etc.) e, em Junho do mesmo ano, conseguiu observar raios catódicos no ar e em hidrogénio. Na altura da descoberta dos raios X, Röntgen, disse numa entrevista, que estava a trabalhar com um tubo de Crookes coberto por papelão preto. Na mesa de trabalho encontrava-se um pedaço de papel com platinocianeto de bário²⁸ e ao fazer passar uma corrente pelo tubo, observou o aparecimento de uma linha preta no papel (idem, p. 377).

Em Dezembro de 1895, Röntgen apresentou a sua primeira comunicação à Sociedade de Física e Medicina de Würzburg, sob o título “Ueber eine neue Art von Strahlen”²⁹ de onde se transcrevem os seguintes passos considerados decisivos:

“1. Se se fazem passar as descargas de uma forte bobina de Ruhmkorff³⁰ através de um tubo vazio de Hittorf, num tubo suficientemente vazio de ar de Lenard ou de Crookes, ou um aparelho



Figura 2.3.1.1 – Wilhelm Konrad Röntgen (1845-1923) (Martins, 1998, p. 374).

²⁷ Inicialmente Lenard utilizou substâncias comuns, como sulfureto de cálcio fosforescente, mas depois começou a usar um material que produzia uma luminosidade muito mais intensa: pentadecil-paratolil-cetona (Martins, 1998, p. 377).

²⁸ O platinocianeto de bário era um material fortemente fluorescente, que foi estudado por George Stokes (idem).

²⁹ Em português “Sobre um novo tipo de raios”.

³⁰ Bobina construída pelo físico alemão Henrich Ruhmkorff (1803-1877), que viveu em França onde construiu esta bobina que permite obter tensões elevadas, alimentada por uma bateria de 6 ou 12 V.

análogo, e se se cobre o tubo com uma manga de cartão fino e negro bastante justa, vê-se um alvo de papel, colocado próximo do aparelho, na obscuridade completa, recoberto de platinocianeto de bário, brilhar vivamente e tornar-se fluorescente, em cada descarga, quer seja a face recoberta do alvo, quer seja a outra, a que está virada para o aparelho. A fluorescência observa-se ainda quando o alvo está a dois metros do aparelho...

2. O que impressiona imediatamente neste fenómeno é que o cartão preto, absolutamente impenetrável aos raios visíveis e ultravioleta do espectro, deixa passar um agente capaz de provocar uma viva fluorescência... Depressa se descobre que todos os corpos são transparentes para este agente, mas em graus muito diversos (...) (numa *NOTA*, escreve: “Para abreviar, empregarei a expressão *raios X* de modo a distingui-los de outras espécies de raios”).

3. (...) Os resultados das experiências (...) conduzem à conclusão que a transparência das várias substâncias, para a mesma espessura, depende sobretudo da densidade dos corpos (...)

6. A fluorescência do platinocianeto de bário não é a única acção perceptível dos raios X. Deve-se lembrar antes que outros corpos se tornam igualmente fluorescentes; assim... o vidro de urânio, o vidro ordinário, a calcite, o sal gema, etc. As placas secas com gelatinobrometo são igualmente sensíveis aos novos raios. (...)

11. Existe ainda uma diferença muito notável entre os raios catódicos e os raios X. Reside no facto de me ter sido absolutamente impossível, apesar de todos os esforços, de obter um desvio qualquer dos raios X por meio de um íman, mesmo empregando campos magnéticos muito intensos (...)

12. Segundo ensaios feitos propositadamente para esclarecer esta questão, é certo que o local do aparelho de descarga onde se produz a mais viva fluorescência deve ser considerado como o ponto de saída principal dos raios X propagando-se em todas as direcções. Os raios X partem mesmo precisamente do local onde, segundo dados de diversos físicos, os raios catódicos atingem a parede de vidro. Se se desviarem os raios catódicos com um íman, no interior do aparelho de descarga, verifica-se que os raios X se deslocam igualmente: partem então de um outro local que se confunde precisamente com a extremidade dos raios catódicos (...) Chego portanto a este resultado que os raios X não são idênticos aos raios catódicos (...).

14. A razão pela qual me julguei autorizado a dar o nome de «raios» ao agente proveniente da parede do aparelho de descarga reside em parte no facto da formação muito regular de sombras que se verifica quando se interpõe entre o aparelho e o alvo fluorescente (ou placa sensível) corpos mais ou menos transparentes (...) Observei e fotografei mesmo um número bastante grande dessas silhuetas cuja realização não deixa de apresentar um atractivo particular (...) Tenho ainda fotografias das sombras dos ossos da mão (...)” (Gibert, 1982, pp.74-76).

Numa conferência, que apresentou no dia 23 de Janeiro de 1896, Röntgen disse que estava a realizar experiências com raios catódicos e que notou a fluorescência de um papel com platinocianeto de bário, que estava sobre a mesa, embora o tubo com que trabalhou, tubo de Hittorf, estivesse completamente envolto em papelão preto.

Os tubos de Hittorf eram idênticos aos tubos de Crookes, consistiam numa ampola de vidro em forma de pêra, com dois eléctrodos em posições perpendiculares (figura 2.3.1.2).

Utilizando esses tubos, Röntgen testou esses raios, com sucesso, a diferentes distâncias e procurou determinar as suas propriedades. Eles propagavam-se em linha recta, pois produziam sombras. Testou a transparência de uma quantidade enorme de materiais, e verificou que existem duas propriedades que são importantes: a densidade do material e a espessura; concluiu que quanto mais denso e mais espesso, menos transparente é aos raios X; eram absorvidos mais fortemente pelos metais, em especial o chumbo³¹. Também

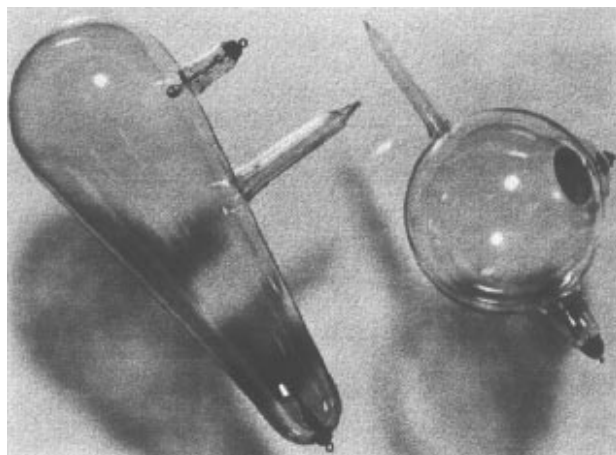


Figura 2.3.1.2 – Dois tubos de descargas utilizados por Röntgen. Em ambos, o cátodo (em forma de disco) e o ânodo estão colocados perpendicularmente um ao outro. Nesses tubos, o feixe de raios catódicos atinge o vidro e não o ânodo (Martins, 1998, p. 377).

verificou que, ao contrário dos raios catódicos, os raios X podem ser observados mesmo quando a tela é colocada a uma distância de aproximadamente dois metros do tubo de vácuo (os raios catódicos não ultrapassam mais do que oito centímetros no ar); produziam fluorescência em várias substâncias diferentes; tal como a luz, a radiação ultravioleta e os raios catódicos, os raios X também sensibilizavam chapas fotográficas; não era possível reflecti-los³² nem refractá-los (o que os afastava da luz e da radiação ultravioleta, mas os aproximava dos raios catódicos); eram mais penetrantes que os raios catódicos; não eram desviados por ímanes, isto é, deflectidos por um campo magnético (o que os afastou dos raios catódicos); não sofriam fenómenos de interferência nem de polarização.

Por eliminação, Röntgen concluiu que os raios X não podiam ser considerados luz, nem radiação electromagnética invisível conhecida (raios ultravioleta e infravermelhos), nem eram

³¹ Röntgen verificou experimentalmente que uma lâmina de chumbo de 1,5 mm de espessura era praticamente opaca aos raios X; este facto levou a que, posteriormente, este metal tenha sido utilizado para protecção destas radiações (Salgueiro, 1995, p. 3).

³² Embora tenha ficado com dúvidas relativamente à reflexão (Santos, 2002).

raios catódicos. Sugeriu que fossem ondas electromagnéticas longitudinais. Só quinze anos mais tarde é que Röntgen se apercebeu que se tratava de luz invisível (com comprimento de onda inferior ao da luz visível).

O laboratório de Röntgen encontra-se representado na figura 2.3.1.3. Com o dispositivo experimental esquematizado na figura 2.3.1.4, este físico produzia corrente eléctrica de alta tensão com o auxílio de uma bobina de indução de Ruhmkorff.

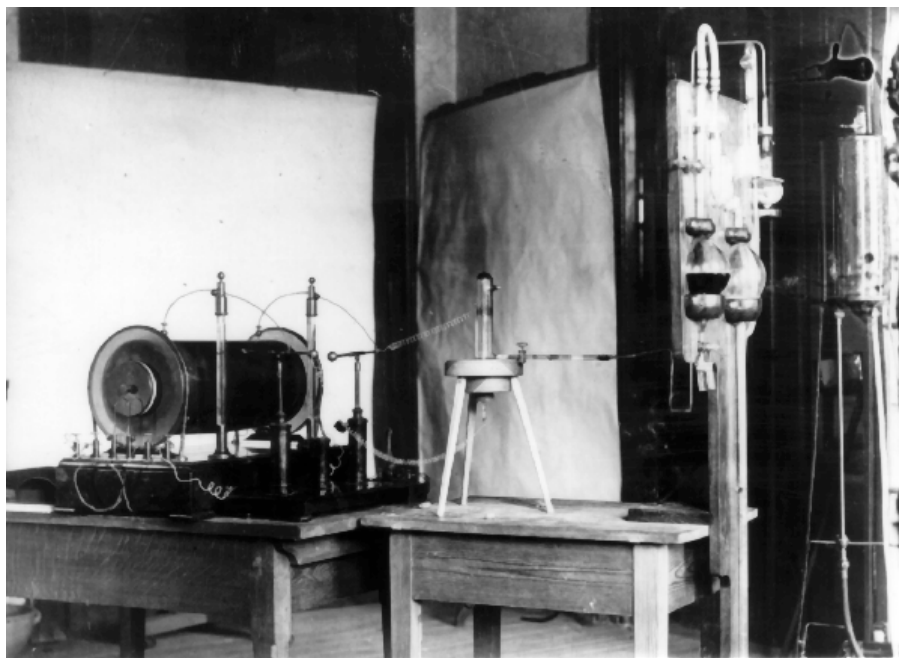


Figura 2.3.1.3 – Fotografia, do início de 1896, do laboratório de Röntgen. À esquerda encontra-se a bobina de Ruhmkorff, que produzia descargas eléctricas; no centro, um tubo de descargas; e à direita, uma bomba de vácuo, que funcionava pela queda de gotas de mercúrio (<http://www.akisrx.com/htm/storia.htm>).

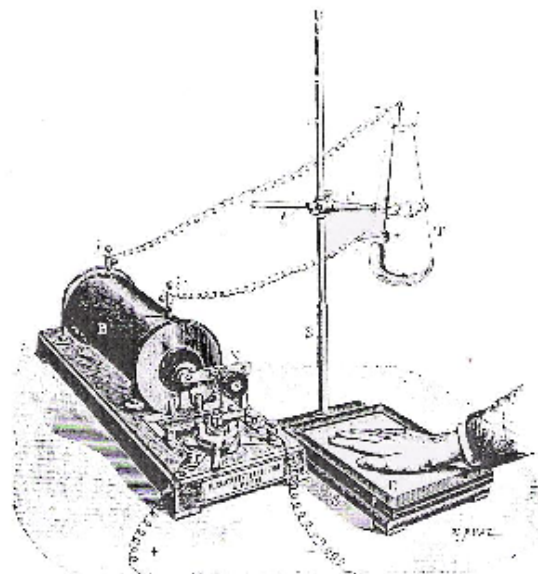


Figura 2.3.1.4 – Dispositivo experimental usado por Röntgen. A bobina de Ruhmkorff (B) servia para produzir uma elevada diferença de potencial eléctrico aplicada entre o ânodo e o cátodo da ampola, de curta duração, deste modo era efectuada uma descarga eléctrica no gás rarefeito contido na ampola (Salgueiro, 1995, p. 4).

Este aparelho era um tipo de transformador, constituído por duas bobinas coaxiais tendo no interior o respectivo eixo ocupado por ferro macio; a bobina interior chama-se primária ou indutora e a exterior é a bobina secundária ou induzida, formada por um enorme número de espiras de fio fino.

A bobina indutora era percorrida por corrente eléctrica (fornecida geralmente por baterias), interrompida de forma intermitente por um comutador (que é um interruptor accionado pelo próprio campo magnético gerado pela corrente que atravessa a bobina primária). A passagem de corrente eléctrica na bobina indutora magnetiza o ferro macio; quando, na bobina indutora, se interrompe a corrente eléctrica, dá-se uma variação brusca do campo magnético, que provoca, na bobina induzida, o aparecimento de uma força electromotriz, isto é, produz-se um pulso na bobina secundária. Deste modo, gerava-se um elevado valor de tensão de curta duração, que produzia faíscas ou descargas em gases rarefeitos.

A bobina de Ruhmkorff utilizada por Röntgen produzia pulsos de 20-30 kV.

A sua experiência mais célebre foi quando imobilizou, por momentos, a mão da sua esposa entre a fonte dos raios X e uma placa fotográfica, obtendo, após a revelação, uma imagem que revelava os ossos da mão e os seus anéis, rodeados pela penumbra devida ao tecido humano (figura 2.3.1.5(a)).

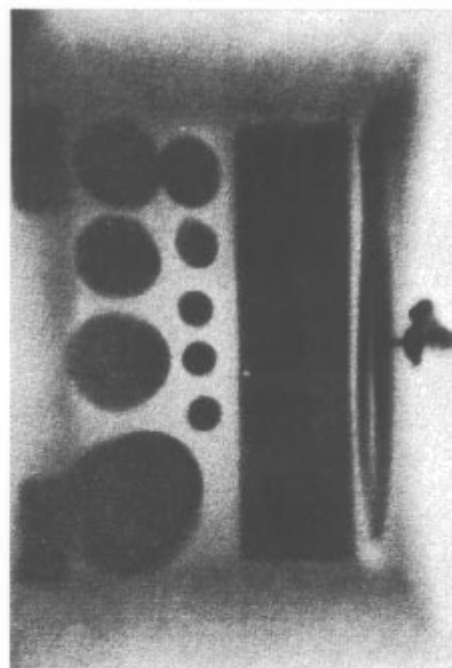
Recentemente, em 1995, Howard Seliger (Martins, 1998, p. 379) afirmou que a descoberta de Röntgen deveu-se ao facto deste andar à procura de radiação invisível de alta frequência prevista por Hermann Ludwig Ferdinand von Helmholtz (1821-1894), que em 1893 tinha publicado um artigo onde indicava a possibilidade de existência de ondas de alta frequência e que teriam baixa absorção pela matéria.

Röntgen após se sentir seguro quanto às propriedades destes novos raios e ao perceber a importância da sua descoberta, decide escrever o seu primeiro artigo sobre o assunto.

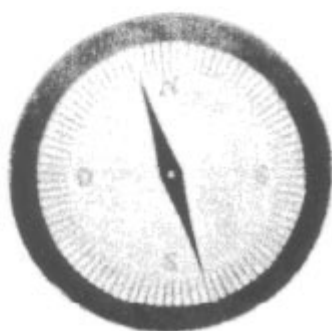
Em 28 de Dezembro, daquele ano, envia o manuscrito da sua descoberta, intitulado “Sobre um novo tipo de raios”, que ele considera como uma comunicação preliminar, ao Presidente da Sociedade de Física e Médica (*Physikalisch-Medicinischen Gesellschaft*) de Würzburg e consegue convencê-lo a publicar o artigo na revista da Sociedade, sem passar por árbitros nem pela reunião da Sociedade como era normal. O trabalho foi enviado para publicação e Röntgen convenceu a gráfica a imprimir um certo número de separatas (pelas quais pagou um elevado preço). No dia 1 de Janeiro de 1896 enviou pelo correio algumas dezenas de separatas acompanhadas pelas radiografias de alguns objectos, incluindo a da mão da sua esposa (figura 2.3.1.5(a)). Devido a esta tática de divulgação, em poucos dias o seu trabalho estava a ser lido e comentado em todas as sociedades científicas. (Martins, 1998, pp. 377-379)



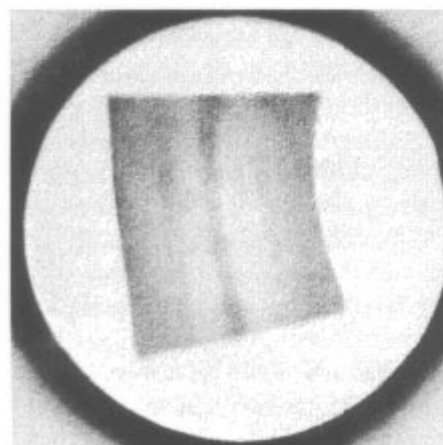
(a)



(b)



(c)



(d)

Figura 2.3.1.5 – Quatro radiografias obtidas por Röntgen em 1895: (a) mão da sua esposa, Bertha, com dois anéis no dedo médio; (b) caixa de madeira contendo pesos de balança; (c) bússola, com caixa metálica e escala em tinta metálica; (d) amostra de metal (zinco) mostrando as suas irregularidades (Martins, 1998, p. 380).

Em 9 de Março de 1896, Röntgen envia, à mesma sociedade, a sua segunda comunicação, com o mesmo título da primeira; o terceiro artigo é datado de 10 de Março de 1897.

Na edição de 23 de Janeiro de 1896 da *Nature*, é publicada uma versão inglesa da primeira comunicação, sendo imediatamente reproduzida em *Science*, *Scientific American Supplement*, *Journal of the Franklin Institute* e na revista popular *Review of Reviews* (semelhante a *Reader's*

Digest). A revista alemã *Annalen der Physik*, na sua edição do dia 1 de Janeiro de 1898, reproduz os três artigos³³.

Cópias do primeiro trabalho, com a radiografia de uma mão, foram enviadas, entre o final de Dezembro e o início de Janeiro, aos principais cientistas da Europa, que assim tomaram conhecimento da grande descoberta, uma vez que os anais da Sociedade de Física e Médica tinham circulação bastante limitada, praticamente local (Santos, 2002).

Röntgen recebeu inúmeros convites para conferências, mas parece que declinou todas, excepto uma, apresentada na Sociedade de Física e Médica, em 23 de Janeiro de 1896, na qual obteve enorme sucesso, apesar da sua reconhecida timidez. Nessa conferência, ele tirou várias radiografias, inclusive uma que ficou famosa, da mão do grande anatomista e fisiologista, professor da Universidade de Würzburg, A. von Kölliker. A cada radiografia que ele conseguia, a audiência reagia com entusiasmo e estrondoso aplauso. A fotografia dos ossos, desde logo, fez vislumbrar a importância desta técnica em medicina (idem).

A aplicação prática da sua descoberta foi quase imediata. Logo em Fevereiro de 1896, apenas três meses depois da descoberta de Röntgen, já se tiravam radiografias no nosso país. Em Portugal o pioneiro foi um físico da Universidade de Coimbra, Álvaro Teixeira Bastos.

As primeiras experiências com raios X foram realizadas no Gabinete de Física Experimental da Universidade de Coimbra, sendo radiografado: um dedo de um cadáver, uma mão viva, uma caixa de pesos e uma sardinha.

Estas experiências foram relatadas, com destaque, no jornal “O Século” de 1 de Março de 1896 (figura 2.3.1.3).

Já em 28 de Junho de 1927, Egas Moniz (1874-1955), Prémio Nobel da Medicina em 1949, ao usar os raios X conseguiu obter a primeira imagem satisfatória da circulação intracraniana num ser humano vivo (Crato, 2005).



Figura 2.3.1.3 – A descoberta dos raios X rapidamente se difundiu pelo mundo (http://www.prof2000.pt/users/ajleonardo/segredos/ondas_de_luz_ficheiros/image009.jpg).

³³ Röntgen realizou numerosos trabalhos em diversos domínios; publicou cerca de 58 artigos, contudo, apenas três foram dedicados aos raios X (Salgueiro, 1995, p. 5).

Röntgen reconheceu nos raios X propriedades semelhantes às dos raios luminosos. Embora com grande dificuldade, diversos investigadores reuniram resultados que reforçavam essa opinião.

George Gabriel Stokes (1819-1903), matemático e notável físico teórico britânico, foi o primeiro físico a sugerir que os raios X eram radiações electromagnéticas e previu a sua extensão para além da região do visível, com menores comprimentos de onda. Por isso, uma rede de difracção normal seria o adequado para difractar os raios X.

Em 1912, Arnold Johannes Wilhelm Sommerfeld (1868-1951), colega de Röntgen na Universidade de Munich, estabeleceu teoricamente, que o comprimento de onda dos raios X era da ordem de $0,4 \times 10^{-10}$ m, ou seja, cerca de 10^4 vezes menor que os das radiações visíveis. Para provar a sua teoria, sugeriu a Max Theodore Félix von Laue (1879-1960), físico teórico alemão, a ideia de propor a dois jovens físicos experimentais Walther Friedrich (1883-1968) e Paul Knipping (1883-1935) uma experiência sobre a difracção de raios X em cristais³⁴, na qual chegaram a estimar o espaçamento entre vértices consecutivos da rede cristalina como sendo da ordem de 1 Angström (10^{-10} m) – ordem de grandeza igual à do valor calculado por Sommerfeld. A análise da estrutura dos cristais por intermédio da difracção de raios X foi também objecto de pesquisa por parte dos físicos ingleses Sir William Henry Bragg (1862-1942) e do seu filho, Sir William Lawrence Bragg (1890-1971), que partilharam o Prémio Nobel da Física em 1915 pelo seu trabalho conjunto. Assim, entre 1912 e 1913, realizaram uma série de experiências, cujos resultados foram apresentados em 1913, com os quais conseguiram estudar a estrutura de muitos cristais, por intermédio de uma equação por eles deduzida, hoje conhecida como *lei de Bragg* e é dada por:

$$2d \sin \phi = n\lambda \quad (2.3.1.1)$$

onde d é a distância entre os planos da rede cristalina, λ é o comprimento de onda da radiação X utilizada, ϕ é o ângulo de incidência dessa radiação com o plano da rede, e $n = 1, 2, 3, \dots$ é ordem de difracção, ou seja, é a posição da figura de difracção formada pelo espalhamento dos raios X pelo cristal. O esquema da difracção de raios X encontra-se na figura 2.3.1.4.

Um outro resultado importante decorrente do estudo da difracção de raios X pela matéria foi obtido pelo físico inglês Henry Gwyn-Jeffreys Moseley (1887-1915), em 1913, ao encontrar uma relação entre a frequência, ν , dos raios X com o número atómico, Z , do alvo espalhador (vários elementos químicos), ou seja: $\nu = k(Z-a)^2$, onde k é uma constante absoluta e a é uma constante

³⁴ Um cristal é um sólido com uma forma geométrica clara: tem faces planas, que se encontram segundo ângulos característicos, e possui uma simetria característica. Um cristal constitui uma rede de difracção natural muito mais fina do que qualquer outra rede de difracção artificial.

que apresenta diferentes valores para as linhas K e L descobertas por Charles Glover Barkla (1877-1944), físico inglês e Prémio Nobel da Física em 1917.

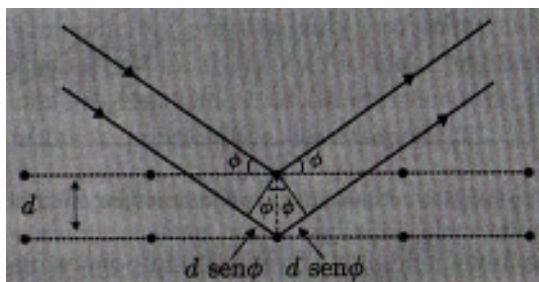


Figura 2.3.1.4 – Difracção de raios X pelo plano de um cristal (Caruso, 2006, p. 269).

É interessante notar que Moseley escreveu uma carta para Niels Bohr, em 16 de Novembro de 1913, na qual dizia que a sua fórmula poderia ser escrita na forma: $\nu = R(Z-1)^2(1/1^2 - 1/2^2)$, isto é, em consonância com o modelo de Bohr, onde R é a constante de Balmer-Rydberg.

Barkla, a partir de estudos da difusão de raios X por elementos, mostrou que se tratava de radiação electromagnética, pois demonstrou a polarização dos raios X. A partir de experiências de absorção, descobriu que os raios X emitidos por vários elementos são formados por grupos característicos, que designou por K, L, M^{35} , ... Não as designou pelas primeiras letras do alfabeto (A, B, ...), porque estava convencido que existiriam radiações com poder penetrante superior ao das radiações do grupo K.

Mais tarde descobriu-se a radiação gama, de comprimento de onda inferior ao dos raios X.

Em 1922, a difracção de raios X pela matéria permitiu a descoberta de mais um novo fenómeno físico: o efeito Compton.

(Bassalo, sd; Gibert, 1982, p. 80; Salgueiro, 1995, p. 5)

2.3.2 – J. J. Thomson: o que são os raios catódicos?

Antes de 1800, a electricidade e o magnetismo já eram fenómenos de grande curiosidade e importância. Contudo, foi durante o séc. XIX que conheceram um importante avanço.

Johann Wilhelm Hittorf, considerado um pioneiro em electroquímica e raios X, juntamente com Friedrich Wilhelm Georg Kohlrausch (1840-1910), também físico alemão, demonstrou que havia um transporte quantitativo de matéria simultâneo à passagem da corrente eléctrica, ou seja, que havia transferência de matéria com carga eléctrica – os iões; esta foi uma conclusão importante para o entendimento das reacções electroquímicas. O seu trabalho mais importante foi o que

³⁵ Designações usadas, actualmente, para os níveis atómicos.

resultou da sua pesquisa, realizada entre 1853 e 1859, sobre o movimento de iões provocados por uma corrente eléctrica (Fernandes, 2002).

Em 1869, Hittorf fez estudos sobre descargas eléctricas num tubo com gás a pressão reduzida e com um cátodo em forma de fio; observou que apareciam partes escuras no vidro, quando havia algum objecto dentro do tubo. O efeito era semelhante à produção de sombras. Concluiu que havia “alguma coisa” que saía do cátodo e se propagava em linha recta até à parede do tubo e que “essa coisa” podia ser interceptada por corpos sólidos. Mostrou que esses raios propagavam-se em linha recta, desde que não houvesse um campo magnético e deu-lhes o nome de *Glimmstrahlen* ou raios de brilho. Anos depois, em 1876, Eugen Goldstein, designou estes raios por raios catódicos – nome actual –, ou *Kathodestrahlen* (Martins, 1998, p. 375).

A partir de 1880 foram realizadas algumas experiências que indiciavam o carácter descontínuo da electricidade, isto é, tal como a matéria, a electricidade deveria ser formada por minúsculas partículas – esta ideia surgiu pela primeira vez no estudo do fenómeno da electrólise.

Em 1881, Helmholtz observou que a carga elementar de um ião monovalente tem todas as características de uma “partícula de electricidade”. Em 1887, Svante August Arrhenius (1859-1927), químico sueco e Prémio Nobel da Química em 1903, desenvolveu a teoria dos iões, que confirmou esse modo de entender a electricidade.

Em 1882, Julius Johann Phillip Ludwig Elster (1854-1920) e Hans Friedrich Geitel (1855-1923), ambos físicos alemães³⁶, descobriram que um metal emite partículas responsáveis pela electricidade, desde que suficientemente aquecido – é descoberto o *efeito termoiónico*. Conseguiram medir a corrente termoeléctrica com o dispositivo experimental esquematizado na figura 2.3.2.1.

Em 1888, o físico alemão Wilhelm Ludwig Franz Hallwachs (1859-1922) provou que se pode obter corrente eléctrica fazendo incidir luz, de comprimento de onda suficientemente pequeno,

³⁶ Inventaram a célula fotoeléctrica (1892), descoberta de grande importância para o desenvolvimento da televisão e de outros equipamentos tecnológicos. Juntos construíram a primeira célula fotoeléctrica comercialmente vantajosa (1905), que combinada com as ondas de rádio tornou possível a transmissão de fotografias através do espaço e, assim, base para a transmissão de fotografias à distância. Determinaram os períodos dos radioelementos e que substâncias radioactivas produzindo ionização, causavam condutividade na atmosfera (1899) e estabeleceram quais as substâncias radioactivas é que produziam factores ionizantes que causavam a condutividade eléctrica na atmosfera. Também, criaram o primeiro fotómetro, instrumento usado para medir a energia de um feixe luminoso, e que se pode basear em comparações efectuadas visualmente ou em comparações quantitativas realizadas por meio de dispositivos fotoeléctricos, e também o chamado transformador Tesla (<http://www.dec.ufcg.edu.br/biografias/JuliusEl.html>).

sobre um metal – surgem os primeiros estudos sobre o *efeito fotoelétrico*. O dispositivo experimental encontra-se na figura 2.3.2.2.

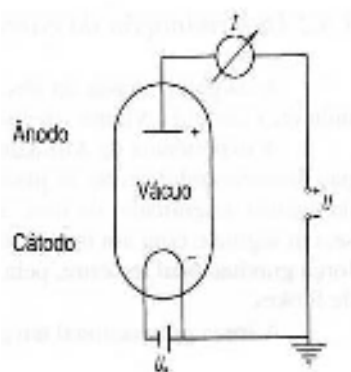


Figura 2.3.2.1 – Medição da emissão termoelétrica
(Wedler, 2001, p. 105).

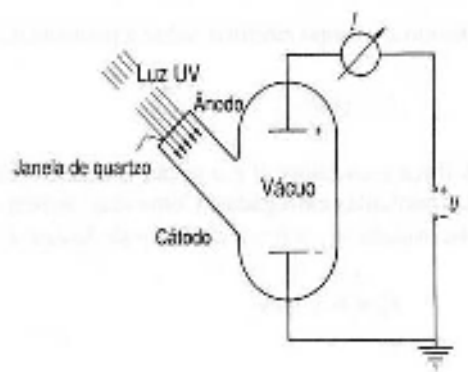


Figura 2.3.2.2 – Medição da emissão fotoelétrica.
(Wedler, 2001, p. 105).

O nome *electrão* só surgiu em 1891³⁷ e foi proposto pelo físico irlandês George Johnstone Stoney (1826-1911) para designar a carga elementar de electricidade, isto é, a unidade de carga no campo da electroquímica; tratava-se da mais “pequena quantidade de electricidade” que era possível obter; era distinta da matéria e era transportada por ela. A pouco e pouco, esta concepção foi-se modificando, pois era possível fazer com que um corpo neutro emitisse electrões, portanto, os físicos começaram a “ver” o electrão como uma partícula e, ainda, como constituinte universal da matéria – foram realizadas muitas experiências, com resultados concordantes entre si, que comprovavam esta hipótese, apesar de ser impossível ver os electrões. Antes de 1880 apenas se fazia circular a electricidade na matéria (fios condutores, sais em solução), após essa data muitos fenómenos surgiram em que algo saía da matéria e era responsável pela existência de corrente eléctrica, como por exemplo: raios catódicos, efeito fotoelétrico, efeito termoiónico, raios β do rádio, etc. Para todos estes fenómenos foram estudadas as propriedades dessas partículas, nomeadamente desviando-as com um campo eléctrico e um campo magnético combinados. Através das investigações efectuadas para descobrir a natureza dos raios catódicos, algumas propriedades desses raios foram observadas de imediato: são capazes de atravessar, sem produzir estragos, películas de vidro ou metal de alguns micrómetros de espessura; são capazes de aquecer consideravelmente um material; e podem ser desviados por um campo electromagnético. Todos os resultados eram concordantes entre si, o que assegurou o triunfo da hipótese da electricidade ser devida à existência de electrões, que se calculou terem uma massa duas mil vezes menor que os átomos de hidrogénio; este número foi

³⁷ O electrão só foi descoberto em 1897.

apresentado, pela primeira vez, em 1897 pelo físico alemão Emil Wiechert (1861-1928) e confirmado, pouco tempo depois, pelo físico inglês Joseph John Thomson (Guaydier, 1983, pp. 77-78; Wedler, 2001, p. 105).

Em 1895, Jean Baptiste Perrin (1870-1942), físico e químico francês, galardoado com o Prémio Nobel da Física em 1926 (figura 2.3.2.3), conseguiu recolher raios catódicos num electrómetro³⁸, deste modo, demonstrou que os raios catódicos possuíam carga eléctrica negativa. Assim, a possibilidade de os raios serem um fenómeno ondulatório análogo à luz foi colocada de parte e passou a considerar-se que eram formados por partículas.

Em 1897, Joseph John Thomson (figura 2.3.2.4), prémio Nobel da Física em 1906 pelas investigações sobre condutividade eléctrica dos gases, publicou os resultados experimentais que o tinham conduzido à determinação da razão carga/massa do electrão. Desta forma, mostrou, quantitativamente, a natureza dos raios catódicos; o aparelho que utilizou nas suas experiências ficou conhecido como tubo de raios catódicos.

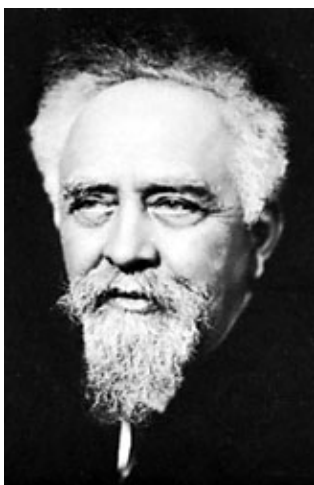


Figura 2.3.2.3 – Jean Baptiste Perrin (1870-1942) (http://www.britannica.com/nobel/micro/460_73.html).

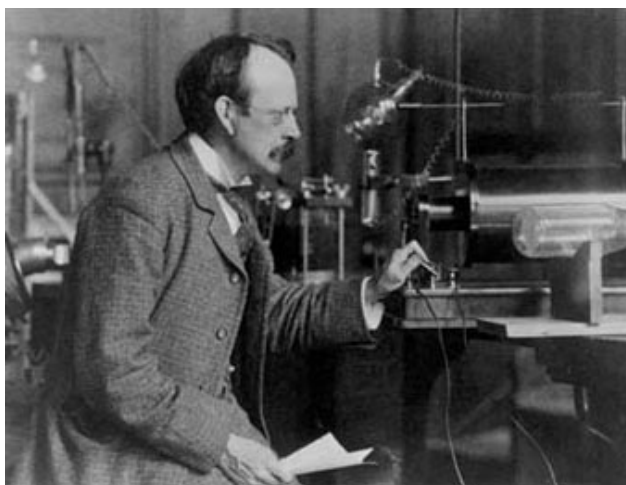


Figura 2.3.2.4 – J. J. Thomson (1856-1940) no seu laboratório (<http://www.fnal.gov/pub/inquiring/timeline/images/thomson.jpg>).

A figura 2.3.2.5 mostra o tubo de raios catódicos utilizado por J. J. Thomson para medição da razão entre a carga e a massa dos electrões, e/m (onde e representa a carga elementar).

Thomson demonstrou que a origem dos raios catódicos estava na ionização dos átomos ou moléculas do gás contido na ampola. Este fenómeno consiste no arranque de um electrão ao átomo, ou molécula, cuja parte residual fica com uma carga positiva, igual em valor absoluto à do electrão, isto é, um ião monopositivo. Então, no interior do tubo (figura 2.3.2.6) encontra-se

³⁸ Instrumento destinado à medição de cargas eléctricas.

um gás a baixa pressão, que é ionizado devido à aplicação de uma elevada tensão entre o cátodo, **C**, e o ânodo, **A**; produzem-se cargas positivas (iões), que se dirigem para o cátodo e negativas (electrões) que são atraídas pelo ânodo; os electrões adquirem velocidade e passam através de uma fenda que existe no ânodo; continuam o seu movimento rectilíneo até atingirem um ecrã fluorescente, onde produzem um ponto luminoso, **O**.



Figura 2.3.2.5 –Tubo de raios catódicos original utilizado por J. J. Thomson, para medição da razão entre a carga e a massa dos electrões, e/m (Ventura, 2005, p. 269).

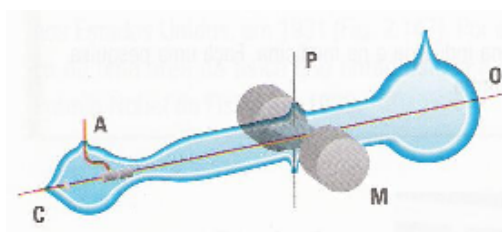


Figura 2.3.2.6 – Esquema do tubo de raios catódicos utilizado por J. J. Thomson, para medição da razão entre a carga e a massa dos electrões, e/m (Ventura, 2005, p. 270).

No interior do tubo também há um condensador de placas paralelas, **P**, onde se pode aplicar uma tensão, que cria um campo eléctrico de intensidade E , e um par de bobinas, **M**, que cria um campo magnético perpendicular ao campo eléctrico.

Numa primeira fase, cria-se um campo eléctrico através da aplicação de uma tensão entre as placas; deste modo é aplicada, sobre os electrões, uma força eléctrica que os desvia da sua trajectória rectilínea. O feixe de electrões embate no ecrã fluorescente. Efectua-se a medição do desvio, Δy , provocado em relação ao ponto **O** (figura 2.3.2.7). Δy é a soma de dois desvios: o desvio à saída da região onde existe o campo eléctrico, Δy_1 , pois nessa região os electrões têm um movimento curvilíneo uniformemente acelerado, e o desvio resultante da trajectória dos electrões, desde que saiem da região do condensador até atingirem o ecrã, Δy_2 , resultante de um movimento rectilíneo uniforme. Deste modo:

$$\Delta y = \Delta y_1 + \Delta y_2 \quad (2.3.2.1)$$

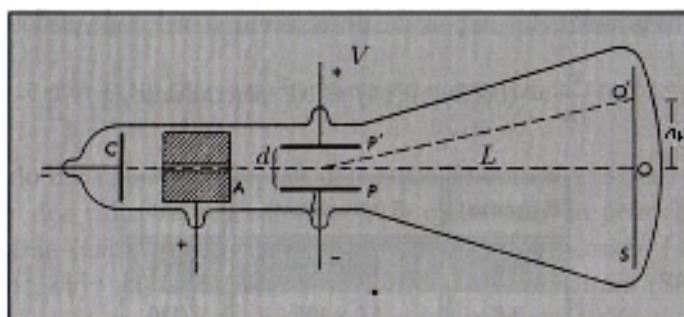


Figura 2.3.2.7 – Deflexão do feixe de electrões (Caruso, 2006, p. 247).

A medição de Δy permite a determinação da razão entre a carga e a massa do electrão do seguinte modo:

- No interior das placas os electrões são acelerados pela força eléctrica de direcção perpendicular à da velocidade dos electrões e intensidade F_e dada por:

$$F_e = eE \quad (2.3.2.2)$$

Despreza-se a força gravítica, que actua sobre os electrões, por se considerar que a sua intensidade é muito inferior à intensidade da força eléctrica. Então, pela Segunda Lei de Newton obtém-se:

$$\vec{F}_e = m \vec{a} \quad (2.3.2.3)$$

Como a \vec{F}_e é vertical, associando as equações (2.3.2.2) e (2.3.2.3), as componentes da aceleração são dadas por:

$$a_x = 0 \quad (2.3.2.4)$$

$$a_y = \frac{eE}{m} \quad (2.3.2.5)$$

- Quando um electrão entra no campo eléctrico a sua velocidade tem as seguintes componentes:

$$v_{x0} = v \quad (2.3.2.6)$$

$$v_{y0} = 0 \quad (2.3.2.7)$$

As equações do movimento são:

$$\Delta x_1 = l \Leftrightarrow$$

$$\Leftrightarrow vt_1 = l \Leftrightarrow$$

$$\Leftrightarrow t_1 = \frac{l}{v} \quad (2.3.2.8)$$

onde: l – comprimento das placas do condensador,

t_1 – tempo que os electrões demoram a percorrer l .

$$\Delta y_1 = \frac{1}{2} a_y t_1^2 \quad (2.3.2.9)$$

À saída do campo eléctrico, as componentes da velocidade são:

$$v_x = v \quad (2.3.2.10)$$

$$v_y = a_y t_1 \quad (2.3.2.11)$$

Substituindo as equações (2.3.2.5) e (2.3.2.8) na equação (2.3.2.9), tem-se:

$$\Delta y_1 = \frac{1}{2} \frac{eE}{m} \left(\frac{l}{v} \right)^2 \quad (2.3.2.12)$$

- Após a saída do campo eléctrico os electrões efectuem um percurso de comprimento L até atingirem o ecrã e sofrem o desvio Δy_2 ; as equações deste movimento são as seguintes:

$$\Delta x_2 = L = v_x t_2 \quad (2.3.2.13)$$

$$\Delta y_2 = v_y t_2 \quad (2.3.2.14)$$

onde: t_2 – tempo que os electrões demoram a percorrer L .

Substituindo as equações (2.3.2.5) e (2.3.2.8) na equação (2.3.2.11), as componentes da velocidade são constantes e dadas por:

$$v_x = v \quad (2.3.2.15)$$

$$v_y = \frac{eE}{m} \left(\frac{l}{v} \right) \quad (2.3.2.16)$$

Substituindo a equação (2.3.15) na equação (2.3.13), obtem-se:

$$t_2 = \frac{L}{v} \quad (2.3.2.17)$$

Substituindo as equações (2.3.2.16) e (2.3.2.17) na equação (2.3.2.14):

$$\Delta y_2 = \frac{eE}{m} \frac{l L}{v^2} \quad (2.3.2.18)$$

- O desvio Δy será obtido fazendo a substituição das equações (2.3.2.12) e (2.3.2.18) na equação (2.3.2.1), obtendo-se:

$$\begin{aligned} \Delta y &= \frac{1}{2} \frac{eE}{m} \left(\frac{l}{v} \right)^2 + \frac{eE}{m} \frac{l L}{v^2} \Leftrightarrow \\ \Leftrightarrow \Delta y &= \frac{e}{m} \frac{E l}{v^2} \left(\frac{1}{2} l + L \right) \end{aligned} \quad (2.3.2.19)$$

Numa segunda fase é determinado o valor da velocidade dos electrões, v , quando estes entram na região de actuação do campo eléctrico. Nesta fase é aplicado um campo magnético (pelo par de bobinas, \mathbf{M}) que tem direcção perpendicular à do campo eléctrico e o seu sentido é tal que a resultante do sistema de forças que actua sobre cada electrão é nula, isto é, as forças eléctrica, \vec{F}_e , e magnética, \vec{F}_m , são simétricas:

$$\vec{F}_e + \vec{F}_m = \vec{0} \quad (2.3.2.20)$$

De onde se conclui que:

$$F_e = F_m \quad (2.3.2.21)$$

Sabendo que:

$$F_m = e v B \quad (2.3.2.22)$$

onde: B – intensidade do campo magnético.

Substituindo as equações (2.3.2.2) e (2.3.2.22) na equação (2.3.2.21) obtém-se:

$$v = \frac{E}{B} \quad (2.3.2.23)$$

Substituindo esta equação na equação (2.3.2.19) tem-se:

$$\begin{aligned} \Delta y &= \frac{e}{m} \frac{B^2 l}{E} \left(\frac{1}{2} l + L \right) \Leftrightarrow \\ \Leftrightarrow \frac{e}{m} &= \frac{E \Delta y}{B^2 l \left(\frac{1}{2} l + L \right)} \Leftrightarrow \\ \Leftrightarrow \frac{e}{m} &= \frac{2 E \Delta y}{B^2 l (l + 2L)} \end{aligned} \quad (2.3.2.24)$$

O valor de e/m , obtido por J. J. Thomson foi $1,7 \times 10^{11} \text{ C kg}^{-1}$, bastante próximo do actual que é $1,759 \times 10^{11} \text{ C kg}^{-1}$ (Ventura, 2005, p. 271). Thomson verificou que o valor desta razão era independente do gás que se utilizava, portanto, tudo levava a crer que essas partículas eram comuns a todos os materiais, deveriam ser constituintes de todos os átomos; esse valor também era muito superior ao valor da razão carga/massa conhecida para os iões, o que evidenciava um valor muito pequeno para a massa dessa partícula. Considerando iões com massas diferentes m_1 , m_2 , m_3 , etc. obtêm-se curvas diferentes e, portanto, diferentes pontos de colisão no ecrã fluorescente – estes últimos resultados permitiram o desenvolvimento da espectrometria de massa. Em 1912 Thomson realizou experiências que levaram à descoberta do isótopo 22 do néon³⁹. Thomson refere-se a este assunto da seguinte forma: “Na chapa fotográfica encontramos as linhas do hélio, do néon (muito intensas) e do árgon. Existe ainda uma linha correspondente a um peso atómico 22 (...) na tabela de Mendeleev, não há lugar para um novo elemento com esse peso atómico... No entanto é possível que estejamos a dar à lei de Mendeleev uma interpretação demasiado rígida e que na vizinhança do peso atómico do néon existam dois ou mais elementos de propriedades próximas, como sucede noutras zonas da tabela, como o ferro, o níquel e o cobalto” (citado em Gibert, 1982, p. 192). Só mais tarde, Francis William Aston⁴⁰ (1877-1945), físico experimental e Prémio Nobel da Química em 1922, demonstrou experimentalmente a existência de dois isótopos do néon: o néon-20 e o néon-22.

(Gibert, 1982, pp. 188-192; Ventura, 2005, pp. 270-271)

³⁹ Existem três isótopos estáveis do néon: Ne-20 (90,48%), Ne-21 (0,27%) e Ne-22 (9,25%) (<http://pt.wikipedia.org/wiki/N%C3%A9on>» acedido em 25 de Agosto de 2007).

⁴⁰ Aston trabalhou, em Cambridge, com J. J. Thomson na investigação das descargas eléctricas em tubos de baixa pressão (http://www.vidaslusofonas.pt/francis_w_aston.htm», acedido em 25 de Agosto de 2007).

Nos laboratórios escolares a determinação de e/m pode fazer-se com um dispositivo, idêntico ao apresentado na figura 2.3.2.8, que utiliza um método diferente do método de J. J. Thomson. No interior da ampola encontra-se um gás raro a baixa pressão. Um canhão de electrões ejecta electrões, que são acelerados no interior de um condensador onde está aplicada uma tensão de 320 V. De seguida, os electrões entram numa região onde existe um campo magnético de intensidade $6,0 \times 10^{-4}$ T e com direcção perpendicular à direcção da velocidade, obrigando os electrões a executar uma trajectória circular de raio 10,0 cm (Ventura, 2005, p. 271).

A trajectória dos electrões é visível devido à luminosidade emitida pelos átomos do gás raro, como se pode verificar na figura 2.3.2.9.

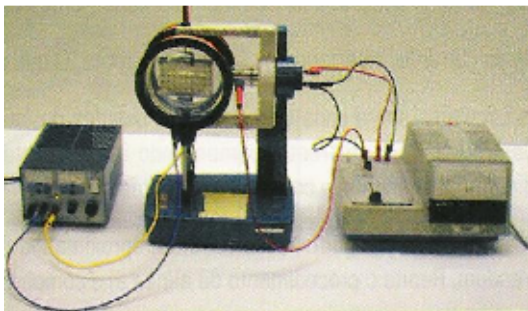


Figura 2.3.2.8 – Aparelho escolar para determinar e/m . A fonte de alimentação da esquerda está ligada ao par de bobinas e a da direita fornece alta tensão ao canhão de electrões (Ventura, 2005, p.271).



Figura 2.3.2.9 – Movimento circular dos electrões no interior do campo magnético (<http://www.icl-didactica.com/pdf/P6%20Atomic%20and%20nuclear%20physics.PDF>).

2.3.2.1 – Determinação experimental da razão e/m

De seguida procede-se à descrição de uma actividade experimental que, actualmente, se pode realizar nos nossos laboratórios para determinar a razão e/m . Optou-se por uma descrição um tanto pormenorizada uma vez que este assunto é tratado num dos conteúdos programáticos da disciplina de Física do 12.º ano, intitulado “Experiência de Thomson e relação e/m do electrão”.

Objectivos

Os objectivos a atingir com a realização desta actividade experimental são:

- (i) estudar o movimento de partículas carregadas (electrões) sob a acção de um campo magnético uniforme em função da intensidade do campo e da velocidade das partículas;
- (ii) medir a carga específica do electrão, isto é, a razão entre a carga e do electrão e a sua massa m .

Para tal, será necessário:

- gerar um feixe de electrões com uma velocidade bem definida;
- produzir um campo magnético uniforme na região em que os electrões se vão movimentar;
- visualizar o percurso dos electrões sob a acção do campo magnético.

Descrição do dispositivo experimental

O dispositivo experimental utilizado (figura 2.3.2.8) é constituído por:

- um tubo de Leybold;
- duas bobinas circulares paralelas (Bobinas de Helmholtz), entre as quais está colocado o tubo de Leybold, que criam um campo magnético uniforme no interior do tubo (ver figura 2.3.2.1.1);
- um espelho colocado por trás do sistema que permite medir o diâmetro da trajectória dos electrões;
- uma régua com estilete;
- fonte de tensão contínua, variável entre 6 e 8 V;
- fonte de tensão contínua, variável entre 100 e 200 V;

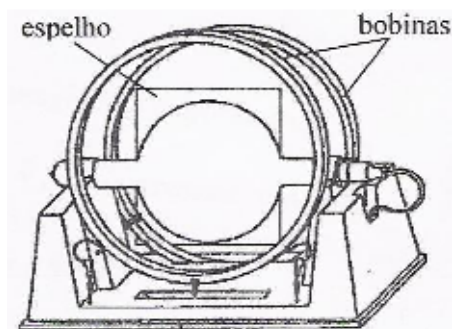


Figura 2.3.2.1.1 – Tubo de Leybold e bobinas de Helmholtz (*Determinação da carga específica do electrão, e/m* , Departamento de Física FCTUC).

- fonte de tensão alternada de 6,3 V;
- um amperímetro e um voltímetro;
- fios de ligação.

O tubo de Leybold é constituído por uma ampola esférica que contém hidrogénio (H_2) a uma pressão muito baixa (10^{-2} mmHg). Colocado lateralmente está um canhão de electrões (ver figura 2.3.2.1.2) que permite obter um feixe de electrões suficientemente fino e com uma velocidade bem definida. O canhão de electrões é composto por um filamento envolvido por um cilindro metálico (cátodo) e pelo cilindro de Wehnelt, por um ânodo de forma cónica e por duas placas deflectoras, que não são utilizadas nesta actividade. Quando se faz passar uma corrente pelo filamento, este fica incandescente e aquece indirectamente o cátodo provocando a libertação, por efeito termoiónico⁴¹, de electrões da superfície metálica. Se se aplicar uma diferença de potencial entre o cátodo e o ânodo, os electrões são acelerados nessa região devido à criação de um campo eléctrico e entram na ampola com uma velocidade bem definida. O cilindro de Wehnelt controla a carga espacial de forma a produzir um feixe de electrões bem focado.

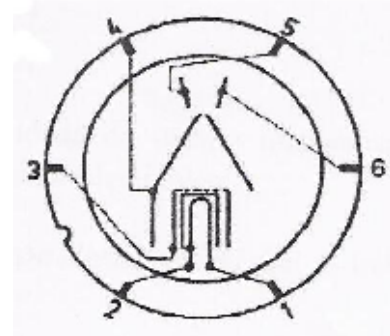


Figura 2.3.2.1.2 – Canhão de electrões: 1, 2 – cátodo de aquecimento indirecto; 3 – cilindro de Wehnelt; 4 – ânodo; 5, 6 – placas deflectoras (idem).

Dentro da ampola, os electrões ficam sujeitos à acção de um campo magnético, criado pela corrente que circula através das bobinas de Helmholtz; este campo magnético é uniforme e tem direcção perpendicular à trajectória dos electrões, pelo que os obriga a percorrer uma trajectória circular. Ao longo do seu movimento, alguns electrões sofrem colisões com as moléculas do meio, H_2 , dando origem a que os electrões ligantes, dessas moléculas, sofram transições electrónicas para orbitais moleculares de maior energia, correspondendo a estados excitados; como os estados excitados só existem durante um intervalo de tempo muito curto, rapidamente ocorre a desexcitação e, conseqüentemente a emissão de radiação electromagnética: é emitida uma luz ténue azul clara, visível numa sala obscurecida – esta emissão de luz permite a visualização da trajectória dos electrões.

A determinação da razão e/m faz-se a partir da medição do raio da trajectória circular descrita pelo feixe de electrões.

⁴¹ O efeito termoiónico é definido como a emissão de electrões por uma superfície metálica aquecida.

Fundamentos teóricos

1 – Movimento de cargas eléctricas sob a acção de um campo magnético uniforme:

Uma carga eléctrica q , em movimento com uma certa velocidade \vec{v} , ao atravessar um campo magnético \vec{B} uniforme e com direcção perpendicular à direcção de \vec{v} , fica sujeita a uma força \vec{F} (força de Lorentz) dada por:

$$\vec{F} = q\vec{v} \times \vec{B} \quad (2.3.2.25)$$

Quando a partícula a ser estudada é o electrão, de carga eléctrica $-e$, a equação anterior toma a seguinte forma:

$$\vec{F} = -e\vec{v} \times \vec{B} \quad (2.3.2.26)$$

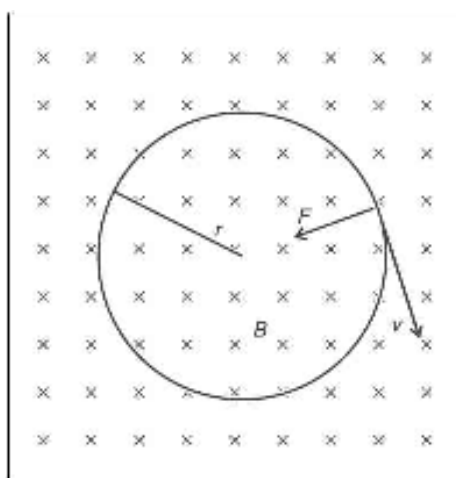


Figura 2.3.2.1.3 – Movimento dos electrões, num campo magnético, devido à força de Lorentz que origina uma trajectória circular de raio r (http://www.leybold-didactic.de/literatur/hb/e/p6/p6131_e.pdf).

\vec{F} actua perpendicularmente ao plano definido por \vec{v} e \vec{B} ⁴². Uma vez que \vec{v} e \vec{B} são perpendiculares entre si e \vec{F} é perpendicular a \vec{v} , então os electrões são obrigados a descrever uma trajectória circular de raio r (figura 2.3.2.1.3), ficando:

$$\vec{F} = \vec{F}_c + \vec{F}_t \quad (2.3.2.27)$$

onde: \vec{F}_c – componente radial da resultante do sistema de forças aplicado ao electrão;

\vec{F}_t – componente tangencial da resultante do sistema de forças aplicado ao electrão, que, neste estudo, é nula ($\vec{F}_t = \vec{0}$), uma vez que a força aplicada no electrão, devido ao

⁴² Ao efectuar o produto vectorial entre dois vectores perpendiculares entre si, obtém-se um vector perpendicular ao plano formado pelos dois vectores iniciais.

campo magnético criado pelas bobinas de Helmholtz, tem direcção perpendicular à tangente à trajectória dos electrões, ou seja, é perpendicular a \vec{v} .

Então, a equação (2.3.2.27) pode ser simplificada:

$$\vec{F} = \vec{F}_c \quad (2.3.2.28)$$

Os valores escalares serão dados por:

$$F = e v B \quad (2.3.2.29)$$

$$F_c = m \frac{v^2}{r} \quad (2.3.2.30)$$

onde: m – massa da partícula em estudo (massa do electrão);

r – raio da trajectória circular do electrão.

Associando as três últimas equações obtém-se:

$$e v B = m \frac{v^2}{r} \quad (2.3.2.31)$$

De onde se pode observar que:

$$v = \frac{e}{m} B r \Leftrightarrow \quad (2.3.2.32)$$

$$\Leftrightarrow r = \frac{m v}{e B} \quad (2.3.2.33)$$

isto é, o raio da trajectória é directamente proporcional ao valor da velocidade com que os electrões saem do canhão de electrões e é inversamente proporcional à intensidade do campo magnético.

A energia cinética adquirida pelos electrões, à saída do canhão electrónico, é igual ao trabalho realizado pela força eléctrica, devida ao campo eléctrico estabelecido entre o ânodo de forma cónica e o cátodo metálico aquecido, ou seja:

$$\frac{1}{2} m v^2 = e U \quad (2.3.2.34)$$

onde: U – diferença de potencial entre o ânodo e o cátodo;

Substituindo a equação (2.3.2.32) – v em função de B e de r – na equação (2.3.2.34), vem:

$$\frac{1}{2} m \frac{e^2}{m^2} B^2 r^2 = e U \Leftrightarrow$$

$$\Leftrightarrow \frac{e}{m} = \frac{2 U}{B^2 r^2} \quad (2.3.2.35)$$

2 – Intensidade do campo magnético uniforme criado pelas bobinas de Helmholtz:

A intensidade do campo magnético no centro da região entre as bobinas de Helmholtz (figura 2.3.2.1.4) é calculada a partir da Lei de Biot e Savart e é dada pela seguinte expressão:

$$B = \mu_0 n \frac{I}{R} \left(\frac{R^2}{R^2 + a^2} \right)^{\frac{3}{2}} \quad (2.3.2.36)$$

onde: μ_0 – permeabilidade magnética do vácuo:

$$\mu_0 = 4 \pi \times 10^{-7} \text{ V s A}^{-1} \text{ m}^{-1};$$

n – número de espiras em cada bobina;

R – raio das bobinas;

a – distância do centro das bobinas ao centro da ampola.

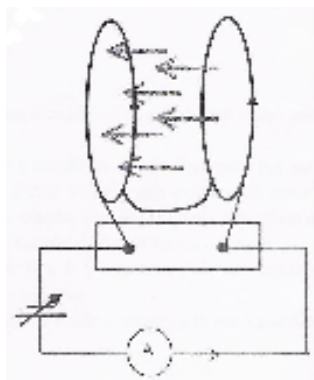


Figura 2.3.2.1.4 – Direcção e sentido do campo magnético criado entre as bobinas de Helmholtz (Determinação da carga específica do electrão, e/m , Departamento de Física FCTUC).

Substituindo a equação (2.3.2.36) na equação (2.3.2.35) obtém-se:

$$\frac{e}{m} = \frac{2 R^2}{\mu_0^2 n^2} \left(\frac{R^2 + a^2}{R^2} \right)^3 \frac{U}{I^2 r^2} \quad (2.3.2.37)$$

ou

$$\frac{e}{m} = K \frac{U}{I^2 r^2} \quad (2.3.2.38)$$

em que

$$K = \frac{2 R^2}{\mu_0^2 n^2} \left(\frac{R^2 + a^2}{R^2} \right)^3 \quad (2.3.2.39)$$

é uma constante que só depende do meio e das características do aparelho utilizado.

O sistema da Leybold utilizado tem as seguintes características:

– número de espiras em cada bobina: $n = 130$;

- raio das bobinas: $R = 150$ mm;
- distância das bobinas ao centro da ampola: $a = \frac{1}{2} R = 75$ mm.

Sendo assim, a expressão anterior – equação (2.3.2.39) – pode ser simplificada, obtendo-se:

$$K = \frac{2}{\mu_0^2} \left(\frac{5}{4} \right)^3 \frac{R^2}{n^2} \quad (2.3.2.40)$$

Procedimento experimental

1 – Montagem do circuito:

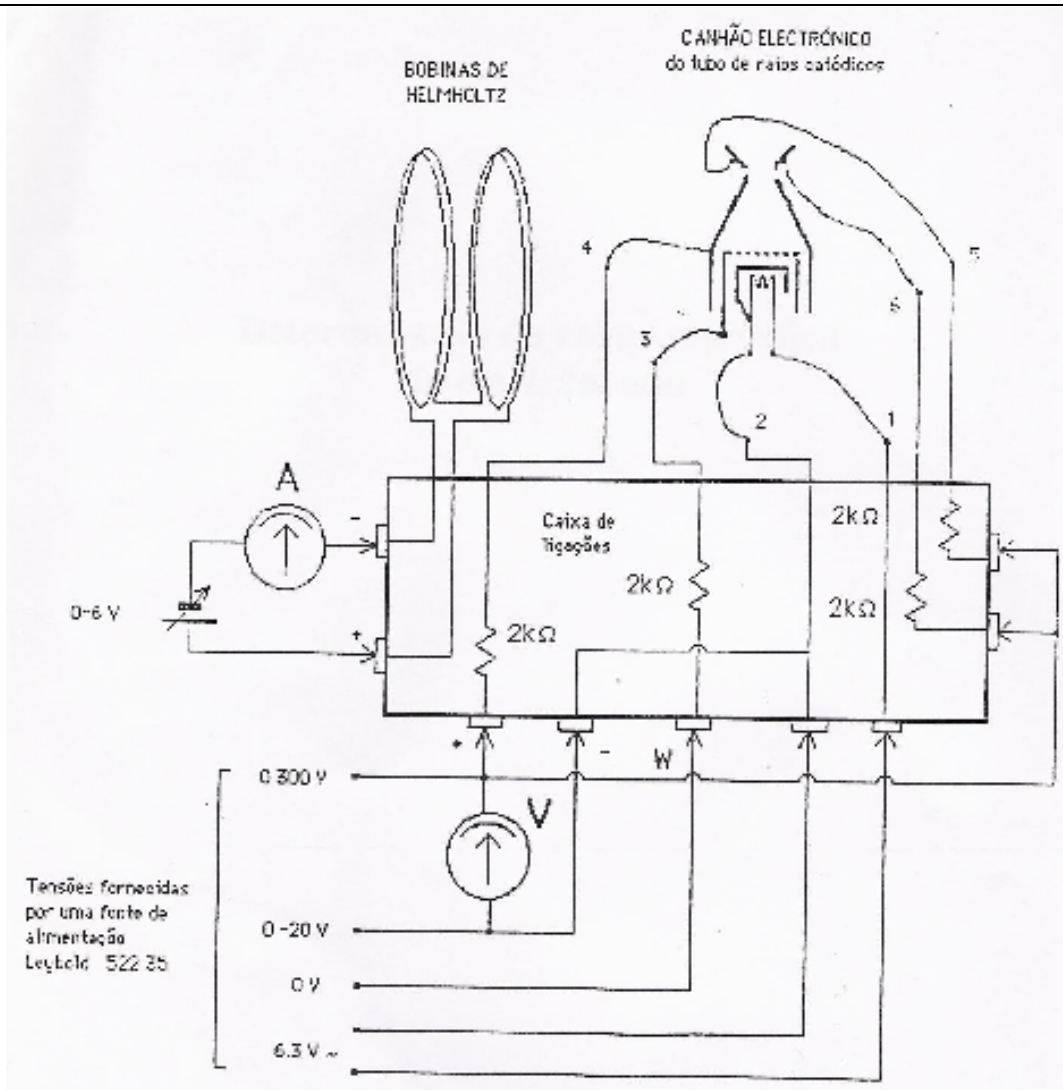
- Estabelecem-se as ligações indicadas no esquema da figura 2.3.2.1.5.
- Liga-se a tensão de aquecimento do cátodo (entre os terminais 1 e 2), a qual é fornecida por uma fonte de tensão alternada de 6,3 V.
- Quando o cátodo estiver incandescente liga-se a tensão do ânodo, fornecida por uma fonte de tensão contínua, variável entre 100 e 200 V. Se a sala estiver obscurecida ver-se-á o feixe de electrões, provenientes do cátodo, seguir uma dada trajectória ao longo do eixo do ânodo cónico. Verifica-se se a trajectória é rectilínea.
- Estabelece-se uma diferença de potencial entre 6 e 8 V aos terminais das bobinas. Observa-se o que acontece ao feixe de electrões.
- Ajusta-se a tensão aplicada ao cilindro de Wehnelt de modo a tentar obter a melhor definição possível da trajectória dos electrões. Só assim se conseguirá minimizar o erro nas medidas a realizar.

2 – Realização do estudo da variação do raio da trajectória:

- 2.1 – em função da tensão anódica, para um dado campo magnético aplicado,
- 2.2 – em função da intensidade do campo magnético aplicado, para um dado valor da tensão anódica.

A medição do raio da curvatura da trajectória descrita pelos electrões é efectuada fazendo coincidir a imagem do feixe no espelho (colocado verticalmente por trás da ampola) com o próprio feixe e com o estilete da régua colocado em frente da ampola.

3 – Construção de uma tabela de valores da tensão anódica, corrente nas bobinas, raio da trajectória e respectivas incertezas (devem efectuar-se pelo menos 10 medições de r , para diferentes valores de U , diferença de potencial, e de I , intensidade da corrente eléctrica). Para cada par de valores (U, I) calcula-se o valor de e/m e a incerteza na estimativa desta relação.



(A)

Figura 2.3.2.1.5 - (A) Diagrama das ligações:

1, 2 – filamento e cátodo;

3 – cilindro de Wehnelt;

4 – ânodo;

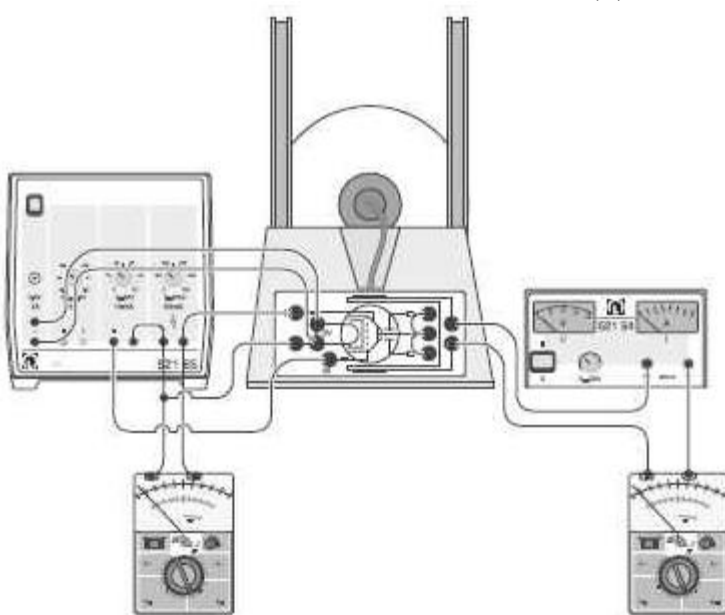
5, 6 – placas de deflexão;

A – amperímetro para medir a intensidade da corrente que cria o campo magnético;

V – voltímetro para medir a tensão anódica (0-320 V).

(B) Ligações eléctricas.

(http://www.leybold-didactic.de/literatur/hb/e/p6/p6131_e.pdf).



(B)

4 – Cálculo do valor médio de e/m utilizando a média pesada:

$$\overline{\left(\frac{e}{m}\right)} = \frac{\sum_i \left(\frac{1}{\Delta(e/m)_i}\right)^2 \left(\frac{e}{m}\right)_i}{\sum_i \left(\frac{1}{\Delta(e/m)_i}\right)^2} \quad \text{e} \quad \Delta\left(\frac{e}{m}\right) = \frac{1}{\sqrt{\sum_i \left(\frac{1}{\Delta(e/m)_i}\right)^2}}$$

5 – A estimativa para o melhor valor de e/m pode também ser obtida usando um método gráfico.

6 – O valor indicado pelo “Handbook of Chemistry and Physics” (CRC Press 60th edition) para o valor de e/m é $1,7588047(49) \times 10^{11} \text{ C kg}^{-1}$. Deve-se comparar o resultado que se obtém nesta actividade com o valor tabelado e comentar as possíveis discrepâncias encontradas.

Observações

Aquando da montagem do circuito:

- Após a verificação da incandescência do cátodo e estabelecida a ligação da tensão do ânodo, observa-se uma ténue luz azulada (resultante da desexcitação das moléculas de hidrogénio, após a sua excitação por colisão com os electrões emitidos pelo cátodo, por efeito termoiónico) pelo que é possível “observar” a trajectória do feixe de electrões, provenientes do cátodo, essa trajectória é rectilínea, uma vez que a fonte de alimentação das bobinas de Helmholtz se encontra desligada, e, portanto, os electrões apenas executam a sua trajectória devido à força eléctrica criada pelo campo eléctrico estabelecido no interior do canhão de electrões (figura 2.3.2.1.2) que obriga a que os electrões saiam do canhão com uma velocidade bem definida.
- Após o estabelecimento de uma diferença de potencial entre 6 e 8 V nos terminais das bobinas, observa-se que o feixe de electrões executa uma trajectória circular cujo raio é tanto mais pequeno quanto maior é a diferença de potencial (ddp) estabelecida, uma vez que:

$$r = \frac{m v}{e B} \tag{2.3.2.33}$$

e que:

$$B = \mu_0 n \frac{I}{R} \left(\frac{R^2}{R^2 + a^2} \right)^{\frac{3}{2}} \tag{2.3.2.36}$$

portanto, quanto maior a ddp estabelecida nos extremos das bobinas, maior é o valor da intensidade da corrente eléctrica, I , e maior é o valor do campo magnético, B , por consequência, o valor do raio da trajectória dos electrões diminui.

Registo de medidas

Após o ajuste da tensão aplicada ao cilindro de Wehnelt de modo a tentar melhorar a medição do raio da trajectória dos electrões e efectuada a leitura do valor da intensidade de corrente ($I = 1,06$ A), que atravessa as bobinas de Helmholtz, e, portanto, responsável pela existência do campo magnético, registaram-se, na tabela 2.3.2.1.1, os valores de tensão anódica e os valores de x_{up} e de x_{down} , que correspondem às posições dos dois pontos, vertical e diametralmente opostos, de coincidência da imagem do feixe no espelho (colocado por trás da ampola) com o próprio feixe e com o estilete da régua (colocado em frente da ampola), para o valor constante de intensidade da corrente, referido acima.

Tabela 2.3.2.1.1 – Registo de dados para o estudo do raio da trajectória em função da tensão anódica, para um dado valor de campo magnético aplicado, portanto, com I de valor constante e igual a 1,06 A.

ensaio	I / A	U / V	x_{up} / m	x_{down} / m
1	1,06	100	$25,3 \times 10^{-2}$	$18,2 \times 10^{-2}$
2	1,06	110	$25,4 \times 10^{-2}$	$18,0 \times 10^{-2}$
3	1,06	120	$25,6 \times 10^{-2}$	$18,0 \times 10^{-2}$
4	1,06	130	$26,0 \times 10^{-2}$	$17,7 \times 10^{-2}$
5	1,06	140	$26,0 \times 10^{-2}$	$17,5 \times 10^{-2}$
6	1,06	150	$26,4 \times 10^{-2}$	$17,2 \times 10^{-2}$
7	1,06	161	$26,6 \times 10^{-2}$	$17,1 \times 10^{-2}$
8	1,06	170	$26,9 \times 10^{-2}$	$16,9 \times 10^{-2}$
9	1,06	180	$27,1 \times 10^{-2}$	$16,7 \times 10^{-2}$
10	1,06	190	$27,2 \times 10^{-2}$	$16,6 \times 10^{-2}$
11	1,06	200	$27,4 \times 10^{-2}$	$16,2 \times 10^{-2}$
12	1,06	210	$27,4 \times 10^{-2}$	$16,0 \times 10^{-2}$
13	1,06	220	$27,5 \times 10^{-2}$	$15,6 \times 10^{-2}$

Por análise da escala dos instrumentos de medida utilizados bem como a incerteza resultante da manipulação do estilete e régua, registam-se os valores de incerteza absoluta de leitura na tabela 2.3.2.1.2.

Tabela 2.3.2.1.2 – Registo dos valores das incertezas absolutas de leitura dos instrumentos utilizados.

Instrumento	σ
Amperímetro	$\pm 0,01$ A
Voltímetro	± 1 V
Régua (e estilete)	$\pm 0,1 \times 10^{-2}$ m

Para o estudo da variação do raio da trajectória dos electrões com a intensidade do campo magnético aplicado, para um dado valor da tensão anódica, isto é, mantendo constante o valor da tensão anódica e variando a intensidade da corrente que atravessa as bobinas de Helmholtz, efectuaram-se os registos que se encontram na tabela 2.3.2.1.3.

Tabela 2.3.2.1.3 – Registo de dados para o estudo da variação do raio da trajectória dos electrões com a intensidade do B aplicado, para um dado valor da tensão anódica e igual a 150 V.

ensaio	I / A	U / V	x_{up} / m	x_{down} / m
1	1,24	150	$25,6 \times 10^{-2}$	$18,0 \times 10^{-2}$
2	1,22	150	$25,0 \times 10^{-2}$	$18,1 \times 10^{-2}$
3	1,2	150	$25,8 \times 10^{-2}$	$17,9 \times 10^{-2}$
4	1,16	150	$26,0 \times 10^{-2}$	$17,8 \times 10^{-2}$
5	1,11	150	$26,3 \times 10^{-2}$	$17,6 \times 10^{-2}$
6	0,97	150	$26,7 \times 10^{-2}$	$16,7 \times 10^{-2}$
7	0,9	150	$27,0 \times 10^{-2}$	$16,0 \times 10^{-2}$
8	0,79	150	$27,7 \times 10^{-2}$	$15,2 \times 10^{-2}$
9	0,7	150	$28,5 \times 10^{-2}$	$14,5 \times 10^{-2}$

Cálculos efectuados

– Calculo do valor médio de e/m utilizando a média pesada:

Considerando as seguintes equações para o cálculo do valor médio de e/m , $\overline{\left(\frac{e}{m}\right)}$, onde se efectua uma média pesada de cada ensaio e em que a incerteza em cada ensaio é representada por

$$\Delta\left(\frac{e}{m}\right):$$

$$\overline{\left(\frac{e}{m}\right)} = \frac{\sum_i \left(\frac{1}{\Delta(e/m)_i}\right)^2 \left(\frac{e}{m}\right)_i}{\sum_i \left(\frac{1}{\Delta(e/m)_i}\right)^2} \quad \text{e} \quad \Delta\left(\frac{e}{m}\right) = \frac{1}{\sqrt{\sum_i \left(\frac{1}{\Delta(e/m)_i}\right)^2}}$$

Para cada ensaio efectuado foram calculados os valores intermédios necessários para o cálculo do valor médio de e/m ; esses valores encontram-se registados na tabela 2.3.2.1.4.

Tabela 2.3.2.1.4 – Cálculos intermédios para determinação do valor da razão $\frac{e}{m}$ utilizando a média pesada.

I / A	U / V	x_{up}/m	x_{down}/m	r/m	$(e/m)_i$	$\Delta(e/m)_i$	$\left(\frac{1}{\Delta(e/m)_i}\right)^2$	$\left(\frac{1}{\Delta(e/m)_i}\right)^2 \left(\frac{e}{m}\right)_i$
1,24	150	$25,6 \times 10^{-2}$	$18,0 \times 10^{-2}$	$3,8 \times 10^{-2}$	$2,22 \times 10^{11}$	$0,86 \times 10^{11}$	$1,35 \times 10^{-22}$	$3,01 \times 10^{-11}$
1,22	150	$25,0 \times 10^{-2}$	$18,1 \times 10^{-2}$	$3,5 \times 10^{-2}$	$2,79 \times 10^{11}$	$1,13 \times 10^{11}$	$0,78 \times 10^{-22}$	$2,18 \times 10^{-11}$
1,20	150	$25,8 \times 10^{-2}$	$17,9 \times 10^{-2}$	$4,0 \times 10^{-2}$	$2,20 \times 10^{11}$	$0,83 \times 10^{11}$	$1,44 \times 10^{-22}$	$3,17 \times 10^{-11}$
1,16	150	$26,0 \times 10^{-2}$	$17,8 \times 10^{-2}$	$4,0 \times 10^{-2}$	$2,18 \times 10^{11}$	$0,80 \times 10^{11}$	$1,55 \times 10^{-22}$	$3,39 \times 10^{-11}$
1,11	150	$26,3 \times 10^{-2}$	$17,6 \times 10^{-2}$	$4,2 \times 10^{-2}$	$2,12 \times 10^{11}$	$0,75 \times 10^{11}$	$1,77 \times 10^{-22}$	$3,75 \times 10^{-11}$
0,97	150	$26,7 \times 10^{-2}$	$16,7 \times 10^{-2}$	$4,8 \times 10^{-2}$	$2,10 \times 10^{11}$	$0,69 \times 10^{11}$	$2,08 \times 10^{-22}$	$4,37 \times 10^{-11}$
0,90	150	$27,0 \times 10^{-2}$	$16,0 \times 10^{-2}$	$5,4 \times 10^{-2}$	$2,02 \times 10^{11}$	$0,64 \times 10^{11}$	$2,45 \times 10^{-22}$	$4,93 \times 10^{-11}$
0,79	150	$27,7 \times 10^{-2}$	$15,2 \times 10^{-2}$	$5,9 \times 10^{-2}$	$2,03 \times 10^{11}$	$0,60 \times 10^{11}$	$2,83 \times 10^{-22}$	$5,73 \times 10^{-11}$
0,70	150	$28,5 \times 10^{-2}$	$14,5 \times 10^{-2}$	$6,6 \times 10^{-2}$	$2,06 \times 10^{11}$	$0,57 \times 10^{11}$	$3,07 \times 10^{-22}$	$6,31 \times 10^{-11}$
1,06	100	$25,3 \times 10^{-2}$	$18,2 \times 10^{-2}$	$3,6 \times 10^{-2}$	$2,33 \times 10^{11}$	$0,50 \times 10^{10}$	$4,05 \times 10^{-20}$	$0,94 \times 10^{-10}$
1,06	110	$25,4 \times 10^{-2}$	$18,0 \times 10^{-2}$	$3,7 \times 10^{-2}$	$2,36 \times 10^{11}$	$1,23 \times 10^{11}$	$0,66 \times 10^{-22}$	$1,55 \times 10^{-11}$
1,06	120	$25,6 \times 10^{-2}$	$18,0 \times 10^{-2}$	$3,8 \times 10^{-2}$	$2,44 \times 10^{11}$	$0,50 \times 10^{10}$	$3,96 \times 10^{-20}$	$0,97 \times 10^{-10}$
1,06	130	$26,0 \times 10^{-2}$	$17,7 \times 10^{-2}$	$4,2 \times 10^{-2}$	$2,21 \times 10^{11}$	$0,76 \times 10^{11}$	$1,75 \times 10^{-22}$	$3,86 \times 10^{-11}$
1,06	140	$26,0 \times 10^{-2}$	$17,5 \times 10^{-2}$	$4,3 \times 10^{-2}$	$2,27 \times 10^{11}$	$0,78 \times 10^{11}$	$1,67 \times 10^{-22}$	$3,79 \times 10^{-11}$
1,06	150	$26,4 \times 10^{-2}$	$17,2 \times 10^{-2}$	$4,6 \times 10^{-2}$	$2,08 \times 10^{11}$	$0,66 \times 10^{11}$	$2,27 \times 10^{-22}$	$4,72 \times 10^{-11}$
1,06	161	$26,6 \times 10^{-2}$	$17,1 \times 10^{-2}$	$4,8 \times 10^{-2}$	$2,09 \times 10^{11}$	$0,68 \times 10^{11}$	$2,19 \times 10^{-22}$	$4,58 \times 10^{-11}$
1,06	170	$26,9 \times 10^{-2}$	$16,9 \times 10^{-2}$	$5,0 \times 10^{-2}$	$1,99 \times 10^{11}$	$0,62 \times 10^{11}$	$2,61 \times 10^{-22}$	$5,20 \times 10^{-11}$
1,06	180	$27,1 \times 10^{-2}$	$16,7 \times 10^{-2}$	$5,2 \times 10^{-2}$	$1,95 \times 10^{11}$	$0,61 \times 10^{11}$	$2,72 \times 10^{-22}$	$5,30 \times 10^{-11}$
1,06	190	$27,2 \times 10^{-2}$	$16,6 \times 10^{-2}$	$5,3 \times 10^{-2}$	$1,98 \times 10^{11}$	$0,61 \times 10^{11}$	$2,65 \times 10^{-22}$	$5,25 \times 10^{-11}$
1,06	200	$27,4 \times 10^{-2}$	$16,2 \times 10^{-2}$	$5,6 \times 10^{-2}$	$1,87 \times 10^{11}$	$0,56 \times 10^{11}$	$3,16 \times 10^{-22}$	$5,91 \times 10^{-11}$
1,06	210	$27,4 \times 10^{-2}$	$16,0 \times 10^{-2}$	$5,7 \times 10^{-2}$	$1,89 \times 10^{11}$	$0,57 \times 10^{11}$	$3,06 \times 10^{-22}$	$5,81 \times 10^{-11}$
1,06	220	$27,5 \times 10^{-2}$	$15,6 \times 10^{-2}$	$6,0 \times 10^{-2}$	$1,82 \times 10^{11}$	$0,53 \times 10^{11}$	$3,54 \times 10^{-22}$	$6,45 \times 10^{-11}$
Soma:							$0,84 \times 10^{-19}$	$1,99 \times 10^{-08}$

Substituindo nas equações acima, obtém-se:

$$\Delta\left(\frac{e}{m}\right) = \frac{1}{\sqrt{\sum_i \left(\frac{1}{\Delta(e/m)_i}\right)^2}} \Leftrightarrow \Delta\left(\frac{e}{m}\right) = 3,44 \times 10^{09} \text{ C kg}^{-1} \Leftrightarrow \Delta\left(\frac{e}{m}\right) = 0,03 \times 10^{11} \text{ C kg}^{-1}$$

$$\overline{\left(\frac{e}{m}\right)} = \frac{\sum_i \left(\frac{1}{\Delta(e/m)_i}\right)^2 \left(\frac{e}{m}\right)_i}{\sum_i \left(\frac{1}{\Delta(e/m)_i}\right)^2} \Leftrightarrow \overline{\left(\frac{e}{m}\right)} = 2,36 \times 10^{11} \text{ C kg}^{-1}$$

Pelo que se pode escrever:

$$\frac{e}{m} = (2,36 \times 10^{11} \pm 0,03 \times 10^{11}) \text{ C kg}^{-1}$$

– Estudo da variação do raio da trajectória, utilizando o método gráfico:

Também se pode efectuar a estimativa para o melhor valor de e/m utilizando um método gráfico. Para tal, a partir da equação (2.3.2.38), que relaciona e/m com U , I e r , deduzem-se as expressões matemáticas que nos dão a relação entre os valores de U e de r e entre os valores de I e de r ; de seguida, faz-se a representação gráfica e efectua-se um ajuste linear. Sendo assim, temos:

1 – Em função da tensão anódica, para um dado campo magnético aplicado

Da equação (2.3.2.38) temos:

$$\frac{e}{m} = K \frac{U}{I^2 r^2} \Leftrightarrow \quad (2.3.2.38)$$

$$\Leftrightarrow U = \frac{e}{m} \frac{I^2}{K} r^2 \quad (2.3.2.41)$$

em que

$$K = \frac{2}{\mu_0^2} \left(\frac{5}{4}\right)^3 \frac{R^2}{n^2} \quad (2.3.2.40)$$

que, neste sistema, toma o valor numérico $3293 \times 10^3 \text{ A}^2 \text{ m}^4 \text{ V}^{-2} \text{ s}^{-2}$. A incerteza neste valor pode ser determinada a partir das incertezas de R ($\sigma_R = \pm 0,5 \times 10^{-3} \text{ m}$) e de n ($\sigma_n = \pm 1$) e tendo em consideração a propagação de erros:

$$\sigma_K^2 = \left(\frac{\partial K}{\partial R}\right)^2 \sigma_R^2 + \left(\frac{\partial K}{\partial n}\right)^2 \sigma_n^2 \Leftrightarrow \sigma_K^2 = \left(\frac{2}{\mu_0^2} \left(\frac{5}{4}\right)^3 \frac{2R}{n^2}\right)^2 \sigma_R^2 + \left(\frac{2 \left(\frac{5}{4}\right)^3}{\mu_0^2} R^2 \frac{(-2)}{n^3}\right)^2 \sigma_n^2 \Rightarrow$$

$$\Rightarrow \sigma_K = 55 \times 10^3 \text{ A}^2 \text{ m}^4 \text{ V}^{-2} \text{ s}^{-2}$$

Então, temos: $K = (3293 \pm 55) \times 10^3 \text{ A}^2 \text{ m}^4 \text{ V}^{-2} \text{ s}^{-2}$.

Da equação (2.3.2.41) retira-se que esta equação representa uma função linear de U em função de r^2 , pelo que, graficamente, se obtém o traçado de uma recta com declive igual a $\frac{e}{m} \frac{I^2}{K}$ e ordenada na origem nula. Portanto, para um valor constante de campo magnético e consequentemente de intensidade da corrente, I , constante e igual a 1,06 A, e recorrendo aos dados da tabela 2.3.2.1.1, temos, na tabela 2.3.2.1.5 a apresentação dos valores calculados para r^2 e para a respectiva incerteza absoluta de leitura.

Tabela 2.3.2.1.5 – Cálculo de r^2 e da respectiva incerteza absoluta de leitura.

I / A	U / V	σ_U / V	x_{up} / m	x_{down} / m	σ_x / m	r / m	σ_r / m	r^2 / m^2	σ_{r^2} / m^2
1,06	100	1	$25,3 \times 10^{-2}$	$18,2 \times 10^{-2}$	$0,1 \times 10^{-2}$	$3,6 \times 10^{-2}$	$0,07 \times 10^{-2}$	$1,3 \times 10^{-3}$	$0,05 \times 10^{-3}$
1,06	110	1	$25,4 \times 10^{-2}$	$18,0 \times 10^{-2}$	$0,1 \times 10^{-2}$	$3,7 \times 10^{-2}$	$0,07 \times 10^{-2}$	$1,4 \times 10^{-3}$	$0,05 \times 10^{-3}$
1,06	120	1	$25,6 \times 10^{-2}$	$18,0 \times 10^{-2}$	$0,1 \times 10^{-2}$	$3,8 \times 10^{-2}$	$0,07 \times 10^{-2}$	$1,4 \times 10^{-3}$	$0,05 \times 10^{-3}$
1,06	130	1	$26,0 \times 10^{-2}$	$17,7 \times 10^{-2}$	$0,1 \times 10^{-2}$	$4,2 \times 10^{-2}$	$0,07 \times 10^{-2}$	$1,7 \times 10^{-3}$	$0,06 \times 10^{-3}$
1,06	140	1	$26,0 \times 10^{-2}$	$17,5 \times 10^{-2}$	$0,1 \times 10^{-2}$	$4,3 \times 10^{-2}$	$0,07 \times 10^{-2}$	$1,8 \times 10^{-3}$	$0,06 \times 10^{-3}$
1,06	150	1	$26,4 \times 10^{-2}$	$17,2 \times 10^{-2}$	$0,1 \times 10^{-2}$	$4,6 \times 10^{-2}$	$0,07 \times 10^{-2}$	$2,1 \times 10^{-3}$	$0,07 \times 10^{-3}$
1,06	161	1	$26,6 \times 10^{-2}$	$17,1 \times 10^{-2}$	$0,1 \times 10^{-2}$	$4,8 \times 10^{-2}$	$0,07 \times 10^{-2}$	$2,3 \times 10^{-3}$	$0,07 \times 10^{-3}$
1,06	170	1	$26,9 \times 10^{-2}$	$16,9 \times 10^{-2}$	$0,1 \times 10^{-2}$	$5,0 \times 10^{-2}$	$0,07 \times 10^{-2}$	$2,5 \times 10^{-3}$	$0,07 \times 10^{-3}$
1,06	180	1	$27,1 \times 10^{-2}$	$16,7 \times 10^{-2}$	$0,1 \times 10^{-2}$	$5,2 \times 10^{-2}$	$0,07 \times 10^{-2}$	$2,7 \times 10^{-3}$	$0,07 \times 10^{-3}$
1,06	190	1	$27,2 \times 10^{-2}$	$16,6 \times 10^{-2}$	$0,1 \times 10^{-2}$	$5,3 \times 10^{-2}$	$0,07 \times 10^{-2}$	$2,8 \times 10^{-3}$	$0,08 \times 10^{-3}$
1,06	200	1	$27,4 \times 10^{-2}$	$16,2 \times 10^{-2}$	$0,1 \times 10^{-2}$	$5,6 \times 10^{-2}$	$0,07 \times 10^{-2}$	$3,1 \times 10^{-3}$	$0,08 \times 10^{-3}$
1,06	210	1	$27,4 \times 10^{-2}$	$16,0 \times 10^{-2}$	$0,1 \times 10^{-2}$	$5,7 \times 10^{-2}$	$0,07 \times 10^{-2}$	$3,3 \times 10^{-3}$	$0,08 \times 10^{-3}$
1,06	220	1	$27,5 \times 10^{-2}$	$15,6 \times 10^{-2}$	$0,1 \times 10^{-2}$	$6,0 \times 10^{-2}$	$0,07 \times 10^{-2}$	$3,5 \times 10^{-3}$	$0,08 \times 10^{-3}$

Onde:

σ_x – foi determinado em função da escala da régua e dos erros de paralaxe.

σ_r e σ_{r^2} – foram determinados tendo em consideração a propagação de erros, isto é:

(i) sabendo que: $r = \frac{1}{2} (x_{up} - x_{down})$

temos,

$$\sigma_r^2 = \left(\frac{\partial r}{\partial x_{up}} \right)^2 \sigma_x^2 + \left(\frac{\partial r}{\partial x_{down}} \right)^2 \sigma_x^2 \Leftrightarrow \sigma_r^2 = \left(\frac{1}{2} \right)^2 \sigma_x^2 + \left(-\frac{1}{2} \right)^2 \sigma_x^2 \Leftrightarrow \sigma_r^2 = \frac{1}{2} \sigma_x^2 \Rightarrow$$

$$\Rightarrow \sigma_r = \frac{\sigma_x}{\sqrt{2}}$$

(ii) como: $r^2 = \frac{1}{4} (x_{up} - x_{down})^2$

então,

$$\sigma_{r^2}^2 = \left(\frac{\partial (r^2)}{\partial r} \right)^2 \sigma_r^2 \Leftrightarrow \sigma_{r^2}^2 = (2r)^2 \sigma_r^2 \Rightarrow \sigma_{r^2} = 2r \sigma_r$$

A partir da equação (2.3.2.41):

$$U = \frac{e}{m} \frac{I^2}{K} r^2 \quad (2.3.2.41)$$

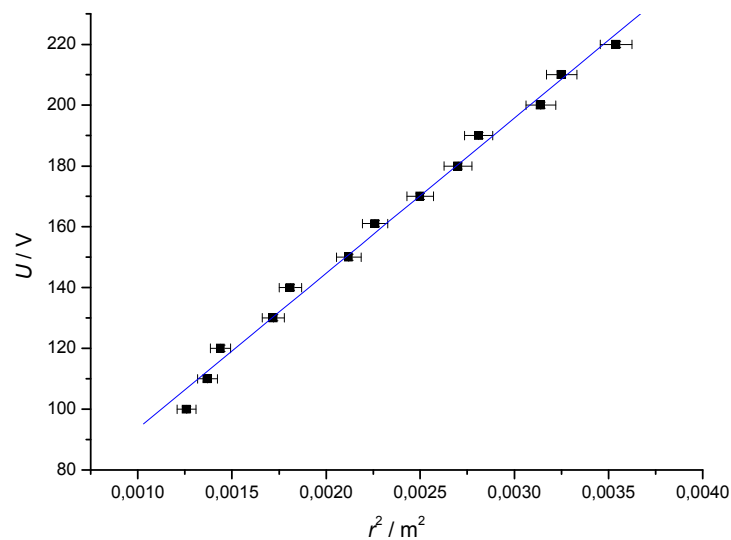
e representando graficamente os valores de U em função de r^2 obtém-se o gráfico 2.3.2.1.1, cujo ajuste linear é traduzido pela equação:

$$U = \mathbf{b}_1 + \mathbf{m}_1 r^2$$

com: $\mathbf{b}_1 = (42,4 \pm 3,3) \text{ V}$

$$\mathbf{m}_1 = (51,2 \pm 1,4) \times 10^3 \text{ V m}^{-2}$$

Gráfico 2.3.2.1.1 – Representação de U em função de r^2 , para $I = 1,06 \text{ A}$.



Da equação (2.3.2.41) e dos resultados obtidos graficamente:

$$\frac{e}{m} \frac{I^2}{K} = 51,2 \times 10^3 \Leftrightarrow \frac{e}{m} = \frac{K}{I^2} \times 51,2 \times 10^3 \Leftrightarrow \frac{e}{m} = 1,50 \times 10^{11} \text{ C kg}^{-1}$$

Quanto à incerteza absoluta da razão $\frac{e}{m}$:

$$\sigma_{\frac{e}{m}}^2 = \left(\frac{\partial \left(\frac{e}{m} \right)}{\partial K} \right)^2 \sigma_K^2 + \left(\frac{\partial \left(\frac{e}{m} \right)}{\partial I} \right)^2 \sigma_I^2 + \left(\frac{\partial \left(\frac{e}{m} \right)}{\partial m_1} \right)^2 \sigma_{m_1}^2 \Leftrightarrow$$

$$\Leftrightarrow \sigma_{\frac{e}{m}}^2 = \left(\frac{1}{I^2} m_1 \right)^2 \sigma_K^2 + \left(-2I^{-3} K m_1 \right)^2 \sigma_I^2 + \left(\frac{K}{I^2} \right)^2 \sigma_{m_1}^2 \Rightarrow$$

$$\Rightarrow \sigma_{\frac{e}{m}} = 5,5 \times 10^9 \text{ C kg}^{-1}$$

Então, obtém-se: $\frac{e}{m} = (1,50 \pm 0,06) \times 10^{11} \text{ C kg}^{-1}$

2 – Em função da intensidade do campo magnético aplicado, para um dado valor da tensão anódica.

Da equação (2.3.2.38) temos:

$$\frac{e}{m} = K \frac{U}{I^2 r^2} \Leftrightarrow \quad (2.3.2.38)$$

$$\Leftrightarrow \frac{1}{I^2} = \frac{e}{m} \frac{1}{K U} r^2 \quad (2.3.2.42)$$

com: $K = (3293 \pm 55) \times 10^3 \text{ A}^2 \text{ m}^4 \text{ V}^{-2} \text{ s}^{-2}$

A equação (2.3.2.42), graficamente, representa uma função linear de $\frac{1}{I^2}$ em função de r^2 , pelo que, o declive da recta é igual a $\frac{e}{m} \frac{1}{K U}$ e a ordenada na origem é nula. Os registos experimentais, para um valor constante de tensão anódica e igual a 150 V, encontram-se na tabela 2.3.2.1.2 e na tabela 2.3.2.1.6 encontram-se registados os valores calculados para r^2 e $\frac{1}{I^2}$ e as respectivas incertezas absolutas de leitura.

Tabela 2.3.2.1.6 – Cálculo de $\frac{1}{I^2}$ e r^2 e das respectivas incertezas absolutas de leitura, para $U = 150 \text{ V}$.

I / A	σ_I / A	$1/I^2 / \text{A}$	$\sigma_{1/I^2} / \text{A}$	x_{up} / m	$x_{\text{down}} / \text{m}$	σ_x / m	r / m	σ_r / m	r^2 / m^2	σ_{r^2} / m
1,24	0,01	$6,5 \times 10^{-1}$	$1,05 \times 10^{-2}$	$25,6 \times 10^{-2}$	$18,0 \times 10^{-2}$	$0,1 \times 10^{-2}$	$3,8 \times 10^{-2}$	$0,07 \times 10^{-2}$	$1,4 \times 10^{-3}$	$0,05 \times 10^{-3}$
1,22	0,01	$6,7 \times 10^{-1}$	$1,10 \times 10^{-2}$	$25,0 \times 10^{-2}$	$18,1 \times 10^{-2}$	$0,1 \times 10^{-2}$	$3,5 \times 10^{-2}$	$0,07 \times 10^{-2}$	$1,2 \times 10^{-3}$	$0,05 \times 10^{-3}$
1,20	0,01	$6,9 \times 10^{-1}$	$1,16 \times 10^{-2}$	$25,8 \times 10^{-2}$	$17,9 \times 10^{-2}$	$0,1 \times 10^{-2}$	$4,0 \times 10^{-2}$	$0,07 \times 10^{-2}$	$1,6 \times 10^{-3}$	$0,06 \times 10^{-3}$
1,16	0,01	$7,4 \times 10^{-1}$	$1,28 \times 10^{-2}$	$26,0 \times 10^{-2}$	$17,8 \times 10^{-2}$	$0,1 \times 10^{-2}$	$4,0 \times 10^{-2}$	$0,07 \times 10^{-2}$	$1,6 \times 10^{-3}$	$0,06 \times 10^{-3}$
1,11	0,01	$8,1 \times 10^{-1}$	$1,46 \times 10^{-2}$	$26,3 \times 10^{-2}$	$17,6 \times 10^{-2}$	$0,1 \times 10^{-2}$	$4,2 \times 10^{-2}$	$0,07 \times 10^{-2}$	$1,8 \times 10^{-3}$	$0,06 \times 10^{-3}$
0,97	0,01	1,06	$2,19 \times 10^{-2}$	$26,7 \times 10^{-2}$	$16,7 \times 10^{-2}$	$0,1 \times 10^{-2}$	$4,8 \times 10^{-2}$	$0,07 \times 10^{-2}$	$2,3 \times 10^{-3}$	$0,07 \times 10^{-3}$
0,90	0,01	1,23	$2,74 \times 10^{-2}$	$27,0 \times 10^{-2}$	$16,0 \times 10^{-2}$	$0,1 \times 10^{-2}$	$5,4 \times 10^{-2}$	$0,07 \times 10^{-2}$	$2,9 \times 10^{-3}$	$0,08 \times 10^{-3}$
0,79	0,01	1,60	$4,06 \times 10^{-2}$	$27,7 \times 10^{-2}$	$15,2 \times 10^{-2}$	$0,1 \times 10^{-2}$	$5,9 \times 10^{-2}$	$0,07 \times 10^{-2}$	$3,5 \times 10^{-3}$	$0,08 \times 10^{-3}$
0,70	0,01	2,04	$5,8 \times 10^{-2}$	$28,5 \times 10^{-2}$	$14,5 \times 10^{-2}$	$0,1 \times 10^{-2}$	$6,6 \times 10^{-2}$	$0,07 \times 10^{-2}$	$4,4 \times 10^{-3}$	$0,09 \times 10^{-3}$

Onde:

σ_x – foi determinado como anteriormente.

σ_r e σ_{r^2} – foram determinados, como apresentado acima.

$\sigma_{\frac{1}{I^2}}$ - foi determinado tendo em consideração a propagação de erros:

$$\sigma_{\frac{1}{I^2}}^2 = \left(\frac{\partial \left(\frac{1}{I^2} \right)}{\partial I} \right)^2 \sigma_I^2 \Leftrightarrow \sigma_{\frac{1}{I^2}}^2 = (-2I^{-3})^2 \sigma_I^2 \Rightarrow \sigma_{\frac{1}{I^2}} = 2I^{-3} \sigma_I$$

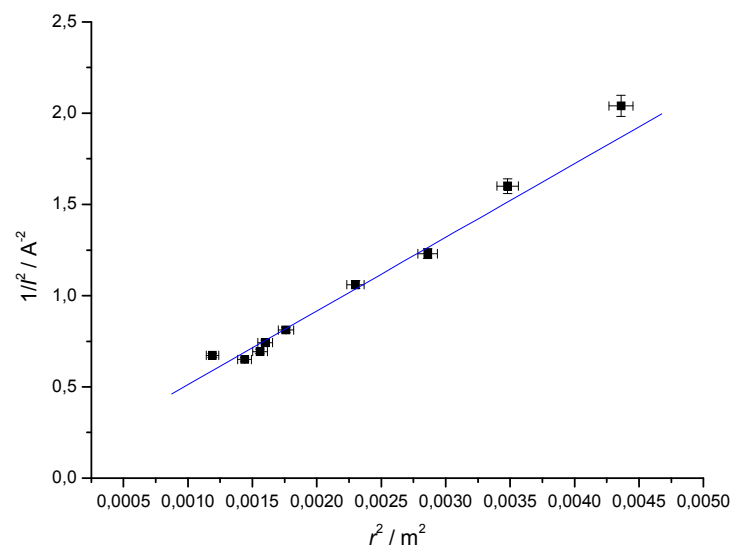
Portanto, a partir da equação (2.3.2.42) e representando graficamente os valores de $\frac{1}{I^2}$ em função de r^2 obtém-se o gráfico 2.3.2.1.2, cujo ajuste linear é traduzido pela equação:

$$\frac{1}{I^2} = b_2 + m_2 r^2$$

com: $b_2 = (0,11 \pm 0,07) \text{ A}^{-2}$

$$m_2 = (403,7 \pm 39,8) \text{ C V}^2 \text{ s}^2 \text{ kg}^{-1} \text{ A}^{-2} \text{ m}^{-4}$$

Gráfico 2.3.2.1.2 – Representação de $\frac{1}{I^2}$ em função de r^2 .



Da equação (2.3.2.42) e dos resultados obtidos graficamente:

$$\frac{e}{m} \frac{1}{KU} = 404 \Leftrightarrow \frac{e}{m} = KU \times 404 \Leftrightarrow \frac{e}{m} = 1,99 \times 10^{11} \text{ C kg}^{-1}$$

Quanto à incerteza absoluta da razão $\frac{e}{m}$:

$$\sigma_{\frac{e}{m}}^2 = \left(\frac{\partial \left(\frac{e}{m} \right)}{\partial K} \right)^2 \sigma_K^2 + \left(\frac{\partial \left(\frac{e}{m} \right)}{\partial U} \right)^2 \sigma_U^2 + \left(\frac{\partial \left(\frac{e}{m} \right)}{\partial m_2} \right)^2 \sigma_{m_2}^2 \Leftrightarrow$$

$$\Leftrightarrow \sigma_{\frac{e}{m}}^2 = (U m_2)^2 \sigma_K^2 + (K m_2)^2 \sigma_U^2 + (K U)^2 \sigma_{m_2}^2 \Rightarrow$$

$$\Rightarrow \sigma_{\frac{e}{m}} = 0,20 \times 10^{11} \text{ C kg}^{-1}$$

Então, obtém-se: $\frac{e}{m} = (1,99 \pm 0,20) \times 10^{11} \text{ C kg}^{-1}$

Análise dos resultados e conclusões

Efectuámos o estudo do movimento de partículas carregadas, que neste caso foram electrões, sob a acção de um campo magnético uniforme e podemos concluir que:

- A trajectória das partículas carregadas electricamente é circular se a velocidade, \vec{v} , com que elas entram na região do campo magnético for perpendicular ao campo magnético, \vec{B} , e helicoidal se \vec{v} e \vec{B} forem oblíquos entre si.
- O raio da trajectória circular é maior para menores valores de intensidade da corrente que passa nas Bobinas de Helmholtz e como o valor do campo magnético é directamente proporcional à intensidade da corrente que o cria, então o raio da trajectória é maior para menores valores de campo magnético.
- O raio da trajectória circular é tanto maior quanto maior for o valor da tensão anódica, isto é, ao aumentar o valor da tensão anódica, aumenta-se, de forma directamente proporcional, o valor do campo eléctrico e a força eléctrica sentida pelos electrões também aumentará da mesma forma, pelo que a velocidade dos electrões aumenta, fazendo com que o raio da trajectória descrita, por eles, aumente também.
- Os processos físicos envolvidos nesta experiência foram os seguintes:
 - (i) emissão de electrões por efeito termoiónico;
 - (ii) efeito da presença de um campo eléctrico e de um campo magnético sobre a trajectória de electrões.

Na seguinte tabela encontram-se, de forma resumida, os valores mais prováveis da razão $\frac{e}{m}$ utilizando o método gráfico e o cálculo da média pesada.

Tabela 2.3.2.1.7 – Apresentação dos valores mais prováveis da razão $\frac{e}{m}$ utilizando o método gráfico e o cálculo da média pesada

Método	$e/m / (\text{C kg}^{-1})$
Gráfico: para um valor constante do campo magnético aplicado (I constante)	$(1,50 \pm 0,06) \times 10^{11}$
Gráfico: para um valor constante da tensão anódica	$(1,99 \pm 0,20) \times 10^{11}$
Média pesada	$(2,36 \pm 0,03) \times 10^{11}$

Os dois métodos gráficos utilizados para a determinação de $\frac{e}{m}$ permitiram a obtenção de um valor próximo do indicado pelo “Handbook of Chemistry and Physics” (CRC Press 60th edition), que é $1,7588047(49) \times 10^{11} \text{ C kg}^{-1}$. Contudo, verificou-se que o valor de $\sigma_{\frac{e}{m}}$ obtido para o primeiro método gráfico apresentado, isto é, no método em que se mantém constante o valor de I , tem uma ordem de grandeza bastante reduzida face à ordem de grandeza do valor determinado para $\frac{e}{m}$. O mesmo é verdade para a média pesada.

Quanto à análise dos intervalos de valores obtidos experimentalmente, não se regista nenhuma interceptação entre eles. Nenhum dos estudos permitiu obter um intervalo de valores onde se encontre o valor tabelado, contudo, pode-se considerar que o método gráfico para um valor constante de tensão anódica é o método que permite obter valores que mais se aproximam do tabelado, uma vez que o valor $1,79 \times 10^{11} \text{ C kg}^{-1}$, correspondente ao limite inferior do intervalo de valores obtido experimentalmente, é muito próximo de $1,7588047(49) \times 10^{11} \text{ C kg}^{-1}$.

Quanto aos erros cometidos:

(i) Erros sistemáticos:

- à medida que o valor do raio aumenta, a espessura do feixe dos electrões aumenta, tornando-se mais difícil efectuar leituras precisas; contudo, a determinação do erro de paralaxe na determinação das posições necessárias para o cálculo do raio contempla essa dificuldade;
- surgiu alguma dificuldade em quantificar os erros de paralaxe no procedimento experimental necessário para a determinação do raio da trajectória, uma vez que o operador que efectua esse procedimento deverá estar sempre à mesma distância do equipamento e esta situação de *imobilidade parcial* é bastante difícil de conseguir durante todo o tempo de operação;

- o campo magnético terrestre, mesmo de pequena intensidade, introduz um pequeno erro sistemático nos resultados experimentais;

- no método gráfico em que se estuda a influência da variação da tensão anódica no raio da trajectória, para um dado campo magnético aplicado, verifica-se que a equação de ajuste linear apresenta um valor não nulo para a ordenada na origem, o que sugere que em todos os ensaios foi introduzido um erro sistemático, possivelmente devido a um erro de calibração do multímetro. Contudo este valor parece não influenciar significativamente o declive da recta, que permite obter um valor razoável para a razão e/m ; no outro método gráfico (tensão anódica constante), a partir do ajuste linear dos dados obtidos experimentalmente também se verifica um valor de ordenada na origem não nulo, $(0,11 \pm 0,07) \text{ A}^{-2}$, contudo este valor é bastante próximo de zero. É possível que o cálculo do valor médio de $\frac{e}{m}$ utilizando a média pesada seja mais afectado por possíveis erros sistemáticos (como, por exemplo, erros na calibração do multímetro) do que os métodos gráficos.

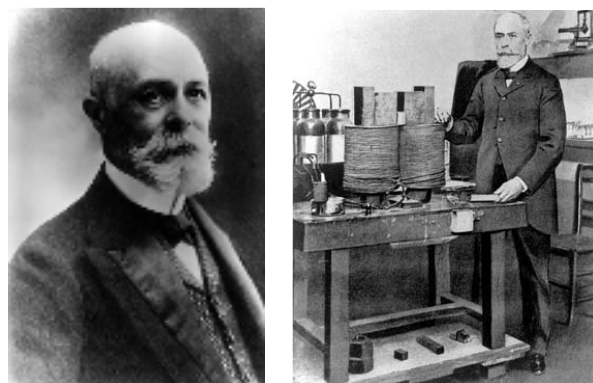
(ii) Erros acidentais:

- por forma a identificar e excluir possíveis erros acidentais cometidos, alguns dos ensaios efectuados foram repetidos; verificou-se que nos ensaios efectuados para $U = 150 \text{ V}$ e $I = 1,24 \text{ A}$ as medições efectuadas para determinar o raio da trajectória não se conseguiram reproduzir na totalidade; será possível que uma das causas para essa dificuldade se prenda com alguma oscilação nos valores da tensão de alimentação das fontes de tensão contínua e da fonte de tensão alternada.

2.3.3 – H. Becquerel, Pierre e Marie Curie: o que vem de dentro da matéria?

Três meses após a descoberta dos raios X, um outro fenômeno surge: a radioatividade.

Antoine Henri Becquerel, físico do Museu Nacional de História Natural de Paris (figura 2.3.3.1), influenciado pelos trabalhos de Michael Faraday, desenvolveu estudos sobre magnetismo, polarização da luz, fluorescência⁴³ e absorção da luz por cristais. Após a descoberta dos raios X, por Röntgen, em 1895, imaginou que haveria uma relação entre essa radiação e a luz visível, de forma que todos os materiais luminescentes emitiriam raios X, de forma natural ou quando estimulados.



(a)

(b)

Figura 2.3.3.1 – (a) Henri Becquerel (1852-1908)

(http://www.physics.umd.edu/courses/Phys420/Spring2002/Parra_Spring2002/HTMPages/whoswho.htm);

(b) Becquerel no seu laboratório

(<http://www.sfen.org/fr/intro/reperes.htm>).

Tradicionalmente, a família Becquerel (pai e avô) interessava-se pela questão das radiações emitidas no fenômeno de fluorescência. Daí, o imediato interesse demonstrado por Becquerel em relação ao problema levantado pela descoberta de Röntgen. Surge, então, o problema de averiguar se a fluorescência e a emissão de raios X seriam dois fenômenos associados.

Henri Poincaré (1854-1912) é o primeiro a propor que se averiguasse a veracidade da seguinte hipótese (que se revelou ser falsa): *se um feixe de raios X provoca fluorescência, será que quando se observa este último fenômeno existirá também emissão de raios X?*⁴⁴

Becquerel investigou as substâncias fluorescentes, para verificar se alguma, para além da emissão de luz visível, também era capaz de emitir raios X, após uma excitação adequada. Para tal, resolveu excitar, por meio da luz solar, e individualmente, todas as substâncias consideradas fluorescentes. Pensava que não podia existir excitação mais forte que a proveniente dos raios solares e nada melhor que estudar as substâncias que apresentassem a fluorescência como propriedade natural. Baseado nessas hipóteses Becquerel planejou a sua experiência: envolver chapas fotográficas em papel negro e expor o conjunto à ação da luz solar com uma amostra de

⁴³ Capacidade que uma substância tem de emitir luz quando exposta a radiações do tipo raios ultravioleta (UV), raios catódicos ou raios X. As radiações invisíveis são absorvidas e o material emite luz visível, ou seja, com um comprimento de onda maior que o da radiação incidente.

⁴⁴ Pois, quando da descoberta dos raios X, observou-se que aqueles raios partiam da parede de vidro da ampola de Crookes, da respectiva zona fluorescente.

um cristal fluorescente sobre ele. O cristal usado por Becquerel era uranilsulfato de potássio (cada unidade estrutural deste sal contém um átomo do metal urânio⁴⁵). A luz solar, bem como a luz fluorescente emitida pelo cristal, não podiam atravessar o papel negro. Se a película fotográfica ficasse sensibilizada então era porque o cristal emitia raios X. Mas, para ter certeza de que as radiações emitidas eram do mesmo tipo das radiações descobertas por Röntgen, Becquerel, interpôs um objecto metálico (uma cruz de ferro) entre a amostra e a chapa fotográfica. Se fossem semelhantes, essas radiações seriam capazes de atravessar a fina espessura do metal. E justamente com essa finalidade, Becquerel decidiu pôr em prática o seu plano no dia 25 de Fevereiro de 1896 e confirmou o escurecimento da película fotográfica. Concluiu que o cristal emitia raios X e preparou-se para repetir a experiência no dia seguinte. Contudo, em Paris, o dia 26 de Fevereiro amanhece encoberto. Guardou o material numa gaveta e decidiu esperar por um dia de sol, pois, para Becquerel, a presença da luz solar era condição indispensável para realizar a experiência. Nos dias seguintes, o céu continua nublado. As nuvens só deixam o Sol reaparecer a 1 de Março. Nessa data, Becquerel trata de iniciar, imediatamente, a experiência. Antes disso, porém, resolve verificar o estado da película fotográfica: decide revelar as chapas, a fim de se certificar que na ausência de fluorescência nada tinha atravessado o papel negro.

Espantado, percebe que, apesar de não terem sido atingidas pela radiação solar nem pela luz emitida pelo cristal devido ao fenómeno de fluorescência, essas chapas encontravam-se impressionadas justamente nos lugares que haviam permanecido em contacto com a amostra. Além disso, observa que a região das chapas correspondente à zona onde se situava o objecto metálico (cruz), que tinha estado diante das amostras, se encontrava fracamente impressionada (figura 2.3.3.2). Concluiu que estes sais emitiam efectivamente uma radiação mas que esta não era proveniente da fluorescência, uma vez que os sais de urânio tinham sido colocados na ausência de luz solar.

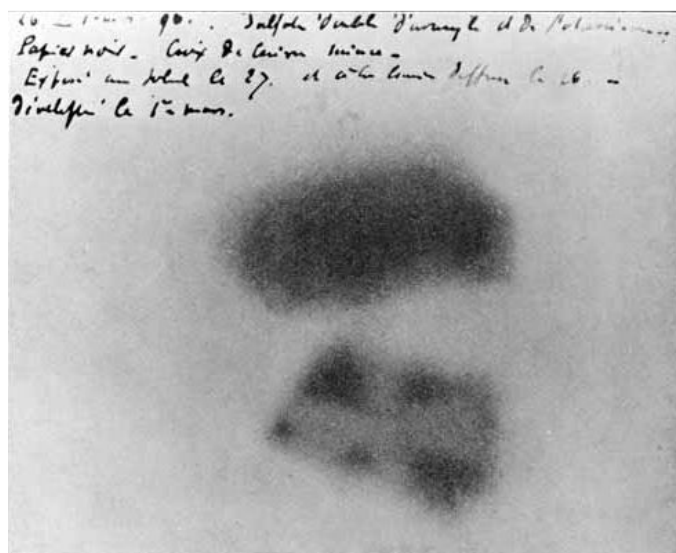


Figura 2.3.3.2 – Chapa de Becquerel (http://encyclopedia.quickseek.com/images/Becquerel_plate.jpg).

⁴⁵ O elemento urânio foi descoberto em 1789 (embora não tenha sido na forma de substância pura) por Martin Heinrich Klaproth (1743-1817) e os seus sais apresentam-se fluorescentes (Gibert, 1982, p. 176).

Designou estes raios por *raios urânicos*⁴⁶. Fez outras investigações e concluiu que a origem destes raios estava no átomo de urânio, uma vez que outros compostos emitiam o mesmo tipo de radiação, mesmo quando não eram fluorescentes.

Becquerel investigou essas radiações do ponto de vista químico. Levado pelo seu rigoroso espírito científico, concluiu que elas não são influenciadas pelas reacções químicas a que submeteu as amostras. Concluiu, então, que o escurecimento não se deve a um efeito químico provocado pelo contacto com as amostras; estas emitem espontaneamente uma radiação até então desconhecida, que atravessa a cruz de ferro. Trata-se, portanto, de uma propriedade apresentada pelo átomo e não de uma característica da ligação química.

Becquerel continua a pesquisar: estuda as propriedades físicas dessa nova radiação e descobre a



Figura 2.3.3.3 – Marie Curie (1867-1934) e Pierre Curie (1859-1906). Ambos receberam o Prémio Nobel de Física em 1903 conjuntamente com Becquerel. Para além deste prémio, Marie Curie recebeu o Prémio Nobel da Química em 1911, pelo do seu trabalho na área de radioactividade (www.atomicarchive.com/Bios/Curie/Photo.shtml).

sua capacidade de ionizar o ar, isto é, retirar electrões dos átomos que o compõem. Isso significava que a presença de tais radiações podia ser indicada através da utilização de um electroscópio – instrumento que indica a existência de cargas eléctricas somente se o ar que contém não está ionizado; se o ar estiver ionizado, então, torna-se condutor e o electroscópio descarrega-se.

Em seguida, Becquerel cria o primeiro instrumento para detectar radiações nucleares. Esse será o instrumento fundamental no estudo de física nuclear até à invenção da câmara de ionização.

Apesar das suas investigações incansáveis, Becquerel não consegue explicar qual a origem das radiações, que inicialmente recebem o nome de raios Becquerel. Paralelamente a essas investigações, o casal Curie (figura 2.3.3.3), Pierre Curie (1859-1906) e Marie

⁴⁶ Os primeiros raios descobertos por Becquerel, que durante muito tempo foram conhecidos como *raios Becquerel*, correspondiam à radiação γ .

Curie (1867-1934), encontram o mesmo efeito no tório. Também efectuaram investigações no sentido de descobrir qual a fonte das radiações do urânio; para tal, o casal de cientistas separou quimicamente todos os elementos a ele associados na amostra natural de óxido.

Desde os seus primeiros trabalhos que Marie Curie verificou que a radioactividade⁴⁷ se tratava de uma propriedade atómica.

Em 1898, Madame Curie e o seu marido, com a colaboração de Georges Bémont (1857-1932), ao utilizarem o instrumento criado por Becquerel para detectar radiações nucleares, descobriram a existência de dois novos elementos radioactivos: o polónio e o rádio. Imediatamente, Becquerel procura obter uma amostra do recém-descoberto polónio. De facto, sendo puro e concentrado, Becquerel pensava que seria mais fácil analisar as suas radiações e, deste modo, desenvolve os seus estudos relativos à análise destas radiações.

Historicamente, Becquerel, embora profundo pesquisador em luz visível e radiação, luminescências e cristais fluorescentes e revelações fotográficas, ficou mais conhecido como o físico que descobriu a radioactividade natural. Esta importante descoberta valeu-lhe a atribuição do Prémio Nobel da Física em 1903, juntamente com o casal Pierre e Marie Curie.

Madame Curie verificou também que, além de luminosidade, as radiações emitidas pelo urânio eram capazes de penetrar a matéria. Criou a unidade de medida de radioactividade, o *curie*⁴⁸ (Ci), definida como a actividade de 1 g de rádio, $^{226}_{88}\text{Ra}$. E ainda verificou experimentalmente que um feixe de raios subdivide-se, sob a acção de um campo magnético, em três feixes distintos, dois dos quais se desviam em sentidos opostos, enquanto o terceiro mantém a direcção inicial.

Com estes estudos e resultados experimentais já não havia dúvidas de que o átomo possuía uma estrutura interna.

Em 1899, Ernest Rutherford (1871-1937), físico de origem neo-zelandesa e Prémio Nobel da Química⁴⁹ em 1908, estudou o modo como a radiação radioactiva se comportava quando atravessava folhas de alumínio. Verificou que parte da radiação podia ser detida por uma folha de alumínio com 1/500 cm de espessura; a restante necessitava de uma maior espessura. Rutherford designou o primeiro tipo de radiação (a que necessitava de uma menor espessura da folha de alumínio para ser travada) por radiação alfa (α), a segunda por radiação beta (β).

⁴⁷ Termo criado por Madame Curie para designar a desintegração espontânea do núcleo atómico de alguns elementos como urânio, polónio e rádio, resultando em emissão de radiação.

⁴⁸ Como a actividade de 1 g de rádio é muito elevada, na prática utiliza-se a unidade becquerel, Bq, que se define como sendo a actividade de uma fonte radioactiva, na qual ocorre uma desintegração por segundo; sendo 1 curie = 1 Ci = $3,70 \times 10^{10}$ Bq (Beiser, 1995, p. 419).

⁴⁹ O que o deixou bastante desagrado uma vez que se considerava um físico.

Em 1900 foi identificado um terceiro tipo de radiação (a mais penetrante de todas) pelo físico francês Paul Ulrich Villard (1860-1934) à qual se deu o nome de radiação gama (γ).

Quanto à quantificação dos três raios emitidos pelos corpos radioactivos:

- os raios β eram desviados por um campo magnético de tal modo que indicava tratar-se de partículas com carga eléctrica negativa; ainda em 1900, Becquerel determinou a massa e a carga destas partículas e verificou que se tratava de electrões;

- os raios γ não eram desviados por um campo magnético, pelo que não deveriam possuir carga eléctrica; Rutherford experimentou fazer com que os raios γ atravessassem um cristal; obteve um padrão de difracção, o que mostrou que os raios γ tinham um comportamento semelhante aos raios X, embora apresentassem comprimentos de onda menores;

- os raios α eram desviados por um campo magnético de tal modo que mostravam ser constituídos por partículas com carga eléctrica positiva; em 1906, Rutherford verificou que as partículas α tinham uma massa muito superior à dos electrões⁵⁰.

(Asimov, 2004, pp. 92-93; Fernandes, 2002; Gibert, 1982, pp. 176-178)

⁵⁰ Actualmente sabe-se que a massa das partículas α é cerca de 7344 vezes a massa do electrão.

Capítulo 3 – Experiências de Física moderna: as bases da Teoria Quântica e da estrutura atômica

Os grandes físicos do final do séc. XIX, pensavam que “o estudo da Física tinha chegado ao fim: as leis fundamentais estavam descobertas, os edifícios teóricos grandiosos da Mecânica e do Electromagnetismo funcionavam, a Termodinâmica, com os seus princípios, governava as transformações nos sistemas físicos, a Física Estatística era uma curiosidade que confirmava tudo

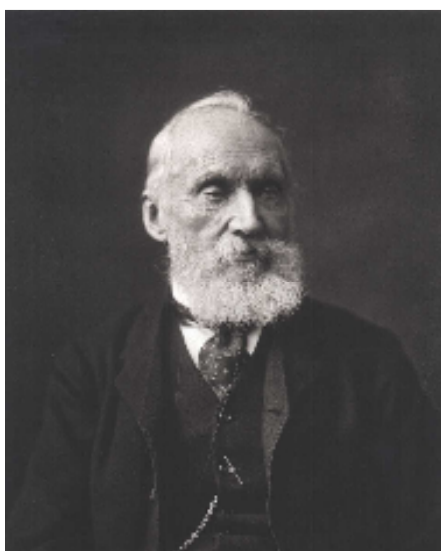


Figura 3.1 – William Thomson, Lord Kelvin (1824-1907) (http://pt.wikipedia.org/wiki/William_Thomson).

o que já se conhecia” (Deus, 2000, p. 391).

Em 27 de Abril de 1900, William Thomson, Lord Kelvin (1824-1907), físico-matemático e engenheiro britânico (figura 3.1), proferiu uma conferência, na Royal Institution de Londres, intitulada “Nuvens do século XIX sobre a Teoria dinâmica do calor e da luz”. Uma dessas *nuvens* referia-se à dificuldade na descrição da radiação do corpo negro e a outra *nuvem* era referente à teoria ondulatória da luz de Fresnel e Thomas Young, no que se refere ao resultado da não detecção do vento de *éter* da experiência de Michelson-Morley. “As duas nuvens não eram coisas pequenas: a primeira deu origem à teoria quântica iniciada por Max Planck, ainda no ano de 1900, e a segunda à teoria da

relatividade restrita de Albert Einstein, formulada no «ano milagroso» de 1905” (Fiolhais, 2006, p. 7).

Mas o atomismo também ainda estava longe de ser cientificamente aceite, uma vez que no início do séc. XX ainda não havia nenhuma prova da existência real dos átomos. E os dois trabalhos referidos acima, acabaram por ter influência no estudo de fenómenos à escala atômica.

3.1 – As dificuldades da teoria clássica da luz

A teoria do electromagnetismo de Maxwell, em que a luz é identificada como sendo uma onda electromagnética, para além de ajudar a explicar alguns fenómenos, também possibilitou a produção de outros tipos de ondas electromagnéticas a partir de circuitos eléctricos. Hertz, no fim do século XIX, foi a primeira pessoa a ter sucesso nessa área. Durante as suas experiências,

em 1887, Hertz observou que a luz produzida por uma fâsca num circuito podia induzir uma corrente eléctrica noutros circuitos eléctricos afastados, que usava para detectar as ondas electromagnéticas. Hertz constatou que essa descarga no circuito emissor ocorria mais facilmente quando, sobre ele, fazia incidir luz ultravioleta, mas na época não aprofundou a razão de ser deste facto.

Alguns anos mais tarde, com a descoberta do electrão por parte de J. J. Thomson, ficou claro que o efeito observado por Hertz (que se designa por efeito fotoeléctrico) era devido à emissão de alguns electrões de um metal, quando sobre ele incidia luz de frequência adequada.

A energia da radiação electromagnética ao ser absorvida pelos electrões de um metal fazia com que alguns deles se libertassem desse metal. No início do século XX, não se conseguia explicar porque é que a energia dos electrões libertados por efeito fotoeléctrico não aumentava quando aumentava a intensidade da luz, mas aumentava em função da frequência da luz incidente, mas era sabido que existia uma frequência limiar da luz, isto é, um valor de frequência abaixo do qual não ocorria o efeito fotoeléctrico.

Antes da apresentação das teorias de Max Planck e Albert Einstein, a Física Clássica considerava a luz como sendo ondas electromagnéticas que ocupavam o espaço contínuo. Segundo a Física Clássica, nem as partículas podiam possuir propriedades ondulatórias nem as ondas podiam possuir propriedades corpusculares.

A emissão e absorção de luz, por um corpo negro, foram investigadas pelo físico alemão Max Planck, que tentou formular uma teoria para explicar a distribuição espectral de luz emitida, baseada no modelo ondulatório clássico. Para reconciliar a teoria com os resultados experimentais, Planck desenvolveu um novo modelo para a luz: o modelo quântico. Neste modelo, a luz é emitida em pequenos e discretos pacotes ou *quanta* (actualmente designados por fotões).

Em 1901, Planck publicou a sua lei de radiação: declarou que um oscilador, ou qualquer sistema físico similar, possui um conjunto discreto de níveis de energia permitidos e que energias de valores intermédios nunca ocorrem.

Planck postulou que a emissão e a absorção de radiação estão associadas a transições ou saltos entre dois níveis de energia. A energia ganha ou perdida pelo oscilador é emitida ou absorvida como um *quantum* de energia radiante e é expressa pela equação:

$$E = h\nu \tag{3.1.1}$$

onde: E é a energia radiante, ν é a frequência da radiação e h é uma constante fundamental da natureza, que ficou conhecida como *constante de Planck*.

Em 1905, continuava a ser aceite a natureza ondulatória da luz e encarava-se ainda o trabalho de Planck com alguma reserva. Einstein revolucionou então o mundo da física: apoiou-se no trabalho de Planck e publicou um artigo onde explicou, perfeitamente, o efeito fotoeléctrico. Para tal, admitiu que a luz era composta por corpúsculos – fotões –, com energia directamente proporcional à frequência da luz incidente e que o efeito fotoeléctrico era um processo em que essas partículas interagiam com os electrões dos metais.

A interpretação do efeito de Compton, já na segunda década do séc. XX, baseou-se também no comportamento dos *quanta* de luz (neste caso, raios X) ao interagirem com uma rede cristalina.

Quanto à utilidade desta teoria, pode-se afirmar que Einstein com a sua explicação para o efeito fotoeléctrico possibilitou a invenção e o desenvolvimento de inúmeros objectos que vão desde as calculadoras, passando pelos automóveis, portas automáticas, até aos equipamentos espaciais, que usam painéis fotovoltaicos para transformar a luz solar em corrente eléctrica (a energia solar é transformada em energia eléctrica).

Os trabalhos de Einstein, e, também, de Planck estão na origem da Física Quântica. Em 1918, o Prémio Nobel da Física foi atribuído a Planck pela introdução da teoria quântica da luz.

3.1.1 – A proposta de Planck

Em 1858, Balfour Stewart (1828-1887), físico e meteorologista escocês, descobriu que a razão entre o poder de emissão⁵¹ e o poder de absorção⁵² de um corpo é uma função do comprimento de onda, λ , da radiação electromagnética emitida ou absorvida e da temperatura absoluta, T . De forma independente, em 1859, Gustav Robert Kirchhoff, físico alemão, estabeleceu que, apesar dos poderes de absorção e de emissão, para um dado comprimento de onda, de um corpo dependerem da sua temperatura e da sua natureza, a razão entre o poder de emissão e o poder de absorção, para um dado comprimento de onda, $\left(\frac{I}{a}\right)_\lambda$, só depende da temperatura, e esta razão é a mesma para todos os corpos.

Em 1860, Kirchhoff introduz o conceito de *corpo negro*. Mostra que, se um corpo absorver radiação electromagnética em todos os comprimentos de onda, e se não reflectir qualquer radiação, então, também emitirá radiação em todos os comprimentos de onda quando for aquecido. Um corpo negro absorve toda a radiação que sobre ele incide mas também emite toda a

⁵¹ Poder de emissão ou intensidade da radiação térmica emitida por um corpo.

⁵² Poder de absorção, a , é a fracção total da radiação que é absorvida por um corpo, por unidade de tempo. Sendo: $0 \leq a \leq 1$. Para um corpo negro: $a = 1$.

radiação absorvida, isto é, é um emissor perfeito. Kirchhoff demonstrou que um corpo negro, experimentalmente, seria equivalente à cavidade de um corpo sólido com paredes totalmente reflectoras no seu interior e com um pequeno orifício. Deste modo, toda a radiação que entra por esse orifício é reflectida várias vezes nas paredes internas até ser totalmente absorvida por elas. Quando o sólido é aquecido, as suas paredes interiores aumentam a energia da radiação electromagnética emitida, cuja maior parte permanece no interior do corpo. Em equilíbrio térmico, a energia da radiação emitida pelas paredes do corpo é igual à absorvida. E a radiação electromagnética existente no interior do corpo e a pequena fracção que se escapa pelo orifício, têm a mesma distribuição espectral de intensidade de radiação. O interesse dos corpos negros é que, quando aquecidos, apresentam todos a mesma distribuição espectral de intensidade de radiação para as mesmas temperaturas. A razão entre o poder de emissão e o poder de absorção, para um dado comprimento de onda, para qualquer corpo é igual à intensidade da radiação térmica de um corpo negro, por unidade de comprimento, $J(\lambda, T)$, que é uma função que, para além de depender do comprimento de onda, também depende da temperatura – equação (3.1.1.1).

$$\left(\frac{I}{a}\right)_\lambda \text{ (qualquer corpo)} = J(\lambda, T) \text{ (corpo negro)} \quad (3.1.1.1)$$

Na figura 3.1.1.1 encontra-se a representação gráfica da intensidade da radiação emitida em cada comprimento de onda (ou radiância espectral), $J(\lambda, T)$, para um corpo negro a 5800 K. $J(\lambda, T)$ representa a energia emitida por unidade de tempo, por unidade de área superficial do emissor e por unidade de λ . Pela teoria clássica da luz, o valor de $J(\lambda, T)$ depende do número de partículas que estão a emitir radiação electromagnética com comprimento de onda λ . Todos os corpos a uma temperatura superior ao zero absoluto (0 K) emitem radiação devido à agitação

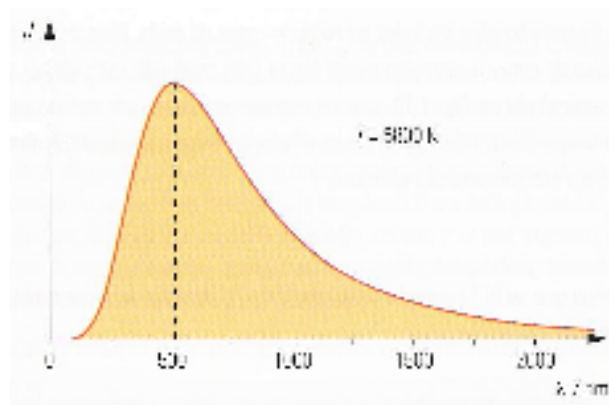


Figura 3.1.1.1 – Representação da radiância espectral de um corpo, em função do comprimento de onda, λ , para um corpo negro à temperatura 5800 K (Ventura, 2003, p. 61).

térmica das partículas que os constituem – também designadas por osciladores –, nomeadamente em consequência dos movimentos acelerados das suas cargas eléctricas. Dependendo da temperatura do corpo, a “radiação pode situar-se maioritariamente dentro da zona das ondas de rádio, dos infravermelhos (IV), da região do visível ou ainda, se a temperatura for muito elevada, na gama dos ultravioleta (UV), isto é, a zona em que emitem com intensidade máxima desloca-se

para maiores frequências (menores comprimentos de onda), à medida que a temperatura aumenta” (Bello, 2005, p. 169).

A intensidade total da radiação emitida por um corpo, I , a uma determinada temperatura T , tendo em conta todas as intensidades em todos os comprimentos de onda e que matematicamente é numericamente igual ao valor da “área” por baixo da curva no espectro de emissão de radiação térmica (figura 3.1.1.1), é dada por:

$$I = \int_0^{\infty} J(\lambda, T) d\lambda \quad (3.1.1.2)$$

e representa a potência total radiada (energia total emitida por unidade de tempo) por unidade de área superficial do emissor.

Em 1879, Josef Stefan (1835-1893), físico e matemático esloveno, com base em fundamentos experimentais, estabeleceu que *a intensidade total da radiação emitida por um corpo negro é proporcional à quarta potência da sua temperatura absoluta*; esta afirmação ficou conhecida como *lei de Stefan*. Alguns anos mais tarde, em 1884, Ludwig Eduard Boltzmann (1844-1906), físico austríaco, considerou que a radiação electromagnética emitida por um corpo negro se comportava como um gás e aplicou-lhe as leis da termodinâmica; também aplicou a teoria electromagnética de Maxwell, e, deste modo, conseguiu estabelecer a constante de proporcionalidade entre I e T^4 :

$$I = \sigma T^4 \quad (3.1.1.3)$$

onde σ é designada por *constante de Stefan-Boltzmann* e o seu valor⁵³ é:

$$\sigma = 5,670\,400(40) \times 10^{-8} \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-4}$$

Actualmente, a equação (3.1.1.3) é conhecida como *lei de Stefan-Boltzmann*⁵⁴.

A lei de Stefan-Boltzmann também pode ser escrita na forma:

$$P = \sigma A T^4 \quad (3.1.1.4)$$

onde, P representa a potência total radiada pela superfície do corpo, de área A .

Em 1893, Wilhelm Carl Werner Otto Fritz Franz Wien (1864-1928), físico alemão e Prémio Nobel da Física em 1911, aplicou a teoria clássica à radiação emitida por um corpo negro e mostrou que a radiância espectral assume valores maiores para temperaturas mais elevadas, pois, segundo a teoria clássica, aumenta o número de osciladores a emitir radiação para cada

⁵³ Informação da *Foundation of Modern Science and Technology* a partir do *Physics Laboratory of NIST* (accedida em Junho de 2008).

⁵⁴ A intensidade total da radiação emitida por um corpo qualquer é dada por $I = e \sigma T^4$, onde e é a emissividade da superfície do corpo e é igual ao poder de absorção, a , dessa superfície. Sendo: $0 \leq e \leq 1$. Para um corpo negro: $e = 1$; e para uma superfície completamente reflectora: $e = 0$.

comprimento de onda. Wien mostrou que os máximos de radiância espectral se verificam para comprimentos de onda tais que:

$$\lambda_{\max} T = b \quad (3.1.1.5)$$

com ⁵⁵, $b = 2,897\,7685(51) \times 10^{-3} \text{ m K}$.

Quando T aumenta, λ_{\max} diminui. A equação (3.1.1.5) ficou conhecida como *lei do deslocamento de Wien*⁵⁶.

Wien estabeleceu a sua lei após Louis Karl Heinrich Friedrich Paschen, especialista em espectroscopia experimental, ter constatado que a radiância espectral de um corpo negro, em função do comprimento de onda da radiação emitida, para várias temperaturas se comportava como mostra a figura 3.1.1.2; e ainda teve como base, os trabalhos de Otto Lummer & Ernst Prigsheim e de C. E. Mendenhall & F. A. Saunders.

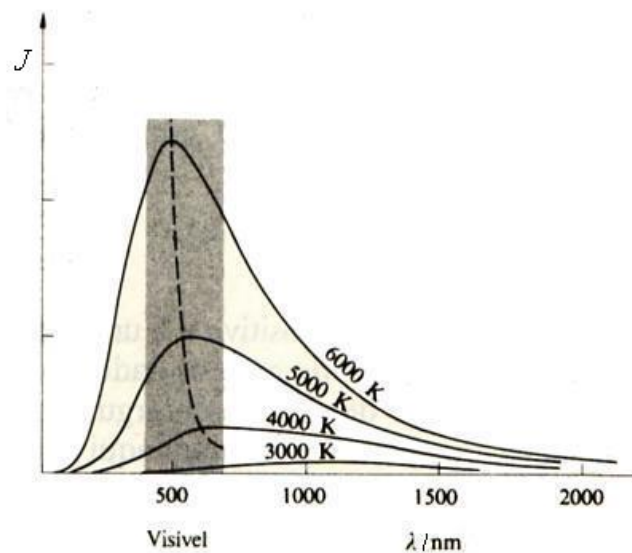


Figura 3.1.1.2 – Curvas de radiação de um corpo negro a diferentes valores de temperatura. A hipérbole que passa pelos máximos das curvas traduz a Lei do deslocamento de Wien (Hecht, 1987, p. 565).

Mas, um problema era colocado aos físicos da época: como explicar a forma da curva da radiação de um corpo negro?

O sucesso obtido pela lei de Stefan-Boltzmann, levou Wien a estudar a função $J(\lambda, T)$. Assim, ao considerar que a radiação electromagnética emitida pelos corpos era devida à vibração das

⁵⁵ Informação da *Foundation of Modern Science and Technology* a partir do *Physics Laboratory of NIST* (accedida em Junho de 2008).

⁵⁶ O estabelecimento desta lei foi a causa da atribuição, em 1911, do Prémio Nobel da Física a Wien.

partículas que os constituíam, e que a intensidade dessa radiação era proporcional ao número desses osciladores, então, em 1896, Wien obteve a seguinte expressão, para o cálculo do valor da radiância térmica, para um dado comprimento de onda:

$$J(\lambda, T) = C_1 \lambda^{-5} e^{\left(\frac{-C_2}{\lambda T}\right)} \quad (3.1.1.6)$$

onde, C_1 e C_2 são constantes.

Ainda em 1896, Paschen obteve empiricamente a mesma equação. Contudo, a equação (3.1.1.6) só era aplicável para baixos valores de comprimento de onda (quando $\lambda \rightarrow 0$).

Em Junho de 1900, John William Strutt, Lord Rayleigh (1842-1919), matemático e físico inglês e Prémio Nobel da Física em 1904, com base na hipótese de que na radiação de um corpo negro todos os comprimentos de onda tinham igual probabilidade de serem emitidos, chegou à equação (3.1.1.7) – que ficou conhecida como *lei de Rayleigh* – que mostrava como a radiação aumentava de intensidade à medida que se passava dos maiores valores de comprimento de onda para os de menor valor.

$$J(\lambda, T) = C_1' T \lambda^{-4} e^{\left(\frac{-C_2}{\lambda T}\right)} \quad (3.1.1.7)$$

Contudo, a equação obtida não contemplava nem justificava a existência de um valor máximo de radiância espectral seguida de um decréscimo dessa radiância para valores cada vez mais pequenos de comprimento de onda. Se a equação de Rayleigh estivesse correcta, significava que qualquer corpo deveria emitir radiação electromagnética nos comprimentos de onda mais pequenos (radiação violeta, ultravioleta e com λ menores ainda) e com elevada intensidade, o que não se observava experimentalmente. Daí este desacordo ter ficado conhecido como a *catástrofe do ultravioleta*.

A lei de Rayleigh apenas era aplicável para elevados valores de comprimento de onda (quando $\lambda \rightarrow \infty$).

Mais tarde, em Maio de 1905, Rayleigh publica um artigo onde apresenta uma alteração à equação (3.1.1.7), tendo obtido uma nova expressão sem o factor exponencial e com $C_1' = 64\pi k$, sendo k a constante de Boltzmann.

Em Julho de 1905, James Jeans (1877-1946), físico inglês, obteve uma nova expressão de $J(\lambda, T)$ devido ao facto de ter efectuado uma correcção de um erro que Rayleigh tinha cometido no seu artigo publicado em Maio. Jeans obtém, então, a seguinte equação corrigida:

$$J(\lambda, T) = 8\pi \lambda^{-4} kT \quad (3.1.1.8)$$

que ficou conhecida como *lei de Rayleigh-Jeans*.

Contudo, foi a proposta apresentada por Planck, mesmo anteriormente a estes estudos, que solucionou este “enigma”.

Em Outubro de 1900, Planck, tendo por base as fórmulas deduzidas por Wien e por Rayleigh, apresentou um trabalho à Sociedade de Física de Berlim, no qual, a partir de uma interpolação entre as duas fórmulas referidas anteriormente, chegou a uma nova expressão matemática para $J(\lambda, T)$:

$$J(\lambda, T) = \frac{C_1}{\lambda^5 \left(\exp\left(\frac{C_2}{\lambda T}\right) - 1 \right)} \quad (3.1.1.9)$$

A equação (3.1.1.9) reduzia-se à fórmula encontrada por Wien para valores $\lambda T \ll 1$ e reduzia-se à fórmula encontrada por Rayleigh para valores $\lambda T \gg 1$.

Planck para deduzir a equação (3.1.1.9) teve de recorrer à interpretação probabilística proposta por Boltzmann, em 1877, para o cálculo da entropia dos osciladores de frequência ν , que compunham as paredes do corpo negro. Porém, teve de admitir a hipótese de que a energia, E , desses osciladores variava discretamente e era igual a $h\nu$. Planck pensava que esta estratégia era apenas um artifício de cálculo para que os seus resultados coincidisse com os experimentais, pois pretendia fazer $h \rightarrow 1$. Porém, para que existisse concordância entre os seus resultados e os experimentais, o valor de h não poderia ser qualquer e teria de ser finito. Assim, no dia 14 de Dezembro de 1900, Planck comunicou, também à Sociedade de Física de Berlim, um trabalho no qual apresentou a equação:

$$E = h\nu \quad (3.1.1.10)$$

que ficou conhecida como a equação de Planck, e, ainda, o valor de $h = 6,55 \times 10^{-27}$ erg s, que viria a ficar conhecida como constante de Planck. Também apresentou as expressões para as constantes C_1 e C_2 que aparecem na equação (3.1.1.9): $C_1 = hc^2$ e $C_2 = \frac{hc}{k}$, onde c é a velocidade da luz no vázio e k é a *constante de Boltzmann*.

(Asimov, 2004, pp. 59-60; Bassalo, 1996, pp.30-31; Bassalo, 1998, p.74; Caruso, 2006, pp. 309-316; Hecht, 1987, pp. 564-566)

3.1.2 – Einstein e o efeito fotoelétrico

O efeito fotoelétrico consiste na emissão de electrões por metais expostos a radiação electromagnética. Em 1887, Heinrich Rudolf Hertz (figura 2.1.1.2), professor e fisico alemão, publicou um artigo⁵⁷, onde se encontra a primeira descrição do efeito fotoelétrico.

Enquanto Hertz fazia experiências com um dispositivo experimental criado por si – um oscilador linear (figura 3.1.2.1), e que no ano seguinte, 1888, lhe permitiria provar a existência de ondas rádio – verificou que surgia uma fâisca no espaço existente entre duas pequenas esferas sempre que a electricidade o atravessava. Mas, o mais curioso foi que Hertz verificou que as fâiscas apareciam com mais facilidade quando se fazia incidir luz sobre ele. Como, aparentemente, a luz tinha um efeito sobre a descarga eléctrica, o fenómeno passou a ser conhecido como efeito fotoelétrico, tendo o prefixo “foto” origem na palavra grega que significa “luz”.

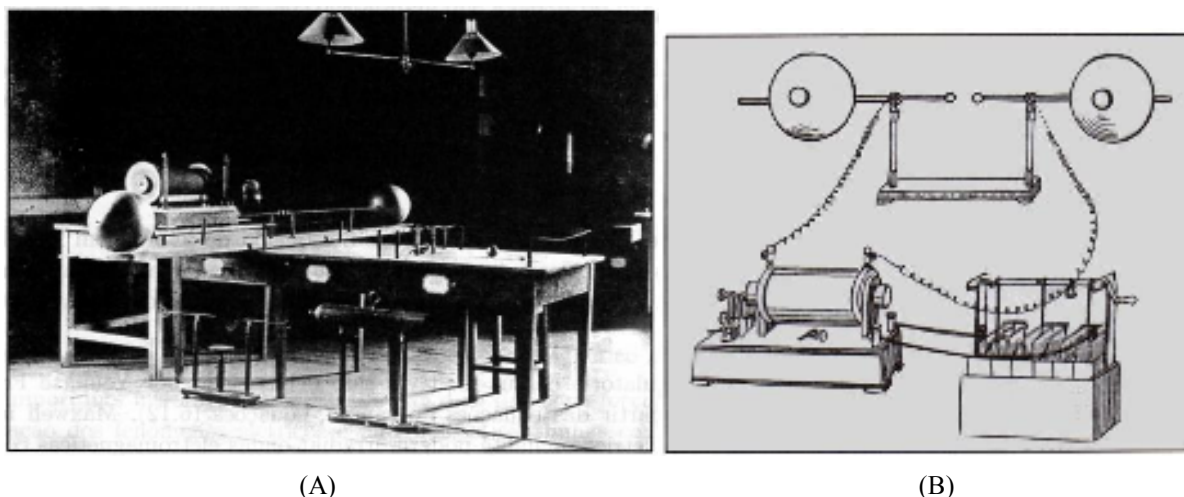


Figura 3.1.2.1 – (A) Laboratório de Hertz: aparelho que Hertz usou para o estudo das radiações electromagnéticas. (B) Esquema do oscilador linear usado por Hertz. Era formado por duas grandes esferas metálicas ligadas por um condutor rectilíneo interrompido por um «faiscador» - constituído por duas esferas metálicas de menor diâmetro. Os dois braços deste oscilador eram ligados aos pólos de uma bobina de Ruhmkorff; quando a bobina gerava uma tensão alta, dava-se uma descarga entre os dois braços do oscilador (Caruso, 2006, p. 158).

Hertz mostrou que este efeito se tornava mais pronunciado quando a luz ultravioleta incidia directamente no terminal negativo. Mais tarde, em 1889, Wilhelm Hallwachs mostrou que ao fazer incidir luz ultravioleta sobre superfícies metálicas, tais como zinco, sódio e potássio, estas adquiriam carga eléctrica positiva, o que pôs em evidência a libertação de partículas, com carga eléctrica negativa, dessas superfícies.

⁵⁷ O artigo tinha como título “On an Effect of Ultraviolet Light upon the Electric Discharge”, ou seja, “Sobre um Efeito da Luz Ultravioleta nas Descargas Eléctricas”.

Muitos dispositivos experimentais, semelhantes ao esquematizado na figura 3.1.2.2, foram utilizados por diversos investigadores.

As primeiras experiências realizadas por J. Elster e H. Geitel, em 1889, revelaram que essas partículas com carga eléctrica negativa eram frequentemente expulsas de superfícies metálicas iluminadas, sendo ejectionadas com baixas velocidades, com valores desde zero até um valor máximo finito, v_{\max} . Quando o eléctrodo de recepção, também designado por colector, se encontrava negativo (como mostra a figura 3.1.2.2) relativamente à placa iluminada, exercia-se uma força eléctrica repulsiva sobre os electrões (a designação *electrão* data de 1891 e os electrões apenas foram descobertos em 1897).

Ao valor da diferença de potencial que impede os

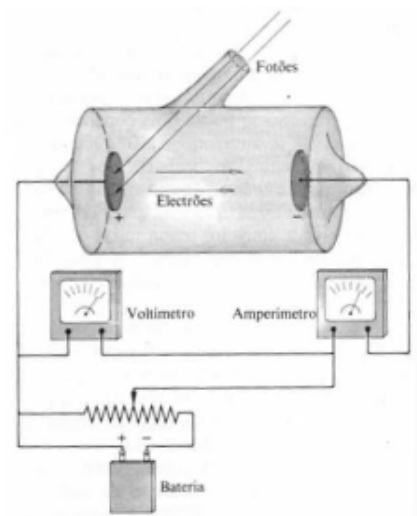


Figura 3.1.2.2 – Esquema de um dispositivo experimental para o estudo do efeito fotoelétrico (Hecht, 1991, p. 567).

electrões, mesmo os mais energéticos, de atingir o colector, e, portanto, capaz de anular a corrente fotoelétrica, designa-se por potencial de paragem, U_0 . Deste modo tem-se:

$$\frac{1}{2} m v_{\max}^2 = e U_0 \quad (3.1.2.1)$$

em que a m é a massa do electrão e e é o módulo da carga do electrão.

Na figura 3.1.2.3 (a) encontra-se representada a variação da intensidade da corrente fotoelétrica, i_p , em função da diferença de potencial. A Física Clássica conseguia explicar esta situação, pois a inclinação da curva era traduzida pela energia dos electrões, que eram ejectionados, e dependia das energias de ligação dos electrões ao metal. Em 1893 verificou-se que i_p era directamente proporcional à irradiância incidente⁵⁸, I , como mostra a figura 3.1.2.3 (b). Tais resultados ainda eram explicados

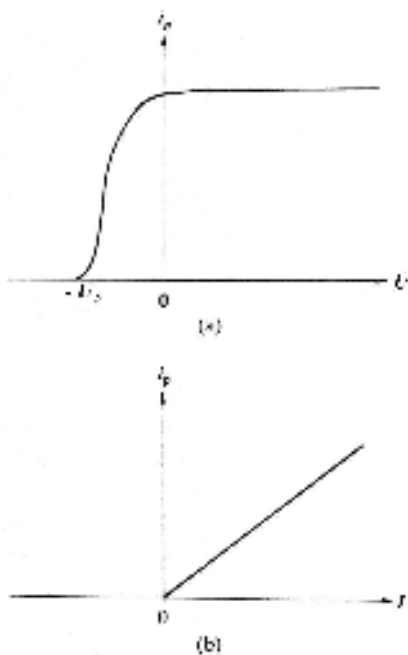


Figura 3.1.2.3 – (a) Intensidade da corrente fotoelétrica, i_p , em função da diferença de potencial, U ; (b) Intensidade da corrente fotoelétrica, i_p , em função da irradiância, I (Hecht, 1991, p. 568).

⁵⁸ Fluxo de energia por unidade de área e por unidade de tempo, ou seja, intensidade da radiação incidente (unidade SI: $W m^2$).

pela Física Clássica: quando a irradiância aumenta, aumenta a energia absorvida pela superfície dos metais, aumentando proporcionalmente a emissão de partículas com carga negativa e responsáveis pela corrente fotoelétrica.

Mas, havia um facto que a Física Clássica não conseguia explicar: não existia qualquer atraso mensurável entre o instante em que a placa era iluminada e o início da emissão de partículas com carga negativa.

Em 1899, J. J. Thomson expôs uma superfície metálica à radiação ultravioleta, no interior de um tubo de Crookes. Aplicou campos magnéticos e eléctricos às partículas emitidas e concluiu que essas partículas eram da mesma natureza das que constituíam os raios catódicos. Reconheceu, então, que este efeito consistia na emissão de electrões.

Em 1902, Philipp Eduard Anton von Lenard (figura 3.1.2.4), o melhor assistente de Hertz e Prémio Nobel da Física em 1905, mediu a razão carga/massa dessas partículas e confirmou que a intensidade da faísca, observada por Hertz, resultava da emissão de electrões (também designados por fotoelectrões, a partir daquela data). Demonstrou que os electrões emitidos por diferentes metais apresentavam sempre propriedades idênticas, portanto, embora existissem muitos átomos diferentes, todos estavam associados a um único tipo de electrões.



Figura 3.1.2.4 – Philipp Eduard Anton von Lenard (1862-1947) (<http://cache.eb.com/eb/image?id=21031&rendTypeId=4>).

Lenard também descobriu que o potencial de paragem, e , portanto, a energia cinética máxima possível dos electrões, não dependia da intensidade da radiação que iluminava a placa (figura 3.1.2.5). Contudo, era conhecido que a energia cinética máxima dos fotoelectrões dependia do tipo de fonte luminosa utilizada. Hertz também já tinha constatado que a emissão de fotoelectrões era mais estimulada com radiação ultravioleta do que com luz visível. Lenard demonstrou que a luz não era toda igual quando se tratava de obter o efeito fotoelétrico. Frequentemente a luz vermelha não provocava a emissão de electrões, mesmo aumentando a sua intensidade. E se um determinado metal fosse exposto à luz de frequência cada vez mais elevada

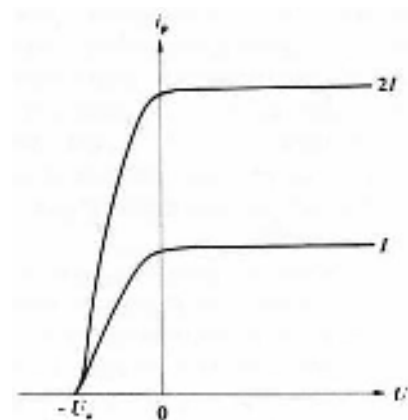


Figura 3.1.2.5 – O potencial de paragem, U_0 , é independente da irradiância, I (Hecht, 1991, p. 568).

(ou comprimentos de onda cada vez mais pequenos), acabava por se chegar a um valor para o qual começavam a ser emitidos electrões. Esses electrões deslocam-se a um baixo valor de velocidade e ao aumentar a intensidade da luz incidente, apenas se aumenta o número de electrões emitidos, não se afecta o valor da velocidade com que eles se movimentam. Ao continuar a aumentar o valor da frequência da onda de luz incidente, então os electrões eram emitidos com velocidades crescentes. Sendo assim, concluiu-se que, a velocidade dos electrões depende da frequência da luz incidente e o número de electrões emitidos depende da intensidade da luz. Portanto, os resultados obtidos com os estudos experimentais sobre o efeito fotoeléctrico estavam em contradição com as previsões da teoria clássica:

Previsões da teoria clássica

- aumentando a intensidade da luz incidente, a energia transferida para os electrões aumentaria e portanto a energia cinética máxima dos electrões aumentaria também;
- a luz de qualquer frequência deveria arrancar electrões da superfície do metal, desde que a intensidade fosse elevada ou se esperasse o tempo suficiente para que o electrão acumulasse energia;
- os electrões levam tempo a acumular energia para se libertarem do metal e esse tempo deveria ser maior para luz menos intensa.

Evidências experimentais

- o potencial de paragem e a energia cinética máxima dos electrões não dependem da intensidade da luz incidente e do metal onde a luz incide;
- se a frequência da luz incidente aumenta, o potencial de paragem aumenta linearmente. Há uma frequência mínima abaixo da qual não há emissão de electrões;
- a emissão de electrões é praticamente instantânea, pois a corrente eléctrica estabelece-se imediatamente após a incidência de luz sobre a superfície metálica.

Em resumo, ao contrário do que seria previsível pela Física Clássica, Lenard fez uma descoberta fundamental: no efeito fotoeléctrico a energia do electrão não depende da intensidade da luz incidente e aumenta com a frequência da radiação. Contudo, nem Lenard nem J. J. Thomson conseguiram explicar este fenómeno.

(Asimov, 2004, pp. 81-82; Hecht, 1991, pp. 566-568; Lage, 2005, p. 7).

Albert Einstein (1879-1955), figura 3.1.2.6, físico alemão radicado nos Estados Unidos da América e Prémio Nobel da Física em 1921, em Março de 1905, com 26 anos, apresentou um artigo onde propôs uma explicação simples para o efeito fotoeléctrico: “*um quantum de luz dá toda a sua energia a um único electrão, sendo a energia transferida totalmente independente da presença de outros quanta*”⁵⁹ (Lage, 2005, p. 7). Deste modo, justificou o facto do efeito fotoeléctrico ser independente da intensidade da luz. Para Einstein, um electrão, no interior de um metal, ao absorver a energia de um fotão, $h\nu$, perde parte dessa



Figura 3.1.2.6 – Albert Einstein (1879-1955) (<http://www.npr.org/templates/story/story.php?storyId=4538324>).

energia na sua ascensão até à superfície e outra parte ao escapar-se do metal. Se a energia dispendida neste processo se representar por W , a energia cinética do electrão, E_c , que se escapa, é dada por:

$$E_c = h\nu - W \quad (3.1.2.2)$$

Para electrões superficiais, W tem um valor mínimo, W_0 , que se designa por função trabalho e que corresponde à energia necessária para que um electrão se escape do material. Deste modo, Einstein propôs que a energia máxima de um electrão ejectado seria dada por:

$$E_{c \max} = h\nu - W_0 \quad (3.1.2.3)$$

e a frequência mínima, ν_0 , capaz de provocar a emissão de um electrão da superfície, mas com energia cinética nula, é dada por:

$$\nu_0 = W_0/h \quad (3.1.2.4)$$

Com esta nova explicação, um electrão absorve, de uma só vez, uma determinada quantidade de energia, sendo agora compreensível porque razão não existe qualquer atraso na emissão, bem como a relação entre a irradiância, I , e a corrente fotoeléctrica, i_p , pois um aumento de I faz aumentar o número de fotões com a mesma energia e faz aumentar a i_p mas não o potencial de paragem, U_0 . E a partir da equação (3.1.2.3) obtêm-se as seguintes previsões:

- a energia cinética varia linearmente com a frequência da radiação incidente;
- representando graficamente $E_{c \max}$ em função da ν , o declive da recta é uma constante universal, h , independente da natureza do metal;

⁵⁹ *Quanta* é o plural de *quantum* e, mais tarde, esta designação foi substituída por fotões; a energia de cada fotão é dada pelo produto da constante de Planck pela frequência da radiação incidente.

– o valor desse declive é designado por constante de Planck.

Para Einstein, se a energia de um *quantum* de luz, quando é absorvido por um material, não for suficiente para arrancar um electrão a um determinado átomo, então, nesse caso, o *quantum* é absorvido e o electrão pode vibrar mais rapidamente mas não se liberta do átomo. Se a uma determinada substância for fornecido um número suficiente desses *quanta*, então, essa substância pode absorver energia suficiente para se fundir, mas nenhum electrão se escapa. À medida que a frequência aumenta, os *quanta* de luz são mais energéticos até que se atinge o valor de energia suficiente para se libertar um electrão por cada *quantum* absorvido.

A equação (3.1.2.3) também é compatível com o facto de que, ao se aumentar a intensidade da luz, aumenta-se o número de *quanta* de luz incidentes, aumentando, assim, o número de electrões emitidos e, por consequência, dá-se um aumento da intensidade da corrente eléctrica estabelecida, mas não se aumenta a energia cinética máxima de cada electrão.

(Asimov, 2004, pp. 83-84; Caruso, 2006, pp.329-333)

3.1.3 – Determinação experimental da constante de Planck

Na emissão fotoelétrica, a luz ao incidir sobre um material provoca a emissão de electrões.

De forma resumida:

- O modelo ondulatório clássico defendia que à medida que a intensidade da luz aumentava (aumento da amplitude das ondas electromagnéticas) a energia da onda também aumentava. Isto causaria a emissão de electrões mais energéticos.
- O modelo quântico, entretanto, defende que luz com frequência mais elevada produz electrões com maior energia, independentemente da intensidade, enquanto que aumentando a intensidade produz um aumento no número de electrões emitidos (ou corrente fotoelétrica).

Quando um fóton, de energia $h\nu$, incide sobre a superfície do cátodo de um tubo de vácuo, pode arrancar um electrão por efeito fotoelétrico. O electrão gasta uma energia W_0 para se libertar da superfície catódica e adquire uma energia cinética cujo valor máximo é dado pela equação (3.1.2.3):

$$E_{c \text{ máx}} = h\nu - W_0 \quad (3.1.2.3)$$

Os electrões libertados são normalmente recolhidos por um ânodo dando origem a uma corrente eléctrica. Se se aplicar um potencial retardador, U , entre o ânodo e o cátodo, os electrões podem ser parados e a corrente fotoelétrica é anulada. A energia cinética máxima dos electrões pode ser determinada medindo o valor mínimo do potencial retardador necessário para anular a corrente fotoelétrica – potencial de paragem, U_0 – ficando:

$$E_{c \text{ máx}} = U_0 e \quad (3.1.3.2)$$

Substituindo esta equação na equação acima temos:

$$U_0 e = h\nu - W_0 \quad (3.1.3.3)$$

Resolvendo em ordem a U :

$$U_0 = \frac{h}{e}\nu - \frac{W_0}{e} \quad (3.1.3.4)$$

verifica-se que U_0 varia linearmente com a frequência da radiação electromagnética incidente, ν .

3.1.3.1 – Descrição do dispositivo experimental

A relação entre a teoria clássica e a teoria quântica para a emissão de luz pode ser investigada utilizando o dispositivo experimental que se encontra representado nas figuras 3.1.3.1 e 3.1.3.2.



Figura 3.1.3.1 – Dispositivo experimental, da Pasco, para medir a razão h/e (http://store.pasco.com/pascostore/showdetl.cfm?&DID=9&Product_ID=1548&Detail=1).

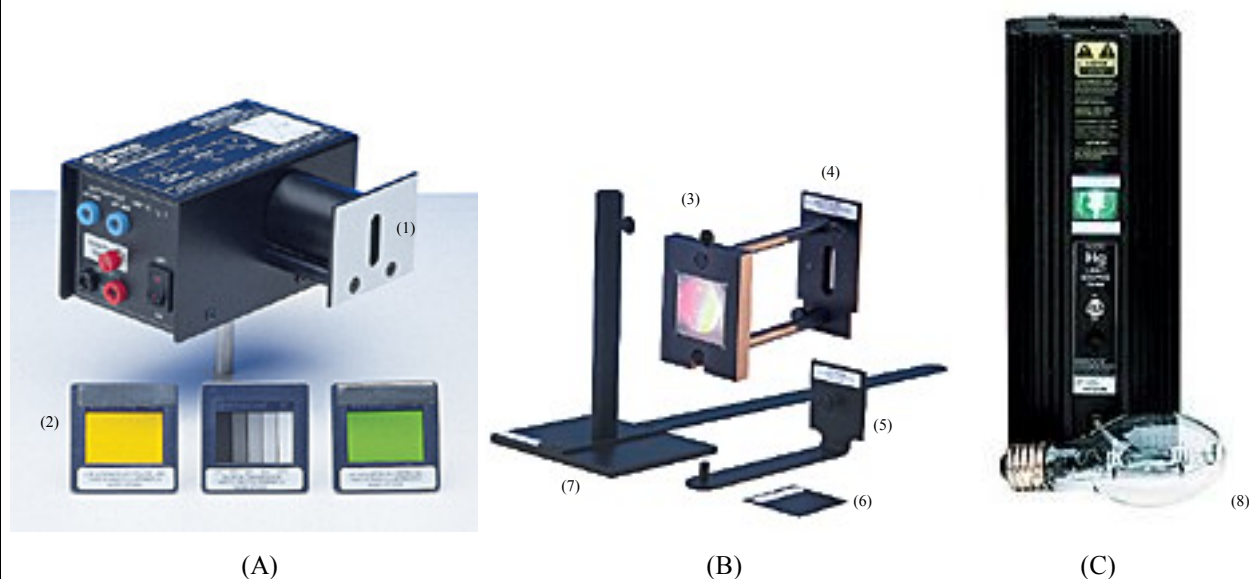


Figura 3.1.3.2 – Pormenores do equipamento e acessórios, da PASCO, para medição experimental de h/e :

(A) AP-9368, que possui um alvo branco reflector (1), e é acompanhado de três filtros (2): um filtro amarelo, um filtro de transmissão variável e um filtro verde (http://store.pasco.com/pascostore/showdetl.cfm?&DID=9&Product_ID=1686&Detail=1);

(B) AP-9369, que possui uma lente (3), uma rede de difração (4), uma barra de acoplamento (5), uma chapa bloqueadora de luz para a fonte luminosa (6) e uma base de suporte do equipamento AP-9368 (7) (http://store.pasco.com/pascostore/showdetl.cfm?&DID=9&Product_ID=1687&Detail=1);

(C) OS-9286A - fonte luminosa, que contém uma lâmpada de vapor de mercúrio a baixa pressão (8) (http://store.pasco.com/pascostore/showdetl.cfm?&DID=9&Product_ID=50689&Detail=1).

O dispositivo AP-9368 (figura 3.1.3.2 (A)) consiste num tubo de vácuo com dois eléctrodos (fotodíodo de vácuo), que constituem um condensador com uma pequena capacidade. Uma fenda na caixa, que o encerra, permite a entrada da luz que vai incidir no cátodo do tubo. Quando os electrões são arrancados da superfície metálica estabelece-se uma corrente eléctrica que carrega o condensador. À medida que as cargas se vão acumulando, vai-se estabelecendo uma diferença de potencial entre os dois eléctrodos que tende a opor-se ao movimento dos fotoelectrões. A corrente vai diminuindo e anula-se quando a diferença de potencial estabelecida igualar o

potencial de paragem. O valor do potencial de paragem pode ser medido com um voltímetro, ligado como indica a figura 3.1.3.3 (A). Para se poder efectuar esta medição com um voltímetro, o cátodo é ligado a um amplificador operacional (com impedância superior a $10^{13} \Omega$). O tempo que o condensador leva a carregar, isto é, o tempo que a tensão à saída leva a atingir um valor aproximadamente constante, depende da intensidade da corrente fotoeléctrica que, por sua vez, depende da intensidade da luz incidente.

A este dispositivo, para além de se associar um voltímetro, também se associa uma fonte de energia eléctrica ou bateria (figura 3.1.3.3).

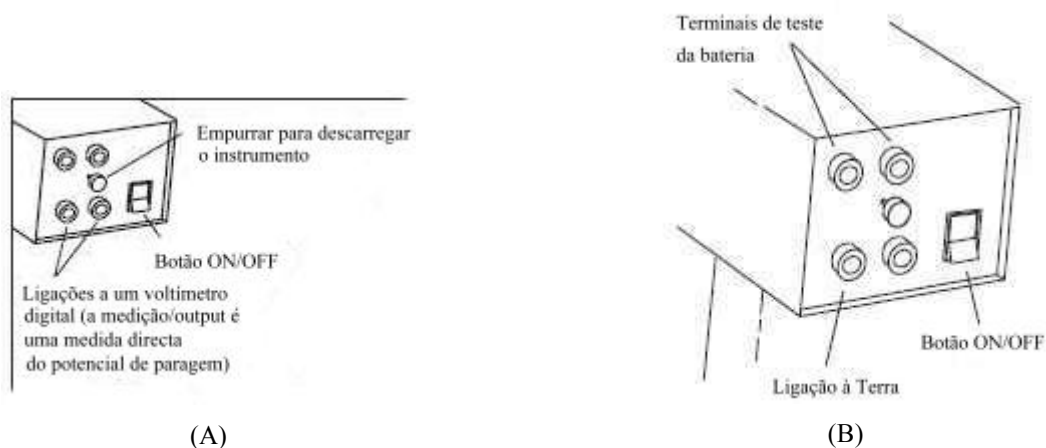


Figura 3.1.3.3 – (A) Indicação das ligações a um voltímetro e botão para descarregar o condensador. (B) Pontos de controlo da bateria (adaptado de *h/e Apparatus and h/e Apparatus Accessory Kit Manual*, Pasco Scientific Co.).

O aparelho de medição *h/e* requer duas baterias de 9 V. É recomendável que se verifique a diferença de potencial (ddp) nos terminais das baterias antes da utilização do aparelho (valores inferiores a 6 V poderão introduzir erros nas actividades experimentais, pelo que se deve efectuar a substituição das baterias). Para efectuar o teste usam-se os terminais localizados no painel lateral do aparelho, perto do interruptor/botão ON/OFF (ver figura 3.1.3.3 (B)) e um voltímetro. Mede-se a ddp entre o terminal rotulado OUTPUT e cada um dos terminais de teste de bateria – BATTERY TEST.

A lâmpada de vapor de mercúrio (figura 3.1.3.2 (C) (8)) emite quatro riscas na zona do visível (a risca amarela é, na realidade, constituída por duas riscas muito próximas mas não separáveis com este sistema experimental) cujos comprimentos de onda estão reunidos na tabela 3.1.3.2. O vapor de mercúrio emite, também, na zona do ultravioleta (UV). Uma das riscas emitidas no UV, a risca a 365,483 nm, pode ser observada quando projectada no alvo branco reflector (ver figura 3.1.3.2 (A)); este alvo é constituído por um material fluorescente, que emite na zona do azul quando irradiado por luz UV. A risca a 365,483 nm fica visível (aos nossos olhos) com a cor azul e a risca violeta fica mais azul quando observada neste alvo.

A rede de difracção (figura 3.1.3.2 (B) (4)), que é colocada em frente à janela da lâmpada de mercúrio (figura 3.1.3.2 (C)), permite separar as várias riscas espectrais (figura 3.1.3.4).

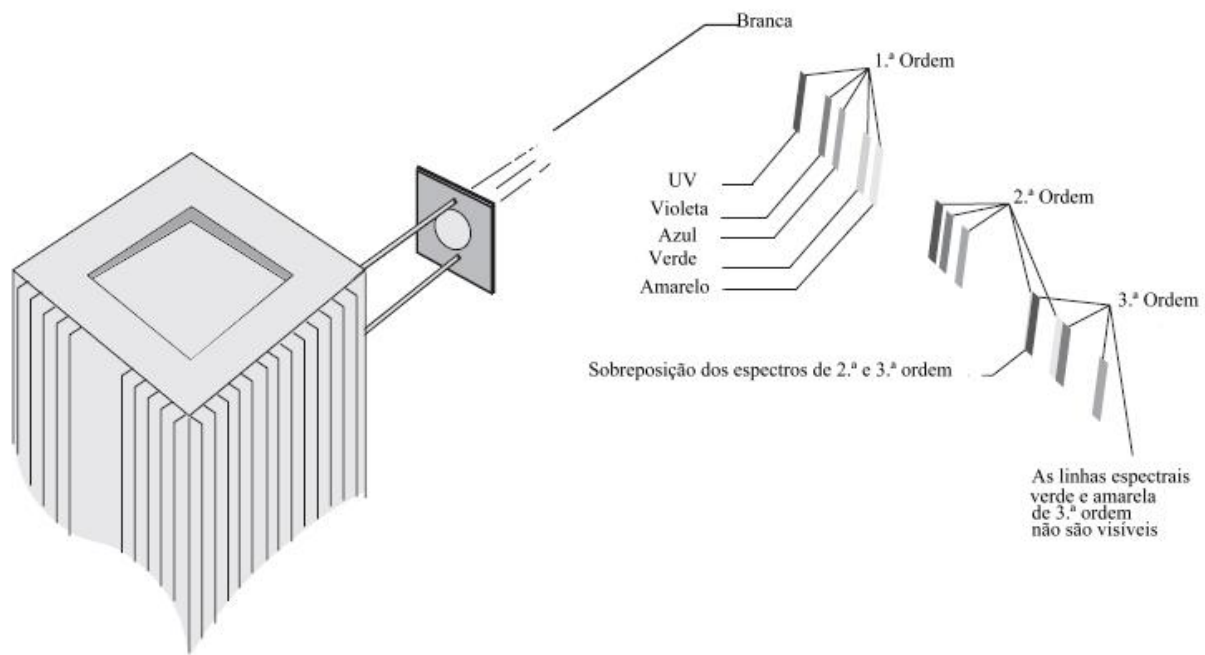


Figura 3.1.3.4 – Difracção da luz da lâmpada de mercúrio por uma rede de difracção (600 l/mm) (adaptado de *h/e Apparatus and h/e Apparatus Accessory Kit Manual*, Pasco Scientific Co.).

Quando a luz monocromática, de comprimento de onda λ incide numa rede de difracção ela é difractada. As posições angulares dos máximos de intensidade do padrão de difracção (interferência construtiva) são dadas pela equação:

$$n \lambda = d \sin \theta \quad (3.1.3.5)$$

em que:

n – representa a ordem de difracção ($n = 0, 1, 2, 3, \dots$),

d – é o espaçamento entre as linhas ou fendas da rede,

θ – é o ângulo correspondente entre os máximos de intensidade da luz difractada.

Quando $n = 0$, não há qualquer desvio qualquer que seja o comprimento de onda. Se a luz incidente for branca, a risca de ordem zero também é branca.

Para $n > 0$, as várias componentes espectrais (com diferentes valores de λ) são tanto mais desviadas quanto maior for o seu comprimento de onda. Para um mesmo comprimento de onda, o desvio angular é tanto maior quanto menor for o espaçamento entre as fendas (ou linhas) da rede.

O desvio linear entre a risca de ordem zero e um máximo de ordem $n (> 0)$ é dado por $x = \frac{n\lambda D}{d}$, onde $D (>> d)$ é a distância entre o alvo e a rede – figura 3.1.3.5.

Note-se que o ponto do espaço situado directamente em frente da rede de difracção ($\theta = 0$ e, portanto, $n = 0$) corresponde a uma risca que tem um máximo de intensidade luminosa: de cada um dos seus lados alternam mínimos e máximos de intensidade, dispostos simetricamente. O valor de n caracteriza cada um destes máximos.

A intensidade dos máximos de difracção vai diminuindo, quando n aumenta, conforme mostra a figura 3.1.3.5.

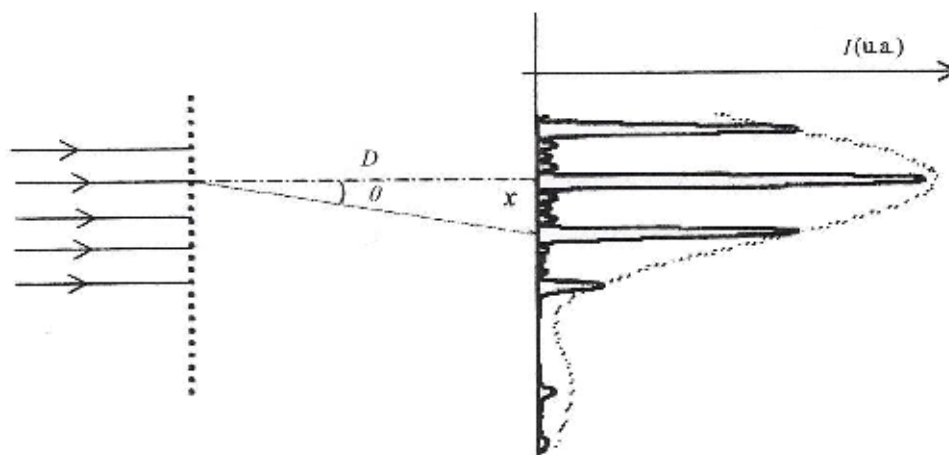


Figura 3.1.3.5 – Difracção de Fraunhofer de um feixe de raios paralelos por uma rede de difracção.

Quanto aos filtros, figura 3.1.3.2 (A)(2), o sistema experimental inclui três filtros: um amarelo, um de transmissão variável e um verde.

O amarelo e o verde devem ser usados sempre que se estiver a usar a risca amarela e a risca verde, respectivamente. Estes filtros impedem que a luz de outras frequências entre no sistema (luz ambiente ou luz UV proveniente da lâmpada e difractada segundo uma ordem superior à da risca em estudo).

O filtro de transmissão varia a intensidade do feixe incidente. As percentagens relativas de transmissão são 100%, 80%, 60%, 40% e 20%.

3.1.3.2 – Resultados experimentais e sua análise

(i) Fez-se um estudo da energia máxima dos fotoelectrões em função da intensidade da luz incidente (estudo para duas riscas espectrais diferentes).

As riscas espectrais seleccionadas para efectuar este estudo foram: a risca espectral da região do ultravioleta e a risca espectral violeta, uma vez que são as que têm intensidades mais elevadas, logo, são as que permitem menores tempos de estabilização do valor de potencial de paragem, diminuindo, assim, a influência de erros experimentais.

Nota: para cada valor da intensidade do feixe incidente, deve-se pressionar o botão de descarga (figura 3.1.3.3 (A)) após se ter lido o valor do potencial de paragem, U_0 , no voltímetro digital, e mede-se o tempo necessário para atingir novamente o valor de U_0 medido.

Para cada uma das riscas espectrais seleccionadas registaram-se os valores de potencial de paragem e os tempos de estabilização desse valor. Os resultados experimentais encontram-se na Tabela 3.1.3.1.

Tabela 3.1.3.1 – Registo de tempos necessários para se atingir o valor de potencial de paragem para diferentes intensidades das radiações correspondentes às riscas espectrais seleccionadas.

Intensidade da radiação	Risca espectral:			
	Ultravioleta		Violeta	
	U_0 / V	$\Delta t / s$	U_0 / V	$\Delta t / s$
100 %	1,93	12,33	1,66	26,14
80 %	1,93	24,34	1,65	41,81
60 %	1,93	21,89	1,65	45,79
40 %	1,92	37,30	1,64	54,00
20 %	1,90	56,35	1,62	35,15

A partir dos registos que se encontram na tabela acima pode-se concluir que a energia cinética dos electrões, medida indirectamente a partir dos valores de potencial de paragem, não depende da intensidade da radiação incidente no cátodo, uma vez que os valores de potencial de paragem são muito idênticos para os diversos ensaios efectuados para diferentes valores de intensidade de radiação (das riscas espectrais). Já o tempo, necessário para atingir os valores de potencial de paragem, aumenta à medida que a intensidade de radiação diminui, o que nos permite concluir que existe uma relação entre a intensidade da corrente eléctrica do circuito electrónico, que promove o carregamento do condensador, e a intensidade da radiação, isto é, quanto menor for a intensidade da radiação incidente menor será o número de electrões “arrancados” ao cátodo. A intensidade da corrente eléctrica será também menor e o condensador demora mais tempo a carregar. Portanto, a partir destas duas conclusões, pode-se afirmar que esta experiência confirma o modelo quântico da luz.

(ii) O estudo da variação da energia máxima dos fotoelectrões, $E_{c\ max}$, em função da frequência da luz incidente, pode ser realizado através do registo dos valores do potencial de paragem, U_0 , para as riscas de 1.^a e 2.^a ordem – tabela 3.1.3.2 –, de acordo com a equação:

$$E_{c\ máx} = U_0 e \quad (3.1.3.2)$$

A relação entre o potencial de paragem e a frequência da luz incidente, ν , é dada por:

$$U_0 = \frac{h}{e} \nu - \frac{W_0}{e} \quad (3.1.3.4)$$

ou seja, espera-se que U_0 varie linearmente com a frequência da radiação electromagnética incidente.

Medindo diferentes valores de potencial de paragem obtidos em função das diferentes frequências da radiação incidente – tabela 3.1.3.2 – e fazendo a representação gráfica dos valores obtidos, com o respectivo ajuste linear, obtém-se para a razão $\frac{h}{e}$ o valor do declive da recta e para a razão $\frac{W_0}{e}$ o valor absoluto da ordenada na origem. Deste modo é possível determinar o valor da constante de Planck.

Tabela 3.1.3.2 – Registo dos valores do potencial de paragem para as riscas espectrais de 1.^a e 2.^a ordem.

Riscas espectrais		λ / m	ν / Hz	U_0 / V	σ_U / V
1. ^a ordem	amarela	$5,78 \times 10^{-7}$	$5,19 \times 10^{14}$	0,71	0,01
	verde	$5,46 \times 10^{-7}$	$5,49 \times 10^{14}$	0,83	0,01
	azul	$4,36 \times 10^{-7}$	$6,88 \times 10^{14}$	1,48	0,01
	violeta	$4,05 \times 10^{-7}$	$7,41 \times 10^{14}$	1,69	0,01
	ultravioleta	$3,65 \times 10^{-7}$	$8,20 \times 10^{14}$	1,97	0,01
2. ^a ordem	amarela	$5,78 \times 10^{-7}$	$5,19 \times 10^{14}$	0,63	0,01
	verde	$5,46 \times 10^{-7}$	$5,49 \times 10^{14}$	0,66	0,01
	azul	$4,36 \times 10^{-7}$	$6,88 \times 10^{14}$	1,46	0,01
	violeta	$4,05 \times 10^{-7}$	$7,41 \times 10^{14}$	1,62	0,01
	ultravioleta	$3,65 \times 10^{-7}$	$8,20 \times 10^{14}$	1,96	0,01

Por análise dos registos que se encontram na tabela 3.1.3.2 (que permitem o traçado dos gráficos 3.1.3.1 e 3.1.3.2) onde se apresenta a evolução dos valores do potencial de paragem, U_0 , em função da frequência, ν , das riscas espectrais de 1.^a e 2.^a ordem, respectivamente, poder-se-á concluir que a energia cinética, com que se consegue arrancar electrões de uma superfície metálica, isto é, do cátodo, relaciona-se com o valor da frequência da radiação incidente.

Gráfico 3.1.3.1 – Valores de potencial de paragem em função da frequência das riscas espectrais 1.^a ordem. O ajuste linear é dado por: $U_0 = (4,28 \pm 0,14) \times 10^{-15} \nu + (-1,50 \pm 0,09)$.

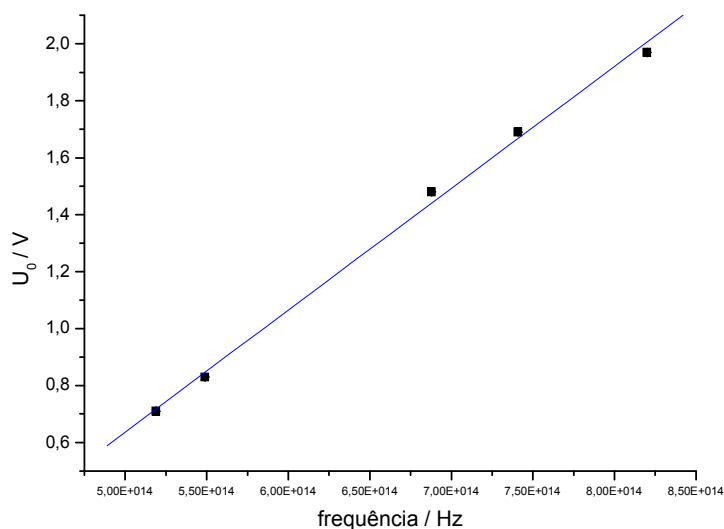
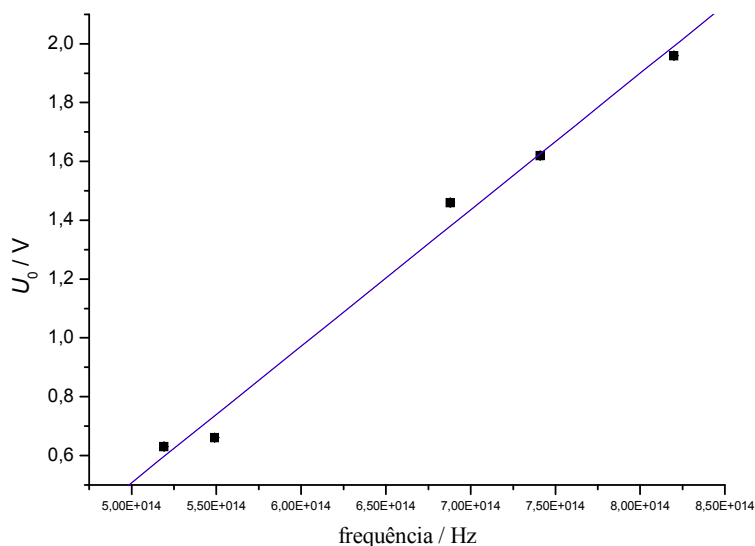


Gráfico 3.1.3.2 – Valores de potencial de paragem em função da frequência das riscas espectrais 2.^a ordem. O ajuste linear é dado por: $U_0 = (4,64 \pm 0,27) \times 10^{-15} \nu + (-1,81 \pm 0,18)$.



Os resultados obtidos para as riscas espectrais de 1.^a ordem permitem inferir que a relação entre os valores de U_0 e de ν é linear; no caso dos resultados obtidos para as riscas de 2.^a ordem, verifica-se que a influência dos erros experimentais nos valores medidos é superior à que ocorre

na situação das riscas de 1.^a ordem, isto porque a intensidade luminosa das riscas espectrais de 1.^a ordem é superior à das riscas de 2.^a ordem.

A medição destes valores de potencial de paragem está associada, principalmente, a dois erros experimentais:

- um erro associado à luz ambiente: quanto menor a intensidade da radiação, pior a relação sinal-ruído;
- um outro erro que é inerente ao método utilizado, pois como o condensador não é ideal, há sempre perdas que serão mais evidentes quanto menor for a intensidade da radiação incidente.

Ao nível do restante equipamento utilizado, enfrentaram-se algumas dificuldades, nomeadamente em realizar todos os ensaios nas mesmas condições de alinhamento da fenda do ecrã com a entrada da radiação (das riscas espectrais) no fotodíodo.

Sendo assim, e uma vez que quanto menor a intensidade das riscas espectrais menor a confiança que se tem nas medições efectuadas, os resultados obtidos para as riscas espectrais de 2.^a ordem, embora estejam tabelados e apresentados graficamente, o seu tratamento não será apresentado pois estão associados a uma grande percentagem de erro e, como tal, não têm significado experimental, pelo que não se podem retirar conclusões fidedignas a partir deles.

Ao efectuar um ajuste linear entre os valores de potencial de paragem e dos valores da frequência de cada uma das riscas de 1.^a ordem (no gráfico 3.1.3.1), obtém-se, de acordo com a equação:

$$U_0 = \frac{h}{e} \nu - \frac{W_0}{e} \quad (3.1.3.4)$$

os seguintes valores:

$$\frac{h}{e} = (4,28 \pm 0,14) \times 10^{-15} \text{ J s C}^{-1} \Rightarrow 4,14 \times 10^{-15} \text{ J s C}^{-1} \leq \frac{h}{e} \leq 4,42 \times 10^{-15} \text{ J s C}^{-1}$$

$$\frac{W_0}{e} = (1,50 \pm 0,09) \text{ J C}^{-1} \Rightarrow 1,41 \text{ J C}^{-1} \leq \frac{W_0}{e} \leq 1,59 \text{ J C}^{-1}$$

Considerando o valor da carga elementar, e , igual a $1,602\ 176\ 487\ (40) \times 10^{-19} \text{ C}$ ⁶⁰ obtém-se, para a constante de Planck:

$$h = (6,86 \pm 0,22) \times 10^{-34} \text{ J s}$$

Comparando esta gama de valores com o valor tabelado e igual a $6,626\ 068\ 96(33) \times 10^{-34} \text{ J s}$ ⁶¹, pode-se considerar que esta experiência permite obter resultados satisfatórios, pois, embora o

⁶⁰ Valor retirado de http://physics.nist.gov/cgi-bin/cuu/Value?e|search_for=electron+charge - Fundação da ciência e da tecnologia modernas do laboratório da física do NIST, acedido em 2 de Junho de 2007.

⁶¹ Valor retirado de http://physics.nist.gov/cgi-bin/cuu/Value?h|search_for=Planck+constant - Fundação da ciência e da tecnologia modernas do laboratório da física do NIST, acedido em 2 de Junho de 2007.

procedimento experimental utilizado não nos permita obter resultados com maior precisão, pode-se afirmar que o limite inferior do intervalo é muito próximo do valor tabelado.

Quanto ao valor obtido experimentalmente para a função trabalho, W_0 , do material que constitui o cátodo, tem-se:

$$W_0 = (1,50 \pm 0,09) \text{ eV} .$$

3.2 – Uma nova visão da estrutura da matéria

3.2.1 – Os primeiros modelos atômicos

No séc. V a.C., alguns filósofos gregos admitiam que a matéria era constituída por partículas de pequeníssimas dimensões e indivisíveis, que designaram por átomos (do grego indivisível).

Esta teoria é atribuída ao filósofo Demócrito (460 a.C.-370 a.C.), discípulo de Leucipo de Mileto (500 a.C.- data desconhecida), que segundo Aristóteles, foi o verdadeiro criador do atomismo. Leucipo e Demócrito consideraram a matéria formada por uma infinidade de pequenos grãos indivisíveis e indestrutíveis: os átomos; a sua acumulação explicava a densidade dos corpos, as suas associações produziam as diversas substâncias, as suas interações eram a causa das diversas propriedades físicas; o próprio calor era devido a átomos muito móveis que se escapavam incessantemente dos corpos quentes. Chega-se a essas partículas com uma experiência imaginária: todos os corpos que nos rodeiam podem ser divididos ao meio, as metades obtidas também podem ser submetidas ao mesmo processo de divisão e assim sucessivamente até se chegar a um ponto em que não é possível dividir mais a matéria. Restará algo indivisível, que será o átomo. Ainda, de acordo com Demócrito, os átomos eram partículas rígidas e indestrutíveis e seria a sua forma e o seu tamanho que determinavam as propriedades das diversas substâncias.

Por essa época, Empédocles, (490 a.C.-430 a.C.), filósofo pitagórico, propôs que os átomos se agrupassem em quatro classes distintas às quais chamou fogo, terra, água e ar (saliente-se que, para aquele filósofo, esses nomes não significam que há átomos feitos de terra, outros de água, etc.). Numa mesma substância podia haver átomos de diversos tipos. De acordo com as propriedades da substância, haveria predominância de um tipo de átomo sobre os outros. Essa diversificação que enriquece o modelo não tinha sido contemplada por Demócrito.

No séc. IV a.C., Aristóteles (384 a.C.-322 a.C.) adoptou o modelo de Empédocles e expandiu-o acrescentando propriedades aos diversos tipos de átomos. Essas propriedades, ou qualidades, eram: quente, frio, seco e húmido. Aristóteles afirmava que cada tipo de átomo era dotado de duas dessas qualidades. Por exemplo: um átomo tipo fogo seria quente e seco. A figura 3.2.1.1 mostra como essas qualidades são compartilhadas pelos diferentes tipos de átomos.

Ainda no séc. IV a.C., Epicurus (341 a.C.-270 a.C.) afirmava que os átomos, embora não pudessem ser divididos em partes menores por nenhum meio físico, eram dotados de estrutura. Embora a ideia da existência de átomos tivesse “nascido”, foi necessário esperar cerca de dois milénios...

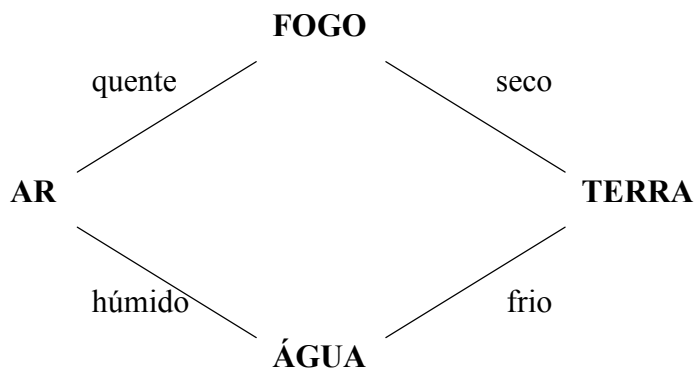


Figura 3.2.1.1 – As qualidades dos átomos, segundo Aristóteles (adaptado de <http://www.gazeta.racionalismo-ristao.org.br/diversos/fisica-moderna-2.html>).

átomos tão pequenos que não havia poder humano que os pudesse dividir.⁶²

No séc. XVII é confirmada a existência do vazio.

No séc. XIX, em 1806, John Dalton (1766-1844), com base em trabalhos experimentais, admite que cada elemento químico é caracterizado por um determinado tipo de átomos, indivisível e indestrutível, com um certo tamanho e um certo peso. Segundo Dalton, substâncias diferentes eram formadas por átomos diferentes (os átomos que formam o ferro não são os mesmos que formam o cobre, por exemplo) e as reacções químicas resultavam da combinação entre átomos, pois diferentes combinações de átomos formariam novos compostos. Contudo, a sua teoria demorou cerca de um século a ser aceite pela comunidade científica.

A evolução ocorrida com esse modelo é que ele não assume átomos de quatro tipos apenas. Há uma grande variedade de átomos disponíveis na natureza.

No final do séc. XIX, J. J. Thomson, figura 2.3.2.4, na sequência das suas experiências em que investigava o efeito de descargas eléctricas em gases, descobriu que a partir do cátodo (da sua ampola) eram emitidos feixes de partículas carregadas com carga negativa, que mais tarde foram designadas por electrões. Na sequência da descoberta destas partículas com carga negativa e da constância da razão entre os valores da carga e da massa (e/m) para qualquer metal usado,

⁶² “Em inúmeras ocasiões a História tem-nos mostrado que não nos devemos curvar cegamente diante das posições assumidas por outros, mesmo que estejam cercados do maior prestígio. Nesse ponto, não consigo (o autor, V. Aguilera) resistir à tentação de lembrar aqui um acontecimento que envolveu o cientista Lavoisier, aquele do "nada se perde, nada se cria, tudo se transforma". Quando lhe mostraram alguns meteoritos, que se dizia serem objectos vindos do espaço, ele apontou para o céu e perguntou:

– Vocês estão a ver alguma pedra lá? Nenhuma, não é verdade? Como, então, são tão estúpidos ao ponto de acreditar nessa baboseira?

A fama de Lavoisier era tanta que os museus da Europa que exibiam alguns meteoritos trataram de os recolher imediatamente” (Aguilera, 2006).

O prestígio de Aristóteles “cegou” os filósofos e cientistas durante quase dois mil anos! Se tão admirável pensador afirmava que os átomos eram indivisíveis, quem é que duvidava? Até mesmo o grande filósofo René Descartes (1596-1650), ainda peripatético, afirmava que Deus fez os

deduziu que essas partículas eram comuns a todos os átomos. Criou um modelo atômico que teve em consideração a existência de electrões⁶³ nos átomos. Formulou a teoria de que os átomos seriam uma esfera maciça com carga eléctrica positiva onde estariam dispersos e incrustados os electrões suficientes para que a carga total do átomo fosse nula; os electrões estariam incrustados na esfera como num pudim de passas, deste modo, o seu modelo ficou conhecido como modelo atômico do pudim de passas (figura 3.2.1.2).



Figura 3.2.1.2 – Modelo atômico do pudim de passas (<http://web.rcts.pt/fq/atomo/historia.htm>).

Em 1903, Lenard ao verificar que os electrões emitidos, por um metal, ao serem acelerados num campo eléctrico podiam atravessar finas folhas metálicas, isto é, os electrões conseguiam passar por um grande número de átomos sem serem substancialmente afastados da sua direcção inicial, presumiu que os átomos não eram maciços (os átomos também eram constituídos por espaço vazio) e que apenas uma pequena parte do seu volume seria ocupada por matéria. Lenard propôs que os átomos fossem nuvens de pequenas partículas: algumas seriam electrões e outras partículas carregadas positivamente e de dimensão semelhante. A disposição dessas partículas no espaço seria a seguinte: uma partícula positiva e outra negativa girariam em torno uma da outra, constituindo um par globalmente neutro; o conjunto desses pares correspondia ao átomo, mas entre esses pares e no seu interior havia espaço vazio através do qual uma pequena partícula, tal como um electrão, em movimento podia atravessar o átomo com facilidade. Mas este modelo de átomo fazia prever que a probabilidade do átomo perder partículas carregadas negativamente ou positivamente fosse igual e tal facto não se verificava experimentalmente.

Em 1904, o físico japonês Hantaro Nagaoka (1865-1950) sugeriu que a parte positiva do átomo não ocupava a totalidade do seu volume, como fora proposto por Thomson, nem ocupava tanto espaço como os electrões no modelo apresentado por Lenard. Assim, Nagaoka propôs que a parte do átomo carregada positivamente estivesse localizada no seu centro e era menor do que a totalidade do átomo. Os electrões giravam à sua volta, mantendo-se em órbita devido à atracção electromagnética, tal como os planetas giram à volta do Sol devido à atracção gravítica. Este modelo permitia explicar:

- a produção de iões positivos e negativos,

⁶³ A existência de electrões foi ridicularizada pelo famoso Dimitri Mendeleiev (1834-1907), o criador da Tabela Periódica dos Elementos. Mendeleiev, arrogantemente, satirizou publicamente a hipótese do electrão. Entretanto, na sua famosa tabela, onde os elementos químicos estão distribuídos em casinhas numeradas pelo número atômico do elemento que a ocupa, ele reservava, sem constrangimento algum, o lugar de número 0 para o "éter"... (Aguilera, 2006).

- a existência de espaços vazios que permitiam a passagem de outras partículas em movimento,
- a fácil remoção de electrões do átomo, ao contrário do que sucedia às partículas com carga positiva, pois os electrões estavam na periferia do átomo e as partículas positivas no seu centro.
(Asimov, 2004, pp. 89-90)

Contudo, para aceitar qualquer um destes modelos, era necessária a existência de dados experimentais sobre a estrutura interna do átomo, mas, na época, não havia nenhum dispositivo que permitisse adquirir esses dados.

3.2.2 – A experiência de Rutherford

Após as descobertas dos raios α , β e γ , Ernest Rutherford, Prémio Nobel da Química em 1908 (figura 3.2.2.1), estudou as partículas α e, em 1906, mostrou que tinham uma massa muito superior à dos electrões e carga contrária: obrigou partículas α e β a entrar num campo magnético e verificou que a trajectória das partículas α era menos deflectida do que a trajectória das partículas β e que eram deflectidas em sentidos opostos, pelo que as partículas α teriam de ter carga eléctrica positiva (Asimov, 1987, p. 80).

Lenard realizou experiências de dispersão de electrões. Dessas experiências obteve um raio de 10^{-8} cm para o átomo e 10^{-12} cm para o raio do núcleo (de carga positiva), que representava a parte essencial da massa do átomo. Estes valores foram mais tarde confirmados por Rutherford através das experiências de dispersão de partículas α (Wedler, 2001, p. 106). Portanto, como o núcleo era dez mil vezes mais pequeno que o átomo, significava que a maior parte do átomo seria espaço vazio.

Quanto ao trabalho desenvolvido por Rutherford, primeiramente este físico estudou a natureza das partículas α (desde 1898 e que, aliás, foram descobertas por si) e depois usou-as para bombardear finas folhas de metal.

Em 1909, Rutherford colocou material radioactivo num recipiente com uma parede de vidro dupla. A parede interna era bastante fina, mas a exterior era consideravelmente mais espessa. Estabeleceu vácuo entre as duas paredes, pois estas partículas têm um alcance reduzido quando viajam no ar. As partículas α emitidas pelo material radioactivo conseguiam atravessar a parede interna mas não a parede exterior (por ser mais espessa). Deste modo, as partículas α , que ficavam “presas” entre as duas paredes, foram-se concentrando naquele espaço até que, passado

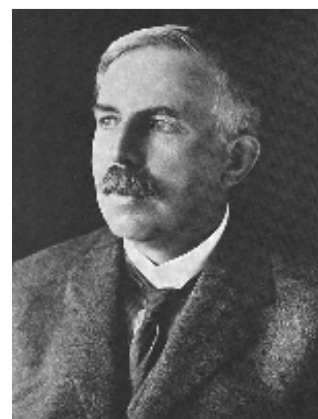


Figura 3.2.2.1 – Ernest Rutherford (1871-1937)

(<http://www.astrosurf.com/luxorion/Physique/rutherford-ernest.jpg>).

alguns dias, já se encontravam em número suficiente por forma a serem analisadas e identificadas. Descobriu-se que se tratava de núcleos de hélio⁶⁴ (Asimov, 2004, p. 97).

Rutherford, por ter descoberto que as partículas α são bastante maciças e têm carga positiva, utilizou-as para investigar o átomo. Um feixe de partículas α , emitidas por um material radioactivo, que incidisse sobre uma fina folha metálica iria conseguir penetrá-la e o resultado desse processo poderia fornecer informações muito úteis. Para tal, Rutherford incumbiu Hans Geiger (1882-1945), figura 3.2.2.2, e Ernest Marsden (1889-1970) da realização da seguinte experiência: um fragmento duma substância radioactiva foi colocado numa caixa de chumbo

dotada de um orifício; as radiações emitidas eram incapazes de atravessar o chumbo mas através do orifício da caixa era possível emergir um feixe de radiação α , que ao deslocar-se no espaço incidia sobre uma fina folha de ouro; atrás desta folha encontrava-se uma chapa fotográfica que seria sensibilizada por quaisquer partículas α que atravessassem a folha de ouro. A chapa fotográfica foi impressionada: verificou-se a existência de um halo em torno de um ponto negro central; esse ponto correspondia ao ponto de incidência do feixe de partículas α caso não existisse folha de ouro e o halo tornava-se mais ténue com a distância ao centro, mas não desaparecia totalmente.

(Asimov, 2004, pp. 93; Deus, 2000, pp. 520-521)

Rutherford (1911, pp. 169-170) referiu que as experiências de Marsden e Geiger, publicadas em 1909, de dispersão de partículas α indicavam que algumas partículas α deveriam sofrer uma deflexão superior a um ângulo recto numa única colisão, pois tinham verificado que uma

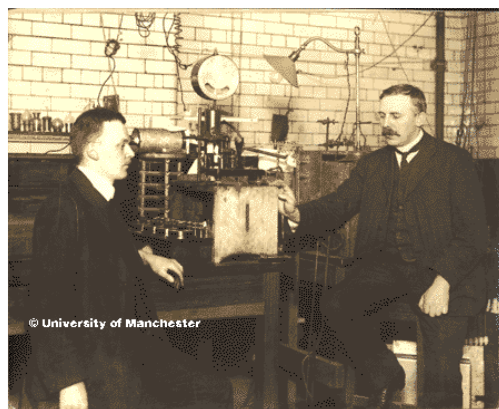


Figura 3.2.2.2 – Hans Geiger e Ernest Rutherford (<http://www.hep.manchester.ac.uk/u/robin/Gifs/Rutherford&Geiger.Gif>).

⁶⁴ Na altura conhecia-se a existência de outras partículas com carga positiva mas com diferente (maior) massa das partículas α . Uma das diferenças entre as partículas positivas e os electrões era o facto destes últimos terem todos a mesma massa e a mesma carga eléctrica, ao contrário das partículas com carga positiva. Rutherford foi um dos físicos que procurou uma partícula de carga positiva muito pequena, que fosse equivalente a um “electrão positivo”, mas não a encontrou. A mais pequena partícula de carga positiva, que conseguiu encontrar, pesava tanto como um átomo de hidrogénio e, por isso, deveria ser um núcleo de hidrogénio. Essa partícula tinha uma carga simétrica à do electrão, contudo uma massa bastante superior (actualmente sabemos que é cerca de 1836,11 vezes superior), portanto, em 1914 concluiu que era a partícula de carga positiva mais pequena que podia existir e decidiu chamá-lo próton (Asimov, 2004, p. 97).

pequena fracção das partículas α incidentes, cerca de 1 em 20 000, era desviada de um ângulo médio de 90° quando atravessavam uma folha de ouro com cerca de $0,4 \mu\text{m}$ de espessura e Geiger, em 1910, mostrou que o ângulo de deflexão mais provável para um feixe paralelo de partículas α que atravessa uma folha de ouro com aquela espessura é de cerca de $0,87^\circ$. Ocasionalmente uma partícula α atingia algo e sofria um ressalto. Através da magnitude dos desvios, Rutherford pôde calcular a dimensão do núcleo.

Crowther estudou a dispersão de partículas β e, para tal, utilizou uma folha de alumínio como material deflector. Marsden também utilizou uma folha de alumínio com maior espessura do que a usada por Crowther, tendo obtido resultados e conclusões idênticos. A experiência de dispersão de partículas β também foi repetida, por Crowther, com finas folhas de outros metais, como por exemplo: cobre, prata e platina (idem, pp. 193-194).

Dos resultados experimentais para a dispersão de partículas α e de partículas β , Rutherford afirmou o seguinte (idem, p. 197; Asimov, 2004, p. 94):

- o átomo contém uma carga central distribuída por um volume muito pequeno, ao qual chamamos *núcleo*, que, além disso, corresponde à quase totalidade da massa do átomo;
- a carga central para os diversos átomos é aproximadamente proporcional aos respectivos *pesos atômicos* (verificada experimentalmente para átomos mais *pesados* do que o alumínio);
- a carga do núcleo é positiva;
- na periferia do átomo, espalhados por um volume que ocupa a sua quase totalidade, apenas existem electrões, que rodam em torno do núcleo descrevendo trajectórias circulares.

Este modelo atómico apresentava algumas limitações. Não explicava os espectros observados, isto é, o porquê das riscas de comprimentos de onda bem definidos. E também não explicava porque é que os electrões não caíam no núcleo, uma vez que seriam atraídos pelo núcleo de carga eléctrica positiva e, pelas leis do electromagnetismo, um electrão ao girar em torno do núcleo numa órbita circular é uma carga eléctrica em movimento acelerado, portanto, geraria um campo electromagnético variável, isto é, emitiria radiação electromagnética e, portanto, perderia energia, pelo que acabaria por cair no núcleo após descrever uma órbita em espiral.

3.2.2.1 – Equipamento, resultados experimentais e sua análise

Quando as partículas α incidem numa fina folha de metal são deflectidas de um ângulo de dispersão, θ , como se pode observar na figura 3.2.2.1.1.

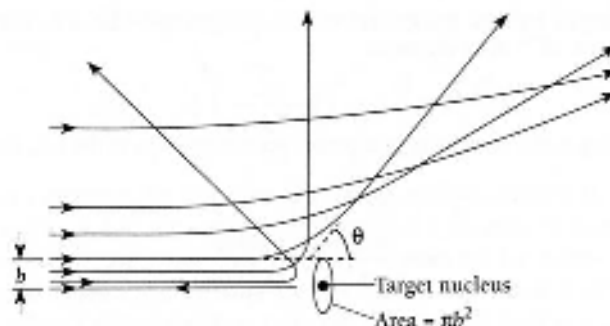


Figura 3.2.2.1.1 – Ângulo de dispersão de Rutherford (Beiser, 1995, p. 153).

O ângulo de dispersão é definido como o ângulo entre a direcção incidente e a da partícula após a dispersão.

Para uma colisão não frontal, se o núcleo não interagisse com as partículas α , a menor distância entre o núcleo e uma partícula seria igual ao parâmetro de impacto, b . Deste modo, quanto maior o parâmetro de impacto, menor o ângulo de dispersão e, quanto menor o parâmetro de impacto, maior o ângulo de dispersão, como se pode ver na figura 3.2.2.1.1.

A maioria das partículas α sofre uma dispersão inferior a 1° , mas para algumas o ângulo de dispersão poderá ser bastante superior, até 180° (*back scattering*). Uma vez que estas partículas têm carga eléctrica positiva, este fenómeno só pôde ser explicado com base nos seguintes factos: o núcleo tem dimensões muito reduzidas, tem carga eléctrica positiva e corresponde à região do átomo onde se encontra concentrada praticamente toda a massa atómica. Com base nestas suposições, Rutherford calculou classicamente a secção eficaz diferencial $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ dos centros

dispersores, obtendo:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \propto \frac{Z^2}{\sin^4\left(\frac{\theta}{2}\right)}$$

onde Z representa o número atómico do metal. Esta expressão é fundamental para determinar o número de partículas α , N , que chegam ao detector por unidade de tempo e que é dado por:

$$N = \frac{I_0 A_{sc} \mu L}{R^2} \times \frac{d\sigma}{d\Omega} \quad (3.2.2.1.1)$$

onde: I_0 é a intensidade do feixe,

A_{sc} é a área do detector,

μ é o número de átomos do metal, por unidade de volume e igual à razão entre a densidade do metal e a sua massa atómica relativa,

L é a espessura da folha metálica,

R é a distância do centro dispersor ao detector.

A equação (3.2.2.1.1) é conhecida como a fórmula de dispersão de Rutherford.

Laboratorialmente esta experiência pode ser realizada utilizando, por exemplo, o equipamento apresentado na figura 3.2.2.1.2 (a).

A experiência decorre no interior da câmara de vácuo (figura 3.2.2.1.2 (b)), que nos permite operar numa situação de pressão muito inferior à pressão atmosférica (com o auxílio de uma bomba de vácuo), pois as partículas α têm baixo alcance no ar e, desta forma, é possível desprezar o “espalhamento” pelo ar através do ajuste e controlo do valor da pressão interna deste compartimento.

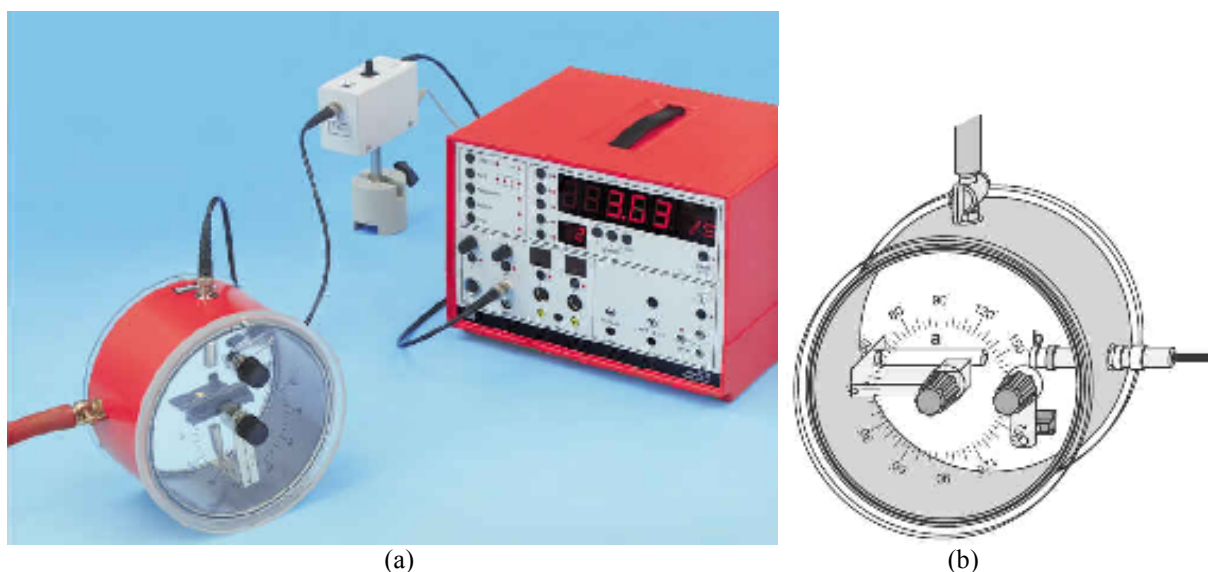


Figura 3.2.2.1.2 – (a). Equipamento da Leybold utilizado na experiência de Rutherford, e em outros estudos da física atómica e nuclear (<http://www.icl-didactica.com/pdf/P6%20Atomic%20and%20nuclear%20physics.PDF>); (b) Esquema da câmara de vácuo: a – fonte de partículas α ; b – detector que efectua a contagem de partículas α (http://pec.sjtu.edu.cn/ols/P6/P6541_E.PDF).

Dentro da câmara de vácuo é emitido um feixe, monoenergético⁶⁵, de partículas α , por amerício-241 (^{241}Am). Este feixe é direccionado para colidir perpendicularmente com uma fina folha metálica (de ouro ou de alumínio), que se encontra fixa.

⁶⁵ A energia das partículas α da fonte Am-241 é aproximadamente 5,5 MeV (Leybold Didatic GmbH, *Instruction sheet 55982 Am-241 preparation*. «<http://rutherford.gymnasium.isernhagen.de/docs/55982e.pdf>», acedido em Outubro de 2008).

Para evitar fenómenos indesejados de reflexão e também para limitar a taxa de passagem de partículas para uma quantidade mensurável, as partículas α , após a sua emissão, passam por uma fenda colimadora (de 1 mm ou de 5 mm) – placa de plástico – que é colocada directamente sobre a folha metálica, embatem nesta folha e emergem com ângulos de dispersão, θ , diferentes. As partículas são contadas por um detector, que se roda de 5 em 5 graus (no caso da fenda de 1 mm) e, preferencialmente, de 10 em 10 graus (no caso da fenda de 5 mm) relativamente à direcção de incidência.

Para a medição de ângulos de dispersão $7,5^\circ \leq \theta \leq 30^\circ$ deve utilizar-se a fenda colimadora de 1 mm. Para $30^\circ \leq \theta \leq 60^\circ$ usa-se a fenda colimadora de 5 mm de largura para compensar a perda na taxa de contagem, de forma a obter medições apreciáveis (Kriesch, 2004, p. 7). O número de contagens por minuto, N , calcula-se dividindo o número total de contagens registadas, n , pelo tempo de contagem, t , que é o intervalo de tempo de recolha de contagens, em minutos.

No caso de se efectuarem medições com ambas as fendas, de 1 e de 5 mm, tem de se converter as medições efectuadas com a fenda de 5 mm a valores que simulem as contagens que se obteriam com a fenda de 1mm. Para tal, é necessário dividir o número de contagens obtidas com a utilização da fenda de 5 mm por um factor de proporcionalidade, k , que é constante durante a experiência. Este factor é a razão entre o número de contagens por minuto obtidas, para o mesmo ângulo, θ_x , com a fenda de 5 mm e com a de 1 mm:

$$k = \frac{N(\theta_x)_{5\text{mm}}}{N(\theta_x)_{1\text{mm}}} \Leftrightarrow N(\theta_x)_{1\text{mm}} = \frac{N(\theta_x)_{5\text{mm}}}{k}$$

Nesta actividade experimental seria desejável usar a fenda colimadora de 1mm para ângulos de dispersão de amplitudes inferiores a 30° e a de 5 mm para os restantes. Contudo, devido ao facto de apenas se dispor de cerca de quatro horas – tempo disponível para uma actividade laboratorial usual – apenas foi utilizada a fenda colimadora de 5 mm.

No decorrer da experiência, o compartimento onde se encontra o detector – câmara de vácuo – foi coberto com um pano opaco à luz visível, de modo a evitar a detecção de outras radiações, tendo-se verificado, no início da actividade, que, nestas condições, o detector não efectuava contagens e, portanto, que o *fundo* era nulo.

As medições efectuadas e respectivos cálculos encontram-se na Tabela 3.2.2.1.1.

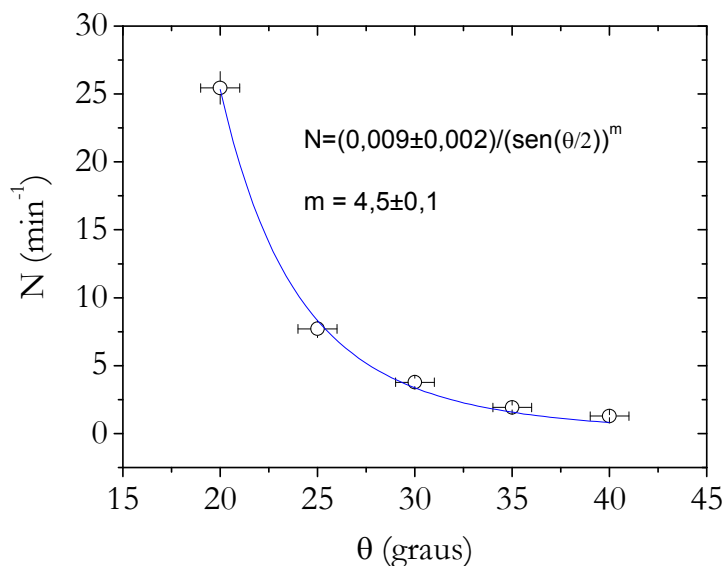
A incerteza de θ foi estimada em 1° e não foi admitida qualquer imprecisão em t , uma vez que corresponde ao tempo de reacção do experimentador, sendo, portanto, insignificante face ao erro introduzido nas contagens. Esse erro é o desvio padrão estatístico, e σ_n é igual a \sqrt{n} , de acordo com a propagação de erros. E, uma vez que o número de contagens por unidade de tempo é determinado por N , então $\sigma_N = \sigma_n / t = \sqrt{n} / t$, pois σ_t é desprezável.

Tabela 3.2.2.1.1 – Registo das medições e cálculos: contagens, n, para cada ângulo de dispersão, θ , através de uma folha de ouro durante o tempo t ; cálculo do número de contagens por minuto, N.

θ	σ_θ	n	σ_n	t /min	N /min ⁻¹	σ_N /min ⁻¹
20°	1°	434	21	17,05	25,45	1,22
25°	1°	147	12	19,07	7,71	0,64
30°	1°	145	12	38,37	3,77	0,31
35°	1°	117	11	60,72	1,93	0,18
40°	1°	166	13	129,00	1,29	0,10

A representação gráfica destes resultados encontra-se no gráfico 3.2.2.1.1.

Gráfico 3.2.2.1.1 – Representação gráfica do número de contagens por minuto em função do ângulo de dispersão, para uma folha de ouro e usando a fenda colimadora de 5 mm.



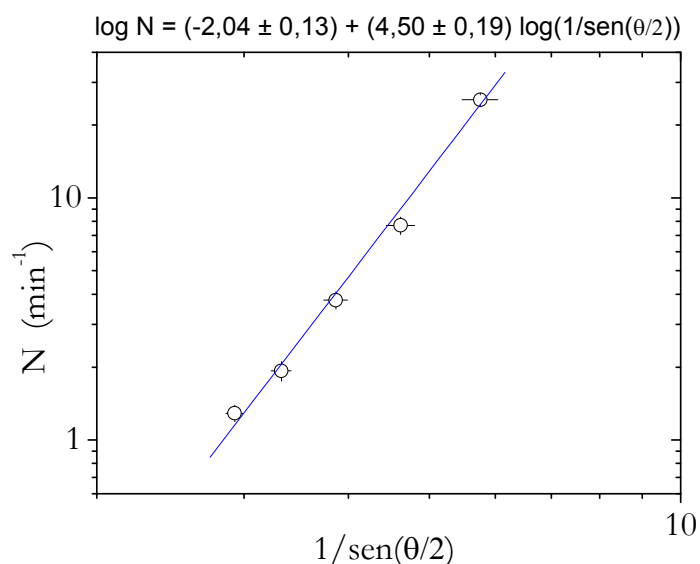
Deste gráfico, podemos concluir que os resultados experimentais são razoavelmente descritos pela equação de dispersão de Rutherford. A equação de ajuste é dada por:

$$N = (0,009 \pm 0,002) \frac{1}{\text{sen}^{(4,5 \pm 0,1)}(\theta/2)}$$

Verifica-se que a taxa de contagem varia muito rapidamente para ângulos de dispersão até cerca de 30°. Por isso, a determinação de uma equação de ajuste aos valores experimentais seria mais fidedigna se se tivessem mais pontos no gráfico correspondentes a ângulos de dispersão inferiores a 30°. Estes pontos não foram determinados experimentalmente devido ao facto de se utilizar apenas a fenda de 5 mm para que a actividade experimental se realizasse num período relativamente curto, como uma manhã ou uma tarde. Não foram efectuadas medições para ângulos inferiores a 20° com a fenda colimadora de 5 mm pois a taxa de contagem varia muito rapidamente com o ângulo nesta região e a colimação com uma fenda de 5 mm é insuficiente.

No caso de não se dispor de software que permita efectuar o ajuste gráfico de uma função não linear aos valores experimentais obtidos nesta experiência, pode-se recorrer à linearização da fórmula de dispersão de Rutherford, por aplicação da função logaritmo, tal como se mostra no gráfico 3.2.2.1.2. O ajuste linear é uma ferramenta matemática facilmente disponível e que permite obter uma estimativa do expoente da função seno com reduzido número de pontos experimentais (pois são necessários mais pontos para definir uma curva do que para definir uma recta).

Gráfico 3.2.2.1.2 – Representação gráfica do ajuste linear do número de contagens por minuto em função do ângulo de dispersão, para uma folha de ouro e usando a fenda colimadora de 5 mm.



A equação do ajuste linear encontrada foi: $\log N = (-2,04 \pm 0,31) + (4,50 \pm 0,19) \log\left(\frac{1}{\sin(\theta/2)}\right)$.

Da informação recolhida das representações gráficas, conclui-se que os resultados experimentais são descritos de forma satisfatória pela expressão de dispersão de Rutherford. Contudo, o valor do expoente da função seno (m) é mais elevado que o esperado e a incerteza deste valor está claramente subestimada. É de notar que as incertezas relativas nas ordenadas e nas abcissas são semelhantes mas o software utilizado para efectuar esta análise só considera a incerteza nos valores das ordenadas (do número de contagens por minuto). Para além disto, a incerteza considerada para o ângulo de dispersão foi subestimada uma vez que a escala para medição de θ é pouco precisa. Há ainda a considerar a deficiente colimação do feixe de partículas α com a fenda de 5 mm, que é demasiado larga relativamente à distância entre a fonte emissora e a fenda (cerca de 30 mm). Assim, para além da incerteza de leitura na escala, há a incerteza inerente a uma deficiente colimação do feixe. Assim a incerteza no ângulo de dispersão deverá ser de vários graus, o que é excessivo para medidas efectuadas para ângulos inferiores a 30° , em que a taxa de contagem varia muito rapidamente com o ângulo (gráfico 3.2.2.1.1).

Para ângulos inferiores a 30° , o desejável é utilizar a fenda 1mm. Mas, tal como foi referido acima, a razão para utilizar a fenda de 5mm em todas as medidas prende-se com o facto de realizar a experiência durante o tempo disponível para uma actividade experimental usual (cerca de 4h).

No caso de se dispor de mais tempo para a realização desta actividade experimental, poder-se-iam efectuar medições para diversos ângulos de dispersão: desde 5° a 60° , por exemplo. As figuras 3.2.2.1.3 e 3.2.2.1.4 dizem respeito a uma actividade experimental que se estendeu ao longo de uma semana e que foi realizada por alunos da licenciatura em Engenharia Física, da Faculdade de Ciências e Tecnologia da Universidade de Coimbra⁶⁶. Estes resultados foram obtidos realizando a experiência de Rutherford com uma folha de alumínio (figura 3.2.2.1.3) e com uma de ouro (figura 3.2.2.1.4). Ambos os gráficos ilustram a dependência do número de contagens com o ângulo θ , em bom acordo com a fórmula de dispersão de Rutherford. Por outro lado, quando comparamos os dois gráficos podemos verificar que também a dependência do número atómico Z do alvo está de acordo com a referida fórmula.

Quanto à verificação da expressão de Rutherford, é de notar que, tanto na figura 3.2.2.1.3 como na figura 3.2.2.1.4, e para além de se verificar que N decresce com o aumento de θ , pode-se verificar que, para valores mais elevados de θ , o desvio entre os valores experimentais e os previstos pelos ajustes de curvas indicadas aumenta. E que as curvas de ajuste utilizadas

⁶⁶ Gráficos obtidos pelos alunos, de Engenharia Física da FCTUC, Ana Catarina Fonseca e Rui Miguel Meleiro, no ano lectivo 2001/2002, no relatório da actividade laboratorial “Trabalho n.º 1 – Experiência de Rutherford” realizado no âmbito da disciplina Física Atómica e Molecular.

apresentam uma maior concordância entre si, bem como com os valores experimentais, no caso do alumínio, que tem menor número atômico que o ouro.

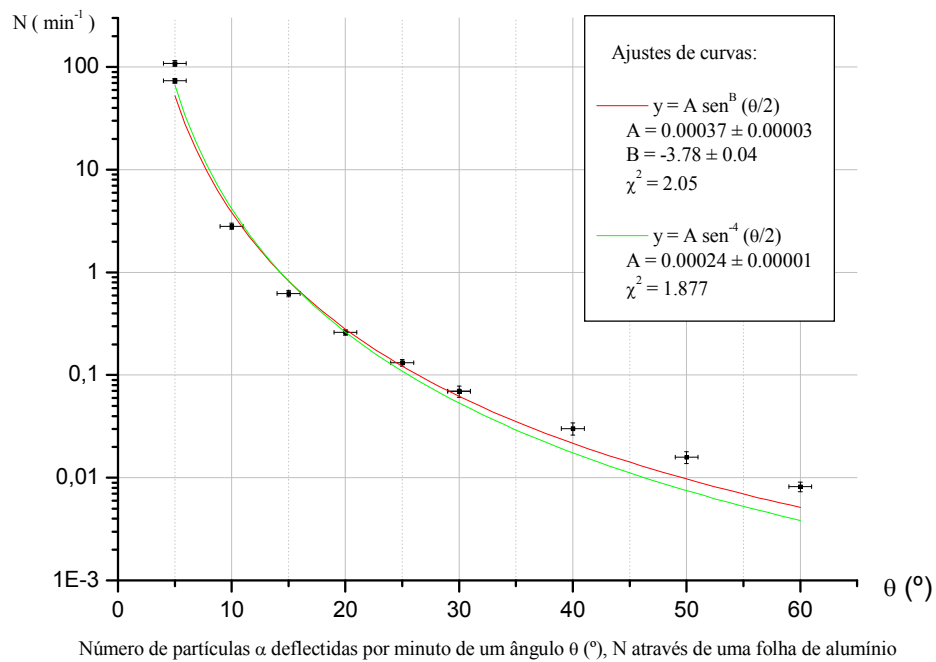


Figura 3.2.2.1.3 – Representação gráfica da dispersão de partículas α por uma folha de alumínio ($Z = 13$), de espessura 7×10^{-4} cm.

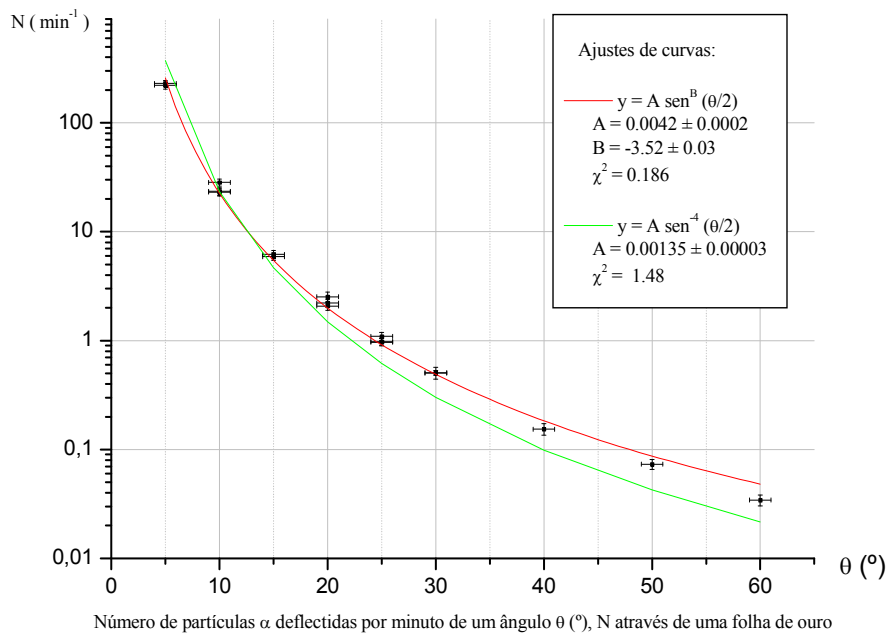


Figura 3.2.2.1.4 – Representação gráfica da dispersão de partículas α por uma folha de ouro ($Z = 79$), de espessura 2×10^{-4} cm.

Os desvios das medições de N para ângulos dispersores maiores podem ser parcialmente explicados pelo facto da fórmula de dispersão ser calculada considerando o núcleo pontual. Na dedução da secção eficaz ignora-se também o recuo dos núcleos, contribuições relativistas e interacções de spin. A espessura das folhas utilizadas e o facto das suas superfícies não serem perfeitamente planas, também é fonte de erro experimental. Pois, o número de partículas esperado é calculado, através da fórmula de dispersão de Rutherford, assumindo que apenas existe um centro dispersor segundo cada direcção de incidência. Assim, e uma vez que é provável que existam mais centros dispersores ao longo da espessura das folhas metálicas, as partículas α devem sofrer maiores desvios do que os esperados.

3.2.3 – O modelo de Bohr

O físico dinamarquês Niels Henryk David Bohr⁶⁷ (1885-1962), figura 3.2.3.1, e Prémio Nobel da Física⁶⁸ em 1922, tentou solucionar as limitações do modelo proposto por Rutherford. Para tal, estudou o átomo de hidrogénio. Aceitou a ideia de que o átomo de hidrogénio devia ser constituído por um pequeno núcleo atómico com carga positiva em torno do qual girava, a grande distância, o electrão, tal como um planeta gira em torno do Sol, contudo as forças responsáveis por esse movimento eram de natureza electrostática, isto é, forças colombianas.



Figura 3.2.3.1 – Niels Bohr (1885-1962)
(<https://web.educastur.princast.es/proyectos/grupotecne/archivos/investiga/148bohr.jpg>).

Para Bohr, não fazia sentido pensar que um electrão emitia energia ao girar em torno dum núcleo. Era conhecido que o hidrogénio emitia e absorvia em certos comprimentos de onda que obedeciam à equação de Balmer. Em 1913, Bohr admitiu que o movimento do electrão, no átomo de hidrogénio, era circular e uniforme em torno do núcleo devido à força coulombiana atractiva. Assim, podia descrever uma de várias órbitas circulares distintas a diferentes distâncias do núcleo correspondentes a diferentes estados de movimento – *Primeiro Postulado de Bohr*. E enquanto se encontrava numa determinada órbita, o electrão não adquiria nem perdia energia – *Segundo Postulado de Bohr*. Tratava-se de órbitas estáveis, também designadas por estados estacionários.

Propôs que a absorção ou emissão de energia ocorresse apenas quando o electrão mudava de órbita: absorvia energia quando transitava para uma órbita mais afastada do núcleo e emitia quando transitava para uma órbita mais próxima do núcleo. Para Bohr, os movimentos dos electrões teriam de obedecer à teoria quântica, pois os electrões absorviam e emitiam radiação com um determinado valor de comprimento de onda (ou frequência). O *Terceiro Postulado de*

⁶⁷ Bohr ganhou a medalha de ouro oferecida pela Sociedade Científica Dinamarquesa aos 22 anos, na Universidade de Copenhague, onde concluiu o doutoramento em 1911. Seguiu para a Inglaterra para fazer o pós-doutoramento em Cambridge com J.J. Thomson. Em 1912 mudou-se para Manchester para trabalhar com Ernest Rutherford, que acabava de propor o seu modelo para a estrutura do átomo (<http://www.algosobre.com.br/biografias/niels-bohr.html>).

⁶⁸ Foi-lhe atribuído o Prémio Nobel da Física pelos seus trabalhos sobre a estrutura atómica e radiação, publicados em 1913.

Bohr relaciona a frequência da radiação com as energias dos estados estacionários. Isto é, sendo E_i e E_f as energias inicial e final do átomo, a frequência, ν , da radiação emitida durante uma transição seria dada por:

$$\nu = \frac{E_i - E_f}{h} \quad (3.2.3.1)$$

onde h é a constante de Planck. Este postulado é equivalente à hipótese de conservação de energia com a emissão de um fóton de energia $h\nu$.

Para a identificação das órbitas permitidas para o electrão do átomo de hidrogénio, Bohr aplicou as leis da mecânica clássica e da electrostática. Considerou que sobre esse electrão actuava uma força eléctrica atractiva, \vec{F}_e , exercida pelo núcleo, de carga eléctrica positiva, e , uma vez que o seu movimento seria circular e uniforme, a resultante das forças aplicadas sobre o electrão seria centrípeta, \vec{F}_c , obtendo-se:

$$\vec{F}_e = \vec{F}_c \Leftrightarrow \quad (3.2.3.2)$$

$$\Leftrightarrow \|\vec{F}_e\| = \|\vec{F}_c\| \Leftrightarrow$$

$$\Leftrightarrow \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{r^2} = \frac{m_e v^2}{r}$$

$$\Leftrightarrow k_0 \frac{e^2}{r^2} = \frac{m_e v^2}{r} = m_e \omega^2 r \quad (3.2.3.3)$$

onde: e – é a carga elementar,

ϵ_0 – permitividade eléctrica do vazio,

k_0 – é a constante de Coulomb no vazio: $k_0 = \frac{1}{4\pi\epsilon_0}$

r – é a distância entre o núcleo e o electrão,

v – é a velocidade do electrão,

ω – é a velocidade angular do electrão,

m_e – massa do electrão.

Da equação (3.2.3.3) verifica-se que o raio da órbita e a velocidade do electrão relacionam-se entre si. A energia total do electrão pode ser expressa em função do raio da órbita. A energia potencial, E_p , do electrão é dada por:

$$E_p = -k_0 \frac{e^2}{r} \quad (3.2.3.4)$$

e a energia cinética, E_c , é dada por:

$$E_c = \frac{1}{2} m_e v^2 \quad (3.2.3.5)$$

Associando as equações (3.2.3.3) e (3.2.3.5) obtém-se:

$$E_c = \frac{1}{2} k_0 \frac{e^2}{r} \quad (3.2.3.6)$$

Das equações (3.2.3.4) e (3.2.3.6) verifica-se que tanto a energia potencial como a energia cinética dependem do inverso de r e, ainda, que:

$$E_p = - 2 E_c \quad (3.2.3.7)$$

Nota: a equação acima representa uma propriedade geral dos sistemas em que a força é proporcional a $1/r^2$.

Portanto, a energia total do electrão é dada por:

$$\begin{aligned} E &= E_p + E_c \Leftrightarrow \\ \Leftrightarrow E &= - k_0 \frac{e^2}{r} + \frac{1}{2} k_0 \frac{e^2}{r} \\ \Leftrightarrow E &= - \frac{1}{2} \frac{k_0 e^2}{r} \end{aligned} \quad (3.2.3.8)$$

Para uma espécie química hidrogenóide⁶⁹ mas com Z cargas positivas no núcleo, a equação (3.2.3.8) toma a forma:

$$E = - \frac{1}{2} \frac{k_0 Z e^2}{r} \quad (3.2.3.9)$$

que permite calcular a energia de uma órbita circular, quando a intensidade da resultante das forças é proporcional a $1/r^2$.

Para Bohr, o problema era encontrar os valores de r para as órbitas permitidas no âmbito do seu modelo pois, pela equação (3.2.3.9), o electrão poderia assumir raios de órbitas de valores arbitrários e também quaisquer valores de energia, conforme a sua velocidade, o que entrava em contradição com as observações experimentais dos espectroscopistas, que indicavam que os átomos não podiam absorver nem emitir quantidades arbitrárias de energia, mas apenas quantidades discretas e bem definidas.

Deste modo, Bohr realizou uma série de cálculos que mostravam que era possível obter um conjunto de órbitas permitidas resultantes da absorção ou emissão de *quanta* de energia de valor fixo (radiação de comprimento de onda bem definido) e que explicavam os valores dos

⁶⁹ Espécie química constituída por um núcleo e por um só electrão.

comprimentos de onda característicos observados nas linhas do espectro de emissão do hidrogénio. Ora, combinando as equações (3.2.3.1) e (3.2.3.9) obtém-se:

$$v = \frac{E_i - E_f}{h} = \frac{1}{2} \frac{k_0 Z e^2}{h} \left(\frac{1}{r_f} - \frac{1}{r_i} \right) \quad (3.2.3.10)$$

onde r_i e r_f são os raios das órbitas inicial e final.

Mas, para que os valores de frequência calculados através da equação (3.2.3.10) fossem iguais aos valores obtidos através da equação de Rydberg, equação (2.2.2):

$$v = c R \left(\frac{1}{n_f^2} - \frac{1}{n_i^2} \right) \Leftrightarrow v = c R \left(\frac{1}{n_f^2} - \frac{1}{n_i^2} \right)$$

seria necessário que os raios das órbitas estáveis fossem proporcionais aos quadrados de números inteiros. Bohr, após várias tentativas de cálculo, postulou – *Quarto Postulado de Bohr* – que o valor do momento angular, L , do electrão numa órbita estável é igual a um múltiplo inteiro, n , da constante de Planck a dividir por 2π $\left(\frac{h}{2\pi} = \hbar \right)$, isto é, Bohr propôs a quantização do momento angular do electrão. Como o valor do momento angular de uma partícula de massa m que se move numa trajectória circular de raio r com velocidade de valor constante v é igual a $mr v$, então matematicamente, este postulado traduz-se por:

$$L = mr v = \frac{n\hbar}{2\pi} = n\hbar \quad (3.2.3.11)$$

com: $n = 1, 2, \dots$

Para obter a expressão de cálculo de r , tem de se explicitar v^2 a partir da equação (3.2.3.3), obtendo-se:

$$v^2 = \frac{k_0 e^2}{mr}$$

tendo, para um hidrogenóide de número atómico Z :

$$v^2 = \frac{k_0 Z e^2}{mr} \quad (3.2.3.12)$$

e explicitar v a partir da equação (3.2.3.11) e elevando os dois membros ao quadrado, temos:

$$v^2 = n^2 \frac{\hbar^2}{m^2 r^2} \quad (3.2.3.13)$$

Combinando as duas equações anteriores, obtém-se a expressão matemática para o cálculo do raio das órbitas de Bohr:

$$r = n^2 \frac{\hbar^2}{m k_0 Z e^2} = n^2 \frac{a}{Z} \quad (3.2.3.14)$$

sendo a designado por raio de Bohr para o estado fundamental do átomo de hidrogénio e é dado por:

$$a = \frac{\hbar^2}{mk_0 e^2} \quad (3.2.3.15)$$

Substituindo r_f e r_i , dados pela equação (3.2.3.14), na equação (3.2.3.10), tem-se:

$$v = Z^2 \frac{mk_0^2 e^4}{4\pi\hbar^3} \left(\frac{1}{n_f^2} - \frac{1}{r_i^2} \right) \quad (3.2.3.16)$$

fazendo $Z = 1$ e comparando a equação (2.2.2), obtém-se a seguinte expressão para a constante de Rydberg para o hidrogénio:

$$R = \frac{mk_0^2 e^4}{4\pi\hbar^3} \quad (3.2.3.17)$$

Usando os valores de m , e e \hbar conhecidos na época, Bohr calculou o valor numérico de R e verificou que concordava (dentro dos limites de precisão dos valores das constantes) com o valor medido experimentalmente por espectroscopia. Assim, a quantização do momento angular leva à quantização de energia. E a energia total do electrão, dada pela equação (3.2.3.9), num hidrogenoide de número atómico Z , está relacionada com o raio da órbita, da seguinte forma:

$$\begin{aligned} E_n &= -\frac{1}{2} \frac{k_0 Z e^2}{r} \Leftrightarrow \\ \Leftrightarrow E_n &= -\frac{1}{2} \frac{k_0 Z e^2}{\frac{n^2 \hbar^2}{mk_0 Z e^2}} \Leftrightarrow \\ \Leftrightarrow E_n &= -\frac{Z^2 k_0^2 e^4}{n^2 2\hbar^2} \Leftrightarrow \end{aligned} \quad (3.2.3.18)$$

$$\Leftrightarrow E_n = -\frac{Z^2}{n^2} E_0 \quad (3.2.3.19)$$

com: $n = 1, 2, \dots$

$$E_0 = \frac{k_0^2 e^4}{2\hbar^2} = \frac{1}{2} \frac{k_0 e^2}{a} \approx 13,6 \text{ eV} \quad (3.2.3.20)$$

sendo: E_n (com $Z = 1$) a energia dos níveis permitidos para o electrão do átomo de hidrogénio;

E_0 o valor da energia total do electrão, do átomo de hidrogénio, quando se encontra no estado fundamental.

Como Bohr teve de usar números inteiros nos seus cálculos e cada número estava associado a uma série de linhas espectrais, os números de Bohr ficaram conhecidos como números quânticos. Mais tarde passaram a designar-se por números quânticos principais.

Apesar do sucesso da teoria de Bohr na explicação do espectro do átomo de hidrogénio e iões hidrogenoides, ela não conseguiu descrever os espectros dos átomos de elementos mais pesados do que o hidrogénio. E à medida que, em espectroscopia, foram surgindo instrumentos mais sensíveis, verificou-se que cada risca espectral era na verdade um conjunto de riscas mais finas situadas muito próximo umas das outras – designando-se por *estrutura fina* –, dando a ideia de que cada órbita de Bohr fosse constituída por um conjunto de órbitas com pequeníssimas diferenças entre si.

Em 1916, o físico alemão Arnold Johannes Wilhelm Sommerfeld (1868-1951) tentou explicar o fenómeno da estrutura fina dos espectros considerando que os electrões descreviam órbitas elípticas e, portanto, para um dado valor do número quântico n , o electrão podia estar em diferentes estados de movimento com energia muito próxima. Portanto, o conceito de órbitas elípticas, sugerido por Sommerfeld, introduziu novos números quânticos resultantes das regras de quantização de Wilson-Sommerfeld. Contudo estas considerações obrigaram a impor condições adicionais (regras de selecção) para interpretar a estrutura fina do espectro dos átomos de hidrogénio.

Todas estas etapas representaram contribuições muito importantes para o conhecimento da estrutura do átomo. No entanto, só com a teoria quântica formulada, entre outros, por Schrödinger em 1926, os estados do electrão no átomo de hidrogénio vieram a ser caracterizados de uma maneira natural (isto é, não imposta para conseguir acordo com a experiência). Assim surgiram os números quânticos: principal (n) associado à energia, orbital (l) associado ao momento angular e, como tal, à forma das orbitais e magnético (m_l), relacionado com a orientação das orbitais no espaço. As soluções da equação de Schrödinger impõem condições entre estes números quânticos: $n = 1, 2, 3, \dots$; $l = 0, 1, 2, \dots, n - 1$; $m_l = -l, \dots, 0, \dots, +l$.

3.3 – Testes às hipóteses de “quantificação”

3.3.1 – Os trabalhos de Millikan

A explicação teórica do efeito fotoeléctrico, apresentada por Albert Einstein, com base na hipótese do *quantum* de luz, suscitou grandes polémicas. Pois a hipótese de Einstein aplica-se à radiação electromagnética no vazio e o campo electromagnético era bem descrito pelas equações de Maxwell e a natureza ondulatória da radiação já tinha sido verificada experimentalmente

muito tempo antes. Os *quanta* não estavam previstos naquelas equações nem a sua existência tinha sido verificada experimentalmente nos fenómenos de interferência da luz. Portanto, a hipótese de Einstein, dos *quanta* de luz, violava dogmas sagrados da Física Clássica.

O próprio Einstein contribuiu para a ideia de que seria uma hipótese provisória tendo dito, em 1911, que “*não parece ser conciliável com as consequências experimentais verificadas da teoria ondulatória do campo electromagnético*”(cit. in Lage, 2005, p. 8).

Em 1912, A. L. Hughes verificou a relação linear da equação (3.1.2.3), $E_{c \max} = h\nu - W_0$, apresentada por Einstein, mas o declive da recta obtida parecia que dependia do metal utilizado.



Figura 3.3.1.1 – Robert Andrews Millikan (1868-1953) (http://nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/1923/millikan-bio.html).

O. W. Richardson e K. T. Compton, também demonstraram a validade desta equação.

Em 1913, Robert Andrews Millikan (1868-1953), físico norte-americano e Prémio Nobel da Física em 1923⁷⁰ (figura 3.3.1.1), afirma “*Einstein desistiu, julgo, dos quanta de luz há cerca de dois anos*”.

Millikan procedeu à determinação da constante de Planck. Para tal, mediu a frequência da luz e a energia dos electrões libertados no efeito fotoeléctrico, até que conseguiu comprovar, experimentalmente, que a equação de Einstein se ajustava à realidade das suas experiências. Robert Millikan publicou um estudo muito detalhado da emissão fotoeléctrica. Os seus trabalhos de pesquisa experimental, com o objectivo de mostrar que a interpretação efectuada por Einstein estava errada, vieram estabelecer, sem qualquer dúvida, que a constante h na equação de Einstein era igual à constante de Planck, inicialmente introduzida para o estudo do espectro de emissão de um corpo negro.

Em 1916, Millikan, após ter efectuado os seus estudos sobre o efeito fotoeléctrico, com total cepticismo em relação à validade da equação de Einstein, obteve a constante de Planck (figura 3.3.1.2) com um erro relativo menor do que 0,5%. O valor estabelecido por Millikan foi:

$$h = 6,57 \times 10^{-34} \text{ Js (Caruso, 2006, p.333).}$$

⁷⁰ Ao todo, estes três Prémios Nobel da Física (Lenard, em 1905; Einstein, em 1921; e Millikan, em 1923) foram atribuídos devido a trabalhos realizados no âmbito do estudo do efeito fotoeléctrico.

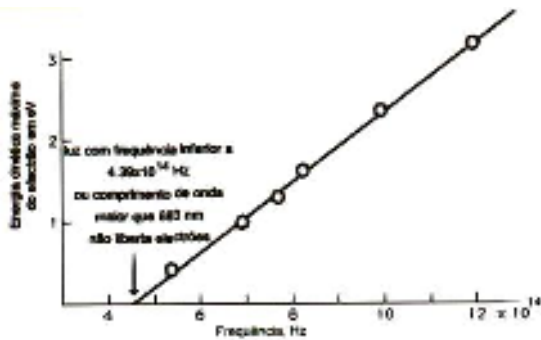


Figura 3.3.1.2 – Dados obtidos por Milikan em 1916: “a independência da curva, da intensidade da luz incidente, implicava que a interação ocorria como se uma partícula desse toda a sua energia ao electrão, e o ejectasse com aquela energia menos a energia necessária para escapar da superfície” (Lage, 2005, p. 7).

Quanto a Einstein, Millikan, ainda em 1916 fez o seguinte comentário: “apesar do sucesso aparentemente completo da equação de Einstein para o efeito fotoeléctrico, a teoria física que o originou é de tal modo intolerável que até o próprio Einstein, julgo, não mais a aceita” (cit. in Lage, 2005, p. 8).

Realmente, a hipótese dos *quanta* de luz revelou-se bastante revolucionária para a época. Vários foram os físicos da época que repudiavam a ideia dos *quanta* de luz. O seguinte comentário de

Millikan (cit. in Lage, 2005, p. 8), escrito para as comemorações dos 70 anos de Einstein, em 1949, revela bem o retrato da opinião da comunidade científica naquela altura: “Passei 10 anos da minha vida a testar aquela equação de Einstein [$E_{c \max} = h\nu - W_0$] e, ao contrário de todas as minhas expectativas, fui obrigado, em 1915, a afirmar a sua verificação sem ambiguidades, apesar da sua falta de razoabilidade, pois parecia violar tudo o que sabíamos sobre interferência da luz”.

(Asimov, 2004, pp. 83-84; Caruso, 2006, pp.329-333; Lage, 2005, pp.7-9)

Robert Andrews Millikan, para além de ser recordado pelos seus testes ao efeito fotoeléctrico e à hipótese de Einstein, também se distinguiu devido aos seus trabalhos experimentais (realizados nos anos de 1909 a 1911) que levaram à determinação do valor da carga elementar – carga do electrão.

No século XIX, das experiências de electrólise deduzia-se a existência dos “*quanta*” de electricidade. Em 1833, Michael Faraday descobriu a Lei Fundamental da Electrólise: na separação electrolítica de 1 mol de qualquer substância é transportada uma quantidade de carga igual a 96520 coulombs:

$$e N_A = 96520 \text{ C} \tag{3.3.1.1}$$

onde: e – carga elementar (correspondente ao “*quantum*” de electricidade)

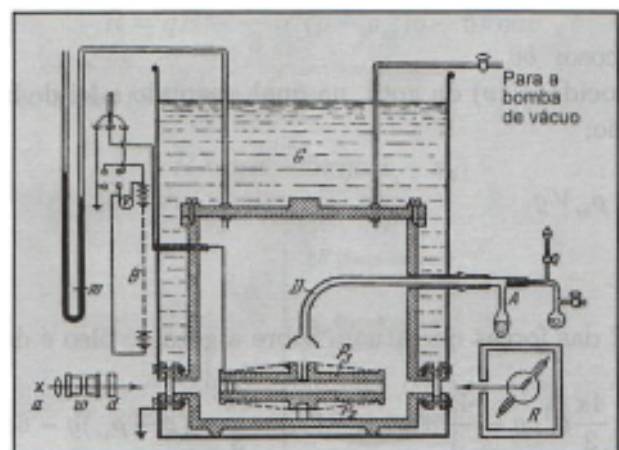
N_A – número de Avogadro.

Para se proceder à determinação experimental da carga elementar era necessário idealizar uma experiência que envolvesse pequenos corpos carregados electricamente, cujas cargas não fossem muito elevadas. Pois, se a electricidade fosse constituída por cargas elementares, então a carga de um corpo seria múltipla dessa carga elementar, de pequeno valor, pelo que seria difícil determiná-lo com rigor se fossem utilizados corpos macroscópicos carregados electricamente. Dos físicos que idealizaram experiências para a determinação da carga elementar, Millikan foi quem obteve resultados com maior precisão, com a sua *experiência das gotas de óleo*. Millikan utilizou o equipamento representado na figura 3.3.1.3.

A experiência de Millikan consiste em pulverizar gotas de óleo que entram através de um orifício numa região de campo eléctrico uniforme criado por duas placas planas e paralelas. Um feixe de raios X electrizava as gotas. Numa primeira fase, na ausência de campo eléctrico, equilibra-se o peso de cada gota de óleo com a força de impulsão e a resistência do ar (força de atrito viscoso dada pela Lei de Stokes) e determina-se a velocidade terminal. Teoricamente, é possível ter um valor constante de velocidade terminal desde que o líquido constituinte da gota não se evapore. Daqui se destaca o engenho de Millikan ao ter escolhido um óleo que se evaporasse pouco, de forma a possibilitar a utilização da mesma gota para várias observações, possibilitando, assim, a obtenção de resultados com elevada precisão. A determinação experimental da velocidade terminal da gota permite calcular o raio da gota (assumindo que é esférica), que em conjunto com o valor da massa volúmica do óleo, permite o cálculo da massa da gota.



A



B

Figura 3.3.1.3 – **A** – detalhe do equipamento experimental utilizado por Millikan; **B** – Esquema: (a) fonte luminosa; (w) e (d) filtros; (P₁) e (P₂) placas do condensador; (AD) pulverizador para a obtenção das gotas de óleo; (G) banho de óleo; (B) bateria; (m) manómetro; (R) tubo de raios X (Caruso, 2006, pp. 253-254).

Numa segunda fase, já na presença de campo eléctrico uniforme, equilibra-se o peso com a força eléctrica, a força de impulsão e a resistência do ar ao movimento, o que permite calcular o valor da carga elementar.

A experiência realizada por Millikan não só provou que a carga das gotas de óleo é sempre um múltiplo inteiro da carga elementar como também permitiu determinar com precisão considerável o valor dessa carga elementar. A partir dos dados experimentais de Millikan, o valor encontrado para a carga elementar foi:

$$e = (4,774 \pm 0,008) \times 10^{-10} \text{ statC} \quad (\text{Caruso, 2006, p. 257})$$

onde: statC (statcoulomb) é a unidade do sistema electrostático. No sistema SI de unidades, $e = 1,602 \times 10^{-19} \text{ C}$.

(Caruso, 2006, pp. 252-257)

3.3.2 – A experiência de Franck e Hertz

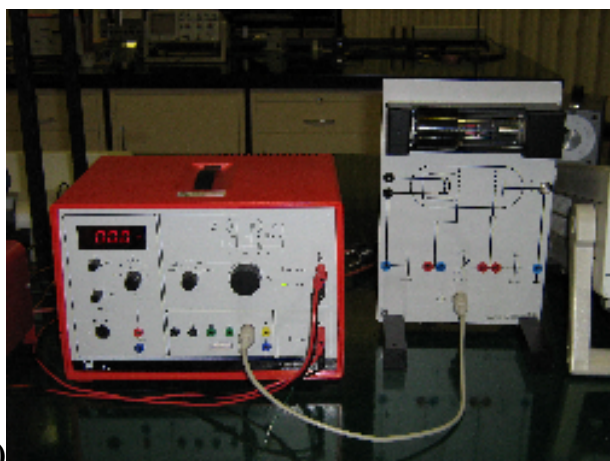
As hipóteses de Niels Bohr sobre a quantização de energia nos átomos foram confirmadas pela primeira vez em 1914, numa experiência realizada por James Franck e Gustav Ludwig Hertz, físicos alemães que dividiram, entre si, o Prémio Nobel da Física em 1925. Nessa experiência foram investigadas as trocas de energia entre electrões livres e um sistema atómico; verificaram uma perda de energia em etapas distintas para os electrões que passam através do vapor de mercúrio (Hg) e uma emissão de radiação ultravioleta ($\lambda = 254 \text{ nm}$). Alguns meses mais tarde, Niels Bohr reconheceu esta observação experimental como a evidência que confirmava o seu modelo atómico. A experiência de Franck-Hertz é assim uma experiência que vem contribuir para confirmar a validade das ideias de “quantificação”, neste caso aplicadas à energia de vários estados atómicos possíveis. Especificamente, ficou demonstrado que é possível excitar átomos por bombardeamento de electrões de baixa energia e que a energia transferida dos electrões incidentes para os átomos tinha sempre valores discretos. Esses valores estavam em concordância com os obtidos em experiências de espectroscopia para os níveis energéticos atómicos. Curiosamente, o que Franck e Hertz pretendiam era estudar a correlação entre o raio atómico e o potencial de ionização, isto é, a diferença de potencial a que tem de ser submetido um electrão para ao colidir com um átomo neutro originar um ião positivo.

3.3.2.1 – Equipamento, resultados experimentais e sua análise

Laboratorialmente esta experiência pode ser realizada utilizando o equipamento apresentado nas figuras 3.3.2.1.1, com vapor de mercúrio, e 3.3.2.1.2, com néon.

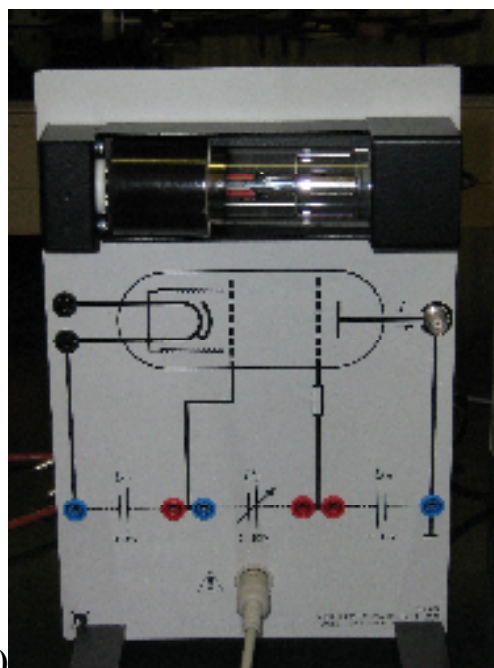


Figura 3.3.2.1.1 – Equipamento laboratorial da Leybold para a realização da experiência de Franck-Hertz com a ampola de mercúrio, que se encontra no interior do forno (<http://www.icl-didactica.com/pdf/P6%20Atomic%20and%20nuclear%20physics.PDF>).



(A)

Figura 3.3.2.1.2 – (A) Equipamento laboratorial da Leybold para a realização da experiência de Franck-Hertz com a ampola de néon.



(B)

(B) Pormenor da ampola de néon.

Experiência de Franck-Hertz com mercúrio

A ampola de Franck-Hertz de mercúrio (Hg) é um sistema que contém quatro eléctrodos. Como se pode observar na figura 3.3.2.1.3, a ampola é composta por um cátodo, K, um ânodo, A, e duas grelhas, G_1 e G_2 . No interior da ampola existe uma certa quantidade de Hg, à pressão de cerca 11 mmHg, que à temperatura de trabalho ($\approx 180\text{ }^\circ\text{C}$) é um vapor monoatómico e os seus átomos encontram-se no estado fundamental.

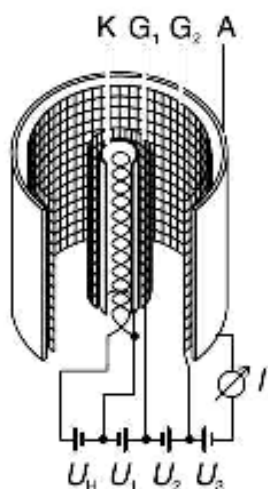


Figura 3.3.2.1.3 – Diagrama esquemático da ampola de mercúrio.

K – cátodo; G_1 – grelha de controlo; G_2 – grelha de aceleração;

A – ânodo (http://www.leybold-didactic.com/literatur/hb/e/p6/p6241_e.pdf).

O cátodo é aquecido indirectamente, de forma a evitar uma diferença de potencial (ddp) ao longo do seu comprimento. Os electrões são emitidos pelo cátodo (eléctrodo quente) e formam uma nuvem carregada electricamente junto dele. Para permitir uma emissão contínua de electrões, é aplicada uma ddp, U_1 , entre o cátodo e a grelha G_1 , que faz com que os electrões sejam atraídos

por esta grelha. Quanto mais elevada for a temperatura do cátodo, maior é o número de electrões emitidos. E quanto maior for o valor de U_1 , maior é a quantidade de electrões a atravessarem a região entre as grelhas. As emissões de electrões são praticamente independentes da tensão de aceleração U_2 entre as grelhas G_1 e G_2 . Nesta região, os electrões vão sofrer colisões com os átomos de mercúrio. Faz-se variar U_2 de 0 até 30 V. Como a separação entre as duas grelhas é superior ao livre percurso médio dos electrões, então, fica assegurada a ocorrência de colisões neste percurso. Entre a grelha G_2 e o colector A, existe uma tensão retardadora constante, U_3 , que vai “travar” os electrões; apenas os que têm energia cinética suficiente podem atingir o colector, dando origem a uma corrente eléctrica que é medida com um amperímetro. A separação entre G_2 e A é pequena pelo que as colisões de electrões com átomos são praticamente inexistentes. Ao manter U_3 e se não houvesse interacção entre os electrões e os átomos de mercúrio, a intensidade da corrente deveria aumentar com o aumento de U_2 . Contudo, os dados experimentais, obtidos por Franck e Hertz, mostraram que a intensidade da corrente aumentava com U_2 até que U_2 fosse igual a 4,9 V, e em seguida caía abruptamente até um determinado valor. Com o aumento de U_2 a intensidade da corrente começava a aumentar novamente, até um outro valor máximo, múltiplo inteiro de 4,9 V e depois diminuía bruscamente, e assim por diante como se mostra na figura seguinte. Verificava-se que as quedas da intensidade da corrente ocorriam, no caso da ampola com mercúrio, quando a tensão U_2 assumia valores múltiplos de 4,9 V.

Esta observação foi interpretada como sendo uma consequência de uma interacção entre os electrões e os átomos de Hg. Nesta interacção os electrões perdiam toda a sua energia cinética, que seria igual a 4,9 eV, o que fazia com que os electrões não conseguissem atingir a grelha G_2 com a energia cinética suficiente para atingir o colector, daí se verificar uma diminuição brusca da intensidade da corrente eléctrica. Então, segundo a teoria de Bohr, estes átomos de mercúrio passariam para o seu primeiro estado excitado e ao decair, após um pequeno intervalo de tempo, deveriam emitir radiação com a mesma energia. Realmente, o mercúrio emitia radiação e Franck e Hertz mediram o espectro de emissão do mercúrio e encontraram o valor da energia emitida. Tais factos levaram à conclusão de que as previsões de Bohr estavam correctas quanto à quantização de energia nos átomos.

Aumentando o valor de U_2 , a energia cinética dos electrões volta a aumentar e, então, os electrões já conseguem “vencer” o potencial de paragem e atingir o colector, verificando-se um novo aumento da intensidade da corrente.

Quando U_2 é igual a $2 \times 4,9$ V, a energia cinética dos electrões é suficiente para que dois átomos em sucessão podem ser excitados pelo mesmo electrão. Isto produz um segundo mínimo na intensidade da corrente.

Note-se que a intensidade da corrente eléctrica nunca se anula devido ao facto de nem todos os electrões terem a mesma energia.

As medidas da intensidade da corrente em função da tensão mostram vários máximos e mínimos (figura 3.3.2.1.4) e a diferença entre os valores de tensão aplicada para dois máximos consecutivos relaciona-se com a diferença de energia entre o estado fundamental e o primeiro estado excitado dos átomos de mercúrio.

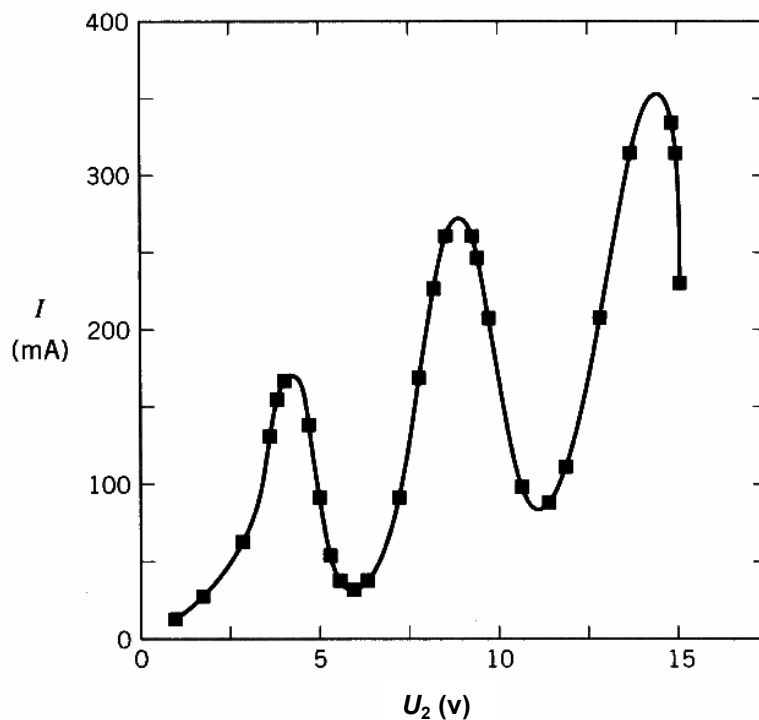


Figura 3.3.2.1.4 – Curva da experiência de Franck-Hertz para o mercúrio (<http://www.ufv.br/dpf/320/Franck-Hertz.pdf>).

O espaçamento entre os máximos sequenciais é sempre o mesmo e igual a 4,9 V. Estes dados mostram um efeito quântico. Os electrões, ou não perdem nenhuma energia ou, então, perdem algum múltiplo inteiro de 4,9 eV. Os electrões podem perder somente 4,9 eV para o átomo de mercúrio porque os níveis de energia do mercúrio são quantizados. Cada electrão perde um múltiplo inteiro de 4,9 eV através de colisões com mais de um átomo.

O átomo de mercúrio volta para o estado fundamental através da emissão de um fóton com uma energia de 4,9 eV. O comprimento de onda de tal fóton é de aproximadamente 254 nm.

O facto de as quedas de corrente não serem abruptas está relacionado com o facto de os níveis de energia terem uma pequena largura.

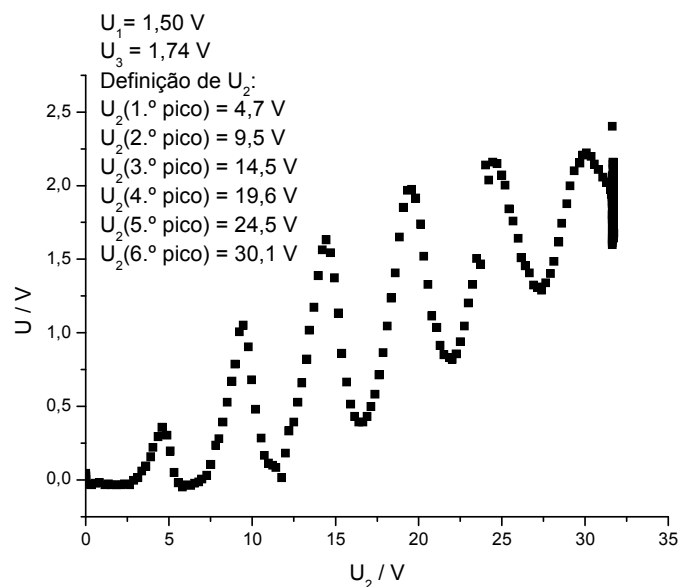
Resultados experimentais com o equipamento da experiência de Franck-Hertz com mercúrio

O gráfico 3.3.2.1.1 representa a curva de Franck-Hertz para o mercúrio com os valores (otimizadas) de $U_1 = 1,50 \text{ V}$ e $U_3 = 1,74 \text{ V}$. Os valores de U_2 , lidos por aproximação a partir do gráfico, encontram-se registados na figura e são bastante próximos do produto:

$$n \times 4,9 \text{ V, sendo } n = 1, 2, 3, 4, 5 \text{ e } 6$$

Esta constatação comprova o facto de a energia dos electrões nos átomos estar quantizada, tal como previsto no modelo de Bohr.

Gráfico 3.3.2.1.1 – Curva de Franck-Hertz para o mercúrio, obtida com o equipamento laboratorial da Leybold representado na figura 3.3.2.1.1. Neste gráfico, a tensão, U , indicada no eixo das ordenadas é proporcional à intensidade da corrente, I , na placa colectora (ânodo).



Experiência de Franck-Hertz com néon

Como a experiência de Franck-Hertz com mercúrio não nos possibilita a visualização da emissão de radiação aquando da passagem dos átomos de Hg excitados para o estado fundamental, então, recorre-se ao equipamento que consta da figura 3.3.2.1.2: no interior da ampola encontra-se néon a uma pressão de cerca de 7,5 mmHg. A ampola de néon tem a vantagem adicional de não necessitar de aquecimento, podendo-se realizar a experiência à temperatura ambiente e, por isso, está sempre pronta para ser utilizada.

A distribuição electrónica dos átomos de néon no estado fundamental é $1s^2 2s^2 2p^6$.

A excitação mais provável destes átomos, que ocorre devido a uma colisão com os electrões, é a que origina átomos com a configuração electrónica $1s^2 2s^2 2p^5 3p^1$ que corresponde a valores de energia entre 18,4 e 19,0 eV acima da energia do estado fundamental. A excitação dos átomos para um estado com a configuração electrónica $1s^2 2s^2 2p^5 3s^1$ é menos provável (com energia absorvida entre 16,6 eV e 16,9 eV). A transição electrónica do estado excitado $2p^5 3p^1$ para o estado fundamental com emissão de radiação visível apenas é possível via estado $2p^5 3s^1$ e esta transição, de $2p^5 3p^1$ para $2p^5 3s^1$, pode ser detectada a olho nu (figura 3.3.2.1.5).

O equipamento é constituído por um tubo de vidro que contém um sistema planar de quatro eléctrodos (fig. 3.3.2.1.6). A grelha de G_1 é colocada nas proximidades do cátodo, K; a grelha de aceleração, G_2 , encontra-se a uma distância maior do que a distância entre K e G_1 ; o colector, A, encontra-se próximo de G_2 . Nesta situação, o cátodo também é aquecido indirectamente, com o objectivo de evitar uma diferença de potencial ao longo de K.

Nesta experiência U_2 é aumentado de 0 a 80 V, enquanto que U_1 e U_3 são mantidos constantes e a intensidade da corrente eléctrica, entre G_2 e A é medida.

Ao aumentar o valor de U_2 , os electrões atingem a energia cinética necessária para excitar os átomos de néon a distâncias de G_1 progressivamente menores. A excitação dos átomos de néon resulta da colisão entre os electrões, emitidos pelo cátodo K, e os átomos de néon. Após a colisão, os electrões são acelerados mais uma vez e, quando a tensão de aceleração, U_2 , é suficiente, voltam a colidir novamente, provocando nova excitação nos átomos de néon. À medida que U_2 aumenta, esta excitação ocorre de cada vez mais afastada da grelha G_2 , uma vez que os electrões adquirem maior energia cinética num deslocamento cada vez menor. Sempre que há colisões junto à grelha G_2 , ocorre uma quebra na intensidade de corrente, I , no colector A.

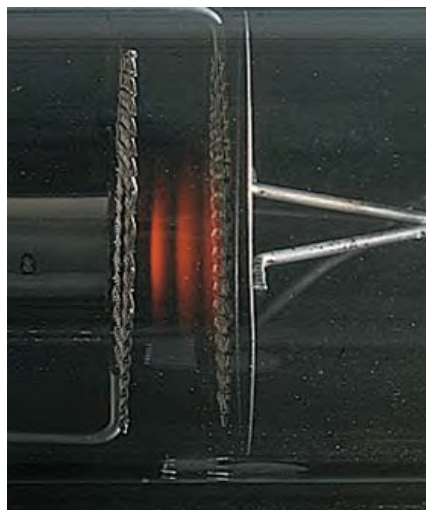


Figura 3.3.2.1.5 – Fenómeno de emissão de luz na experiência de Franck-Hertz com néon (<http://www.icl-didactica.com/pdf/P6%20Atomic%20and%20nuclear%20physics.PDF>).

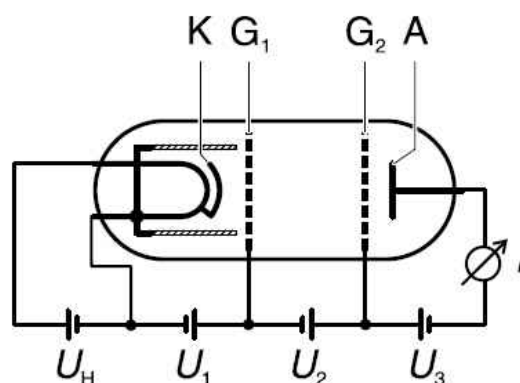


Figura 3.3.2.1.6 – Emissão de radiação pelos átomos de néon (http://www.leybold-didactic.de/literatur/hb/e/p6/p6243_e.pdf).

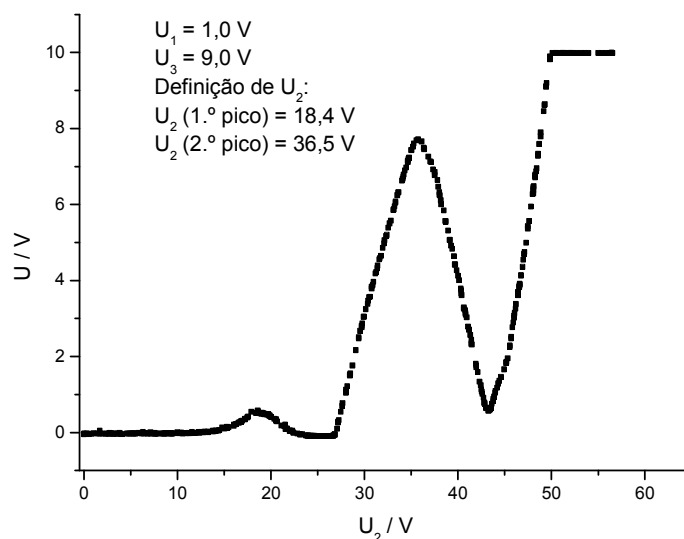
Quando U_2 aumenta, pode-se observar a luminescência, de cor vermelha, emitida pelos átomos de néon entre G_1 e G_2 (figura 3.3.2.1.5).

Em ambas as situações, com a ampola de mercúrio ou a de néon, a curva de Franck-Hertz deverá ser otimizada, seguindo as indicações do fabricante, manipulando/ajustando os valores de U_1 e de U_3 .

Resultados experimentais com o equipamento da experiência de Franck-Hertz com néon

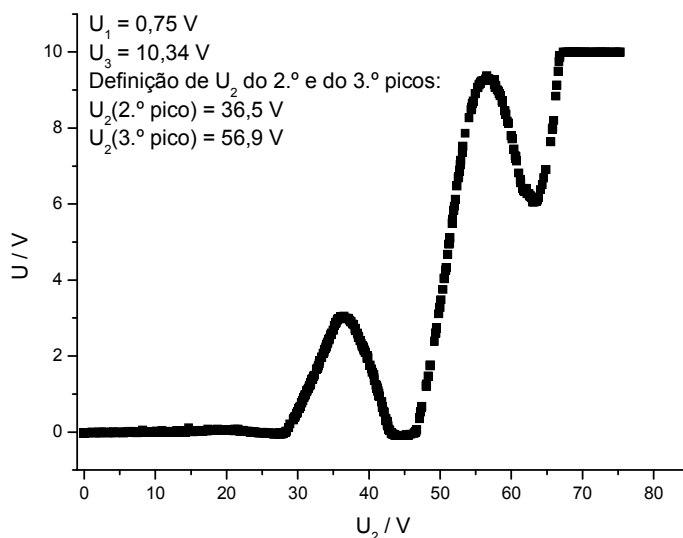
Os gráficos 3.3.2.1.2 e 3.3.2.1.3 representam a curva de Franck-Hertz para o néon com os valores (otimizados) de U_1 e de U_3 , que se encontram registados nas respectivas figuras. A necessidade de obtenção de curvas com máximos e mínimos bem definidos requereu que as curvas fossem otimizadas para diferentes valores de U_1 e de U_3 .

Gráfico 3.3.2.1.2 – Curva de Franck-Hertz para o néon, obtida com o equipamento laboratorial da Leybold representado na figura 3.3.2.1.2 e otimizada para $U_1 = 0,99$ V e $U_3 = 9,02$ V. Neste gráfico, a tensão, U , indicada no eixo das ordenadas é proporcional à intensidade da corrente, I , na placa colectora (ânodo).



Atendendo a que a energia libertada no processo de desexcitação, que ocorre nos átomos de néon devido às colisões com electrões, referido anteriormente, se encontra entre os valores 18,4 e 19 eV, e como, por análise dos gráficos, se verifica que os valores de U_2 , lidos por aproximação, são valores próximos de múltiplos inteiros de um valor pertencente ao intervalo [18,4 V; 19 V], então, mais uma vez se comprova que a energia dos electrões, pertencentes a um sistema atómico, está quantizada.

Gráfico 3.3.2.1.3 – Curva de Franck-Hertz para o néon, obtida com o equipamento laboratorial da Leybold representado na figura 3.3.2.1.2 e otimizada para $U_1 = 0,75 \text{ V}$ e $U_3 = 10,34 \text{ V}$. Neste gráfico, a tensão, U , indicada no eixo das ordenadas é proporcional à intensidade da corrente, I , na placa colectora (ânodo).



Estudo da influência de U_1 e de U_3 :

- a variação de U_1 influencia a definição gráfica do primeiro pico, isto é, quanto maior o valor de U_1 maior é o número de electrões a viajar no interior da ampola. Saliente-se que o número de electrões que atravessa a grelha G_1 também depende da temperatura a que o cátodo se encontra: quanto maior a temperatura, maior o número de electrões emitido por efeito termoiónico (portanto, caso seja necessário, deve-se otimizar o aquecimento do cátodo, segundo as instruções do fabricante). Valores elevados de U_1 podem provocar o surgimento da situação de saturação para valores mais elevados de U_2 e, graficamente, o topo da curva de Franck-Hertz aparece cortado. Nesta situação deve-se diminuir o valor de U_1 até que a curva apareça na sua totalidade.

-o aumento do valor de U_3 promove a diminuição da energia cinética dos electrões após atravessarem a grelha G_2 , mas não deve ser excessivo a ponto de cortar a base dos mínimos da curva. Contudo, tem de ser suficientemente elevado para provocar uma diminuição do número de electrões entre G_2 e A para que graficamente se possam visualizar os máximos e mínimos de intensidade da corrente eléctrica com maior nitidez, isto é, para que se tenha uma maior definição dos picos do gráfico.

3.3.3 – O resultado inesperado da experiência de Stern e Gerlach

Num período marcado pelo sucesso dos testes às hipóteses de quantificação das grandezas físicas era natural que se procurassem também provas experimentais da quantificação do momento angular orbital dos átomos.

O momento angular orbital do electrão, \vec{L} , está relacionado com o respectivo momento magnético, $\vec{\mu}_l$, pela expressão:

$$\vec{\mu}_l = -g_l \frac{\mu_B}{\hbar} \vec{L} \quad (3.3.3.1)$$

onde g_l é um parâmetro e μ_B designa o magnetão de Bohr (unidade em que se medem os momentos magnéticos atómicos).

Por outro lado, como o momento magnético é afectado por um campo magnético aplicado, pensou-se que o estudo do comportamento dos átomos quando sujeitos a campos magnéticos poderia ajudar a compreender melhor a estrutura atómica.

É nesta linha que surge a experiência de Stern-Gerlach, no início dos anos vinte, e outras que se lhe seguem nessa década.

A experiência de Stern-Gerlach foi realizada em Frankfurt, Alemanha entre 1921 e 1922 por Otto Stern e Walther Gerlach. Nessa época Stern era um assistente de Max Born no Instituto de Física Teórica da Universidade de Frankfurt, e Gerlach era um assistente da mesma Universidade no Instituto de Física Experimental.

O equipamento utilizado por Stern e Gerlach (figura 3.3.3.1) era constituído essencialmente por um íman, que produzia um campo magnético não uniforme.

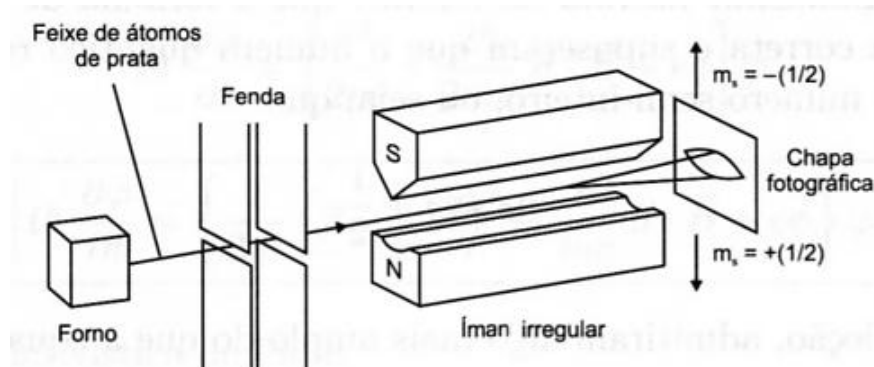


Figura 3.3.3.1 – Representação esquemática do equipamento da experiência realizada por Stern e Gerlach (Caruso, 2006, p. 564).

Stern conseguiu construir um íman que produzia um campo magnético cujo valor variava significativamente na direcção vertical, tendo como referência espacial o comprimento correspondente a um valor da ordem de grandeza das dimensões lineares dos átomos, ou seja, da

ordem de 10^{-8} cm. Para tal, Stern talhou um dos pólos do íman na forma de gume (ver figura 3.3.3.1) e colocou-o em frente ao outro pólo que apenas tinha uma pequena ranhura. Consequentemente as linhas do campo magnético acumulavam-se no gume, resultando numa elevada intensidade do campo magnético quando comparada com a intensidade do campo em pontos próximos do outro pólo.

Por entre os pólos desta estrutura magnética passava um fino feixe de átomos de prata na direcção perpendicular à do campo magnético. Este feixe era obtido através do aquecimento da prata num forno que possuía um pequeno orifício por onde saíam os átomos, a uma pressão de, aproximadamente, 10^{-2} mmHg. A pressão fora do forno era mantida a 10^{-6} mmHg para que o livre percurso médio fosse grande quando comparado com o diâmetro do orifício do forno. Deste modo era possível obter um feixe, de átomos, bem direccionado. Após a passagem do feixe pelo campo magnético, os átomos colidiam com uma chapa fotográfica. A figura 3.3.3.2 mostra o resultado obtido por Stern e Gerlach.

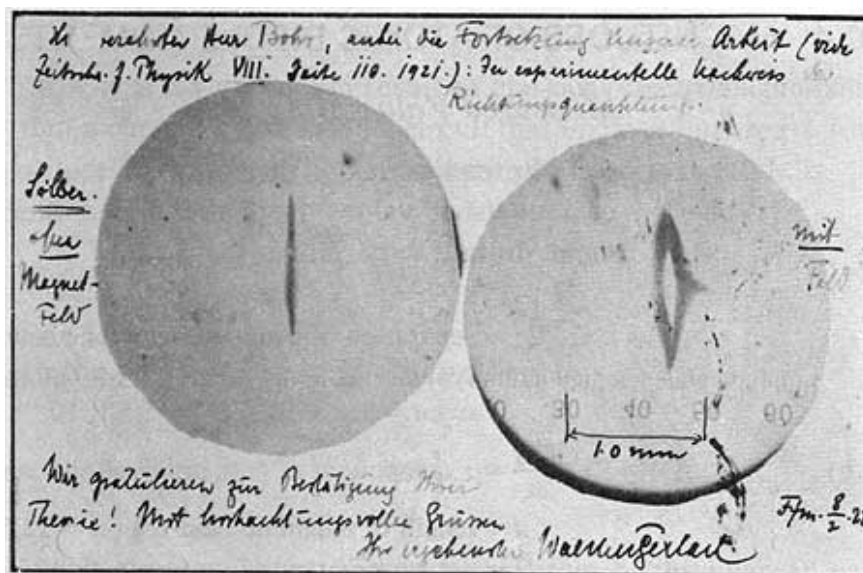


Figura 3.3.3.2 – Resultado da experiência de Stern e Gerlach. Esta imagem foi enviada por Gerlach a Bohr (<http://student.physics.upenn.edu/~aebrown/biocurious/stern-gerlach.jpg>).

Devido à dependência espacial do campo magnético, a força a que os átomos ficavam sujeitos era proporcional à componente de $\vec{\mu}_l$ (ou seja, de \vec{L}) na direcção do campo. Neste caso dependeria dos valores de μ_{lz} (correspondentes aos valores de L_z).

Se não houvesse quantificação do momento angular, deveria observar-se no alvo uma mancha correspondente a uma distribuição aleatória da direcção dos momentos magnéticos dos átomos. De facto, neste caso as componentes de $\vec{\mu}_l$ na direcção do campo magnético podiam assumir quaisquer valores entre $-\mu_l$ e $+\mu_l$. Se os átomos estivessem no estado fundamental com $L \neq 0$

então deveria observar-se no alvo um número ímpar de manchas, correspondentes aos valores possíveis da projecção L_z , ou seja, $2L+1$ valores. Para $L = 0$, não deveria observar-se qualquer desdobramento do feixe, pois $L_z = 0$; esta situação não permitiria contudo esclarecer se havia ou não quantificação.

Surpreendentemente, surgiram dois depósitos de prata bem definidos sobre o alvo. O feixe dividiu-se em dois. Isso mostrou que o momento angular total de cada átomo de prata não era nulo e que o momento angular estava quantificado. No entanto o número de manchas era par e não ímpar, como seria de esperar para um momento angular orbital. Esta experiência foi repetida com átomos de hidrogénio, por terem apenas um electrão. Estes átomos também sofreram o mesmo tipo de desvio, o feixe dividiu-se em dois, o que provava que estes átomos também tinham um momento magnético, mesmo com $L = 0$. Portanto este efeito não podia resultar do momento magnético orbital (equação (3.3.3.1)). Deveria existir algo mais que ainda não estava a ser devidamente tido em conta. Sendo assim, este momento magnético adicional só podia assumir duas projecções possíveis numa dada direcção. Seria uma grandeza quantizada e foi proposto por Uhlenbeck e Goudsmit, físicos holandeses, como estando associado a um momento angular intrínseco do electrão a que deram o nome de spin.

Os físicos Uhlenbeck e Goudsmit tinham sugerido que o momento angular de spin, \vec{S} , deveria satisfazer equações do mesmo tipo das do momento angular, \vec{L} , nomeadamente:

$$\overline{S^2} = \hbar^2 s(s+1) \quad (3.3.3.2)$$

$$\overline{S_z} = \hbar m_s \quad (3.3.3.3)$$

$$\vec{\mu}_s = -g_s \frac{\mu_B}{\hbar} \vec{S} \quad (3.3.3.4)$$

Então, os valores da componente do spin na direcção do campo magnético corresponderiam aos valores possíveis para m_s , ou seja $2s+1$ valores. Como na experiência de Stern e Gerlach surgiram duas manchas, então:

$$2s + 1 = 2 \Leftrightarrow s = \frac{1}{2}$$

e as duas manchas corresponderiam justamente aos valores para m_s : $+\frac{1}{2}$ e $-\frac{1}{2}$.

A partir da medida da distância entre as manchas é possível determinar a força a que os átomos foram sujeitos ao passarem na região do magnete e com essa informação determinar o valor do momento magnético dos átomos de prata. Dessa medida e do cálculo anterior obtiveram também o factor $g_s = 2$.

(Bassalo, 2004, pp.563-564; Born, 1969, pp. 205-206)

Nota: O resultado surpreendente obtido para a prata deveu-se ao facto de os átomos de prata possuírem um único electrão desemparelhado na última camada electrónica. Por esta razão, o seu comportamento magnético é equivalente ao de um átomo com um único electrão, como é o caso do hidrogénio. Em função da orientação do momento magnético de spin deste electrão, os átomos serão deflectidos pela força magnética, para cima ou para baixo, o que, no caso da prata, originou a deposição dos átomos em duas faixas distintas na chapa fotográfica. Igual fenómeno se obtém para os átomos dos metais alcalinos.

A experiência de Stern-Gerlach teve um dos maiores impactos na física moderna e na nossa sociedade. A interacção entre o spin e o momento angular dos electrões – interacção spin-orbital – permitiu compreender a estrutura fina dos espectros.

Na década que se seguiu, cientistas utilizaram técnicas semelhantes, e concluíram que o núcleo de alguns átomos tem também momento angular de spin quantizado, sendo a sua interacção com o momento angular do electrão, responsável pela estrutura hiperfina das linhas espectroscópicas.

Em 1934, Isidor Isaac Rabi (1898-1988), físico norte-americano de origem austríaca e Prémio Nobel da Física em 1944 pelo estudo das propriedades magnéticas dos núcleos, e Victor Cohen, físico norte-americano e seu antigo aluno, realizaram experiências num equipamento que resultou de uma adaptação do equipamento de Stern e Gerlach, no estudo de feixes de moléculas de hidrogénio e de deutério que passavam no interior de campos magnéticos não uniformes e de uma bobina de radiofrequência. Uma série de experiências foram desenvolvidas até 1937 (Bonagamba, 2005, pp. 41-42). Os resultados obtidos foram fundamentais para o desenvolvimento das técnicas de Ressonância Magnética Nuclear (RMN), que é uma das técnicas imagiológicas muito utilizada em medicina (produzindo imagens da estrutura interna do corpo) e tem sido aplicada na detecção de diversas doenças e em especial no estudo da esclerose múltipla.

Mais tarde, Norman F. Ramsay (1915–), físico norte-americano, modificou o equipamento experimental de Rabi para a criação de relógios atómicos tendo, em 1989, recebido o Prémio Nobel da Física pelo seu contributo no desenvolvimento destes relógios.

Capítulo 4 – Ondas e/ou partículas?

Quando se julgava que a teoria ondulatória da luz fornecia uma explicação completa do fenómeno luminoso, novas descobertas vieram complicar o cenário e reabilitar a teoria corpuscular da luz de Newton.

As conclusões de Einstein conduziram a um dilema no seio da comunidade científica. Apesar de se encontrar bem estabelecida a natureza ondulatória da luz, com base na teoria electromagnética, o estabelecimento da sua natureza corpuscular levaria Einstein a afirmar que a luz tinha um carácter “esquizofrénico”. A aceitação do *quantum* de luz deveu-se não só às sucessivas confirmações experimentais da equação de Einstein, $E_{c\text{ max}} = h\nu - W_0$, para explicar o efeito fotoeléctrico, mas também devido ao facto de Einstein ter continuado as suas investigações sobre o *quantum* de luz.

Em 1924, Louis de Broglie (1892-1987), um físico teórico francês, propôs, na sua tese de doutoramento, que também a matéria apresentaria propriedades de onda e de partícula. Broglie sugeriu que não eram apenas os fótões de luz que tinham um comportamento ondulatório, mas também os electrões poderiam comportar-se como ondas. Este facto foi verificado experimentalmente em 1928.

4.1 – O efeito de Compton

Einstein propôs que o *quantum* de luz fosse considerado uma nova partícula, dotada de energia, $E = h\nu$, e de momento linear, p .

Conjugando as expressões da energia e do momento linear relativistas para uma partícula de massa m e velocidade de valor v :

$$E = \frac{mc^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (4.1.1)$$

e

$$p = \frac{mv}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (4.1.2)$$

pode escrever-se:

$$E = \sqrt{p^2 c^2 + m^2 c^4} \quad (4.1.3)$$

No referencial em que a partícula está em repouso (p é nulo), a sua energia é apenas a energia de repouso: $E_0 = mc^2$.

A equação (4.1.3) mostra também que uma partícula, como o fóton, que viaja à velocidade da luz em qualquer referencial não tem um referencial de repouso: a sua energia é apenas energia cinética,

$$E = pc \quad (4.1.4)$$

Podemos, então escrever, para o momento linear de um *quantum* de luz:

$$\begin{aligned} p &= \frac{h\nu}{c} \Leftrightarrow \\ \Leftrightarrow p &= \frac{h}{\lambda} \end{aligned} \quad (4.1.5)$$

Em 1909, o físico alemão Johannes Stark (1874-1957) também defendia a ideia da existência do momento linear para o *quantum* de luz. Chegou mesmo a propor a lei da conservação do momento linear na interacção de uma onda electromagnética com um electrão, mas não utilizou a expressão relativista para o momento linear do electrão.

De 1917 a 1923, Arthur Holly Compton (1892-1962), físico norte-americano e Prémio Nobel da



Figura 4.1.1 – Arthur Holly Compton (1892-1962)
(http://nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/1927/compton-bio.html).

Física em 1927 (figura 4.1.1), através dos seus estudos experimentais que consistiam em bombardear um alvo de grafite com feixes de raios X, verificou que a radiação era “espalhada” de uma forma que a teoria clássica do electromagnetismo não explicava.

Compton estudou as frequências dos *quanta* de luz difundidos. Verificou uma diminuição do valor dessas frequências e explicou este fenómeno supondo que a colisão entre um *quantum* e um electrão pudesse (figura 4.1.2) ser considerada como uma colisão entre duas partículas livres que obedeciam à cinemática relativística, isto é, que obedeciam às leis da

conservação da energia e momento linear segundo a Teoria da Relatividade Restrita de Einstein. Compton deduziu a expressão da variação do comprimento de onda, $\Delta\lambda$, da radiação difundida de um ângulo θ :

$$\Delta\lambda = \frac{h}{m_e c} (1 - \cos\theta) \quad (4.1.7)$$

e verificou que esta expressão era inteiramente satisfeita pelos resultados experimentais. Sendo assim, os resultados de Compton permitiram confirmar a equação (4.1.5) e, portanto, fizeram aceitar, de forma definitiva, a ideia de que um *quantum* de luz é uma partícula – esta partícula foi baptizada de fóton, em 1926, pelo químico G. Lewis. Se o Prémio Nobel da Física de 1921, atribuído a Einstein, pela sua contribuição para a explicação do efeito fotoelétrico, representava já o reconhecimento da natureza corpuscular da luz, a correcta interpretação do efeito de Compton acabaria por reforçar ainda mais este facto.

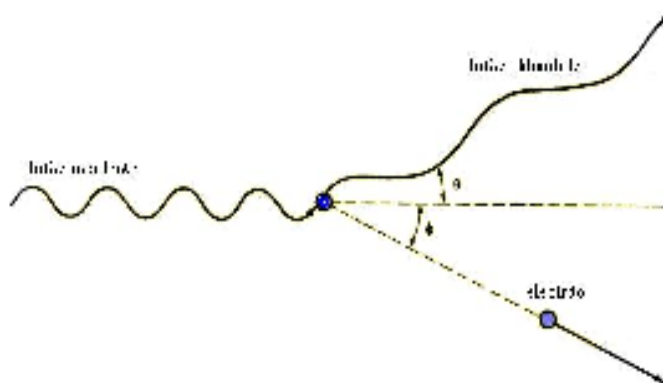


Figura 4.1.2 – Efeito de Compton: colisão entre um fóton e um electrão inicialmente em repouso (http://www.feiradeciencias.com.br/sala19/image19/19_72_15.gif).

4.2 – A proposta de Louis de Broglie

Em 1924, o físico francês Louis de Broglie, Prémio Nobel da Física em 1929 (figura 4.2.1), sugeriu que se uma onda revelava características de partícula, tal como a luz, então uma partícula poderia revelar propriedades ondulatórias. Broglie utilizou as equações de Einstein, que relacionavam momento linear e energia, e a equação de Planck, que relacionava a energia de um fóton com a frequência da radiação, para mostrar que toda a partícula se devia comportar como uma onda de determinado comprimento de onda. Defendeu que esse comprimento de onda era inversamente proporcional ao momento linear da partícula (equação (4.2.1)), tal como acontecia para os fótons:



Figura 4.2.1 – Louis-Victor Pierre Raymond de Broglie (1892-1987) (<http://www.sil.si.edu/digitalcollections/hst/scientific-identity/thumbnails/TNSIL14-B8-06.jpg>).

$$\lambda = \frac{h}{p} \quad (4.2.1)$$

Segundo cálculos efectuados por de Broglie, o comprimento de onda associado aos electrões em movimento com velocidade de valor moderado, deveria estar na região dos raios X.

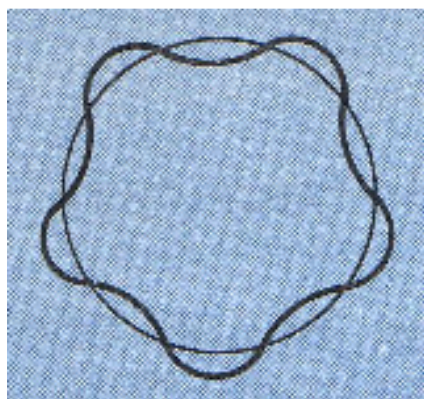


Figura 4.2.2 – Circunferência representativa da órbita de um electrão. O seu perímetro é igual a um número inteiro de comprimentos de onda, sendo, portanto, uma órbita *permitida* (Gil, 1987, p. 53).

Para de Broglie, um electrão ao descrever órbitas circulares em torno de um núcleo de um átomo, só o poderia fazer se a ele estivesse associada uma onda estacionária e só assim é que era possível a estabilidade do átomo (figura 4.2.2). Para que as características ondulatórias do electrão no seu movimento orbital não se anulassem por interferência destrutiva, seria necessário que o perímetro da órbita fosse um múltiplo inteiro do comprimento de onda:

$$2 \pi r = n \lambda \quad (4.2.2)$$

Substituindo a equação (4.2.1) na equação (4.2.2), tem-se:

$$\begin{aligned} 2 \pi r &= n \frac{h}{mv} \Leftrightarrow \\ \Leftrightarrow mvr &= \frac{nh}{2 \pi} \end{aligned} \quad (4.2.3)$$

que se traduz no postulado de Bohr relativo ao momento angular do electrão.

(Asimov, 1984, p.198; Caruso, 2006, pp.435-436; Gil, 1987, pp. 52-53)

4.3 – Experiências de Davisson e Germer e de G. Thomson

As primeiras evidências experimentais do comportamento ondulatório dos electrões datam de 1921 tendo sido descritas, pelos físicos norte-americanos Clinton Joseph Davisson (1881-1958) e por Charles Kunsman, observações de reflexões selectivas de electrões por superfícies metálicas de platina e magnésio: em certas direcções reflectiam-se mais electrões do que em outras. Walter Elsasser (1904-1991), físico alemão e aluno de Max Born (1882-1970), interpretou os resultados experimentais obtidos por Davisson entre 1921 e 1923 como dizendo respeito a experiências de difracção de electrões, à luz das hipóteses de Louis de Broglie (Caruso, 2006, p. 436).

Em 1927, os físicos norte-americanos Clinton Joseph Davisson e Lester Halbert Germer (figura 4.3.1), dos Bell Telephone Laboratories, em Nova York, estavam a estudar a reflexão de electrões num alvo de níquel no interior de um tubo onde se fizera vácuo.



Figura 4.3.1 – Davisson e Germer (http://pt.wikipedia.org/wiki/Imagem:Davisson_and_Germer.jpg).

Acidentalmente o tubo partiu-se e o alvo de níquel, que se encontrava aquecido, combinou-se com o oxigénio do ar dando origem à formação de uma película de óxido de níquel na sua superfície. Para a remover, procederam ao aquecimento do níquel durante um longo período de tempo. Quando se deu por terminada esta operação, repararam que as propriedades de reflexão do alvo de níquel tinham-se alterado: antes do acidente a superfície do níquel era constituída por um grande número de pequenos cristais; e após o acidente e posterior aquecimento, a superfície do alvo passou a ter apenas alguns cristais, mas de maiores dimensões (ideais para efeitos de difracção uma vez que o espaçamento entre os átomos num cristal é comparável aos pequenos comprimentos de onda associados ao movimento dos electrões). O ecrã atrás do níquel mostrava padrões de interferência, tal como aconteceria se o níquel fosse atravessado por raios X.

Na altura, Davisson já tinha conhecimento da sugestão de Broglie e pensou que poderia obter resultados que, talvez, permitissem revelar eventuais propriedades ondulatórias dos electrões se utilizasse uma superfície de níquel constituída por um único cristal no estudo da reflexão dos electrões. Assim, Davisson e Germer fizeram incidir um feixe de electrões sobre essa tal superfície e descobriram que os electrões não só eram reflectidos como também eram difractados, originando fenómenos de interferência, obtendo figuras de difracção semelhantes às

figuras de difracção de raios X que Max von Laue obtivera em 1912, e que consistiam num conjunto de círculos concêntricos.

Deste modo, surgiu a evidência experimental de que os electrões tinham mesmo propriedades ondulatórias. A partir das medições das faixas de interferência era possível calcular o comprimento de onda associado ao electrão, tendo-se obtido um valor muito próximo do valor determinado por de Broglie, que se encontrava no intervalo de valores dos comprimentos de onda dos raios X.

(Asimov, 1987, p. 198; Asimov, 2004, p. 86)



Figura 4.3.2 – G. P. Thomson (1892-1975) (http://nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/1937/index.html).

G. P. Thomson também determinou e comparou os valores das distâncias entre os planos atómicos em diversos cristais (alumínio, prata, platina e chumbo), calculadas por difracção de electrões e por difracção de raios X. Encontrou valores muitos próximos, que apenas apresentaram discrepâncias relativas de cerca de 6% (tabela 4.3.1).

Davisson e G. P. Thomson partilharam o Prémio Nobel da Física em 1937 pela demonstração da existência das propriedades ondulatórias dos electrões.

No estabelecimento da analogia entre feixes de electrões e raios X, o tratamento das experiências de difracção de electrões foi efectuado como se se tratasse de um fenómeno de Óptica: foi considerada a refracção dos electrões no interior do cristal tendo-se verificado a validade da lei de Bragg.

Ainda em 1927, o físico britânico e filho de J. J. Thomson, George Paget Thomson (1892-1975), figura 4.3.2, realizou experiências de bombardeamento de finas folhas de ouro com electrões a elevada velocidade e verificou, igualmente, fenómenos de difracção (figura 4.3.3) com padrões de intensidade idênticos aos obtidos com a difracção de raios X.

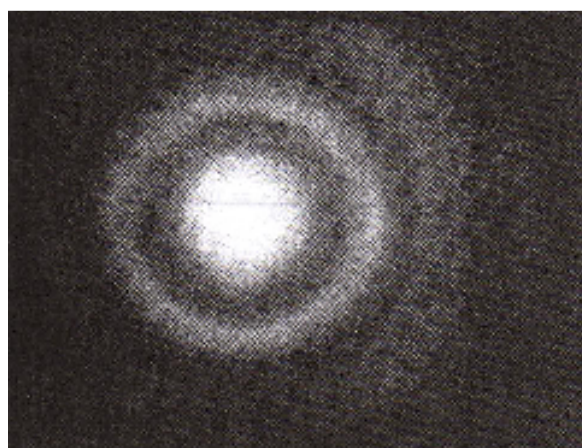


Figura 4.3.3 – Imagem resultante da difracção de electrões, obtida por G. P. Thomson (Caruso, 2006, p. 440).

Curioso... com J. J. Thomson soubemos que o electrão era uma partícula com massa e carga bem definidas e o seu filho, G. P. Thomson, já depois da primeira Grande Guerra, demonstrou, experimentalmente, o comportamento ondulatório do electrão.

Ambos, pai e filho, receberam o prémio Nobel pela descoberta da natureza dos electrões, com a diferença que um demonstrou a sua natureza corpuscular e o outro demonstrou a sua natureza ondulatória.

Actualmente os físicos estão convencidos que todos os objectos possuem propriedades ondulatórias e corpusculares, mas não em igual

proporção. Quanto maior a massa da partícula, mais importantes são as suas características de partícula e mais difícil é observar as suas propriedades ondulatórias, por terem um comprimento de onda tão pequeno que dificilmente será observado. No caso dos electrões, como têm uma massa reduzida, as propriedades ondulatórias podem ser observadas aquando da realização de uma experiência adequada. Por outro lado o carácter ondulatório das ondas ou o seu comportamento corpuscular dependem da relação entre o comprimento de onda e as dimensões dos objectos com que interaccionam.

Tabela 4.3.1 – Medidas de distâncias entre planos atómicos para alguns metais, calculadas por G. P. Thomson (Caruso, 2006, p.440).

metal	distâncias entre planos atómicos / Å	
	difracção de raios X	difracção de electrões
Alumínio	4,05	4,06
Ouro	4,06	4,18
Platina	3,91	3,88
Chumbo	4,92	4,99

4.4 – Experiência de difracção de electrões

Um dos grandes avanços na compreensão dos fenómenos físicos que ocorrem ao nível microscópico consistiu na hipótese, formulada em 1924, por Louis de Broglie, de que as partículas materiais também poderiam evidenciar um comportamento ondulatório. Três anos mais tarde, Davisson, Germer e Thomson realizaram experiências que confirmaram a proposta de Louis de Broglie.

Com o equipamento da figura 4.4.1 é possível verificar experimentalmente que electrões com energias da ordem de 1 a 10 keV são difractados por um filme de grafite e exibem o seu carácter ondulatório.

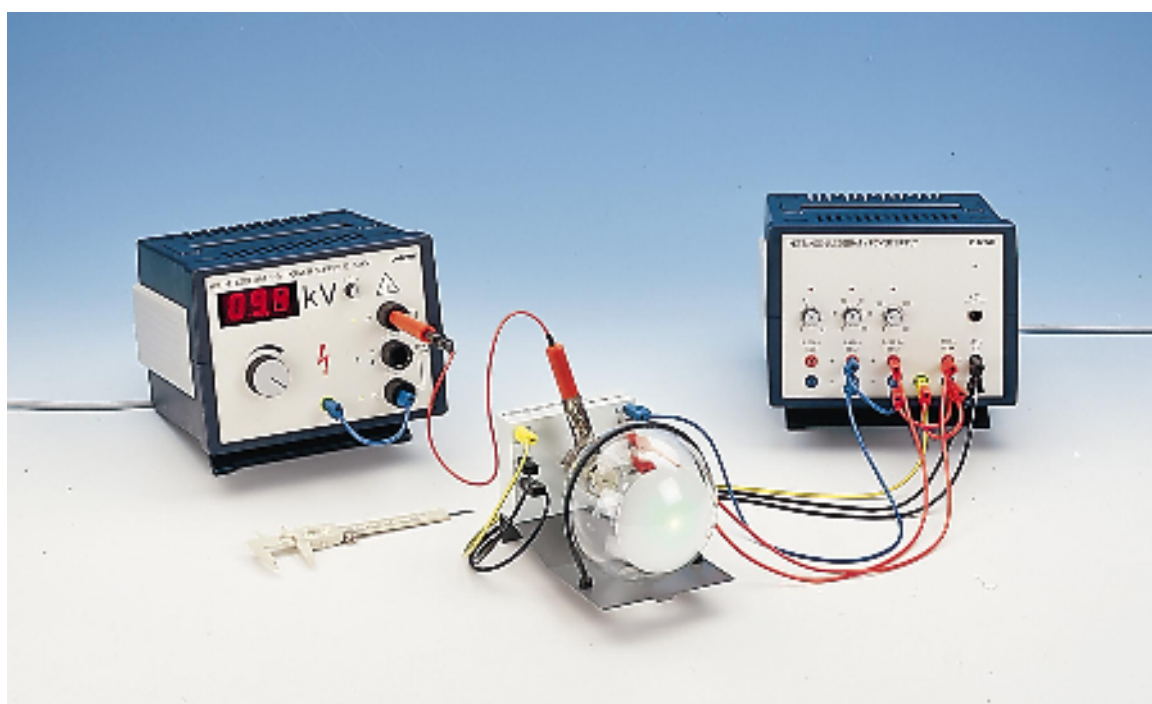


Figura 4.4.1 – Equipamento para estudar a difracção de electrões
(http://www.science.com.tw/catalog/images/phywe/LEP/LEP5113_00.pdf).

A relação de de Broglie, $\lambda = h/p$ (equação (4.2.1)), também é verificada com este equipamento.

No interior do tubo de difracção (figura 4.4.2) existe um filme de grafite constituído por micro-cristais cuja orientação é aleatória. O tubo contém um cátodo que emite electrões e grelhas de aceleração, onde é aplicado um campo eléctrico. Os electrões acelerados por uma diferença de potencial, U , que varia num

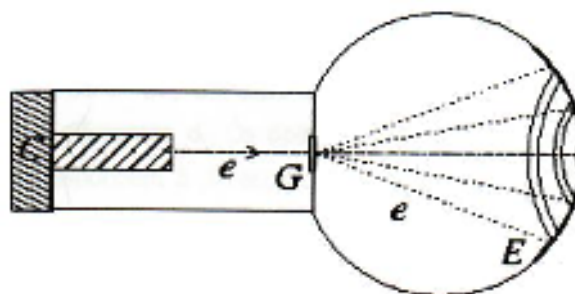


Figura 4.4.2 – Esquema do tubo de difracção do feixe de electrões, e.G e E representam a amostra de grafite e o ecrã fluorescente.

intervalo de cerca de 1 a 10 kV, incidem na grafite, atravessam-na e, de seguida, são projectados num ecrã revestido com um material fluorescente.

A imagem que se forma no ecrã corresponde a um padrão de interferência idêntico ao criado por ondas. Observam-se anéis circulares correspondentes a máximos e a mínimos: figura 4.4.3.

Os electrões comportam-se como ondas que se difractam nos planos de átomos de carbono da grafite.

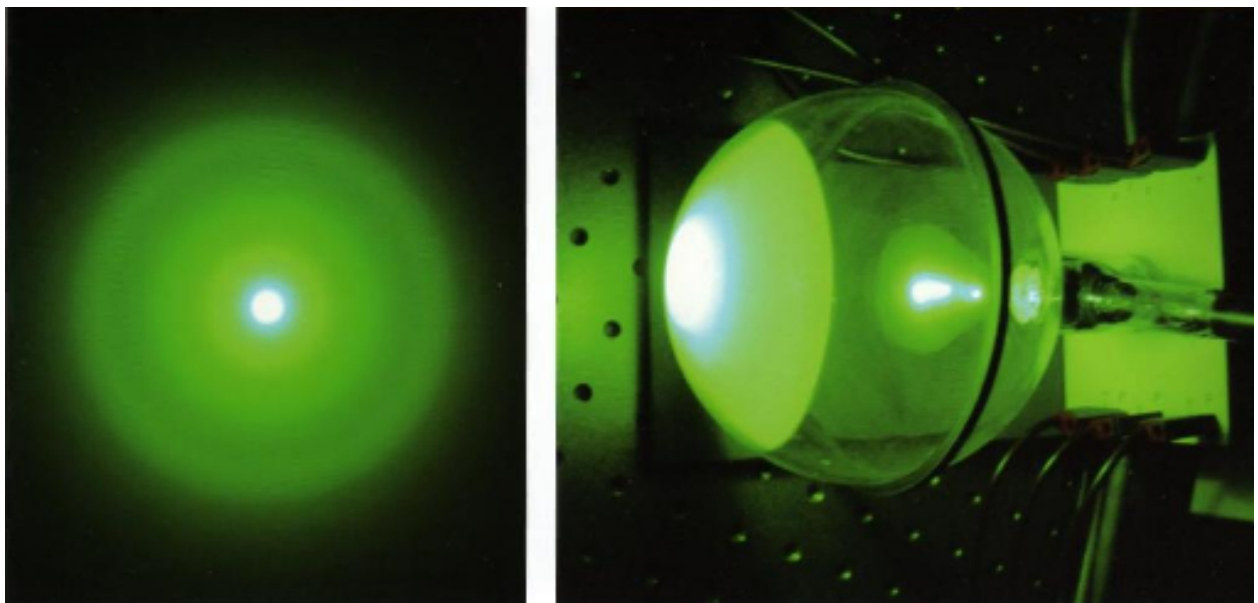


Figura 4.4.3 – Figura de difracção obtida com feixes de electrões numa ampola de raios catódicos (Melo, 2005, p. 60).

Repare-se (figura 4.4.3) que, como em qualquer figura de difracção, há uma fracção do feixe de electrões que atravessa a amostra de grafite (o alvo) sem sofrer desvio, produzindo uma mancha no centro do ecrã. Se diminuirmos o valor da tensão aceleradora (a velocidade dos electrões diminui), o diâmetro dos anéis aumenta e o diâmetro da mancha central também aumenta. Focando a imagem, torna-se evidente que essa mancha central, criada pelos electrões que não sofreram desvio, é a imagem da grafite, tal como seria de esperar obter com um feixe de partículas.

O comprimento de onda típico dos electrões nesta gama de energias é da ordem dos 10^{-10} m. Portanto, para que sejam observados os fenómenos de interferência e difracção é necessário que a distância entre os planos dos átomos do cristal seja da ordem deste comprimento de onda. É, portanto, necessário recorrer a um “obstáculo” adequado. Esse obstáculo é um sólido cristalino no qual os átomos se encontram distribuídos de uma forma regular e espacialmente periódica.

Como a amostra de grafite, do equipamento que se mostra na figura 4.4.1, é composta por cristais que têm um arranjo regular de átomos de carbono (figura 4.4.4), então os planos desses átomos, separados por uma distância d , actuam como uma rede de difracção (figura 4.4.5). Sendo

a estrutura da grafite conhecida, se medirmos o diâmetro dos anéis que se formam no ecrã, é possível determinar o comprimento de onda dos electrões, λ , tendo em consideração a condição de interferência construtiva dos feixes emergentes dada pela lei de Bragg (equação (2.3.1.1)):

$$2d\sin\theta = n\lambda, \text{ com } n = 1, 2, 3, \dots \quad (2.3.1.1)$$

onde θ é a amplitude do ângulo entre o feixe de electrões e os planos da rede cristalina e d é o valor das distâncias entre os planos de átomos de carbono da grafite.

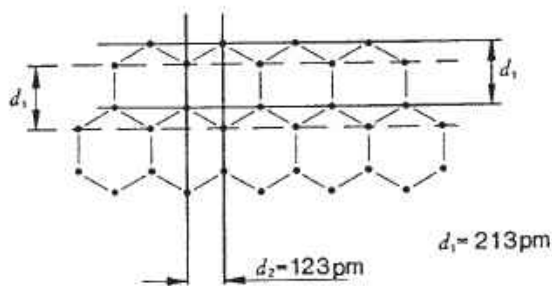


Figura 4.4.4 – Planos de átomos na grafite associados aos primeiros dois anéis de interferência (http://www.science.com.tw/catalog/images/phywe/LEP/LEP5113_00.pdf).

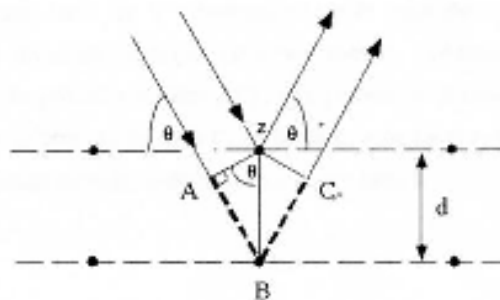


Figura 4.4.5 – Difracção dos feixes de electrões pelos dois planos de átomos. A interferência é construtiva se $\overline{AB} + \overline{BC} = 2d\sin\theta$ for igual a um número inteiro de comprimento de onda, isto é, se $n\lambda = 2d\sin\theta$.

A amostra de grafite é policristalina estando os diferentes cristais orientados de forma aleatória. O ângulo de Bragg, θ , pode ser determinado a partir do ângulo de desvio, α , do feixe (figura 4.4.6): $\alpha = 2\theta$.

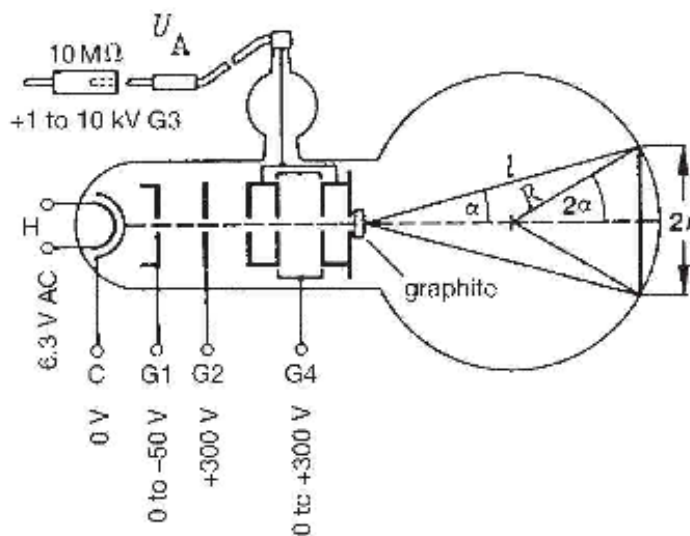


Figura 4.4.6 – Representação esquemática do tubo de difracção de electrões (http://www.science.com.tw/catalog/images/phywe/LEP/LEP5113_00.pdf).

Da figura 4.4.6 temos: $\sin(2\alpha) = r/R = 2r/D$

onde D é a distância nominal entre a amostra de grafite e a parede do tubo onde se encontra o ecrã fluorescente.

Para ângulos pequenos: $\text{sen}(2\alpha) = 2 \text{sen}\alpha = 2 \text{sen}(2\theta) \approx 4 \text{sen}(\theta)$.

Da junção destas duas condições matemáticas com a lei de Bragg, tem-se:

$$n\lambda = d r/D \quad (4.4.1)$$

A grafite tem uma estrutura hexagonal na qual é possível encontrar várias distâncias interplanares, d_i . Os dois valores mais elevados são $d_1 = 0,213$ nm e $d_2 = 0,123$ nm, representados na figura 4.4.4. Para cada ordem de difracção, n , e para cada valor de λ haverá diferentes anéis para diferentes distâncias interplanares. Os dois anéis de difracção com menor raio correspondem à difracção de primeira ordem ($n = 1$) dos planos de grafite com valor de d mais elevado, d_1 e d_2 . Conhecidos os valores de d_1 , d_2 e D , se medirmos os raios r_1 e r_2 dos dois primeiros anéis de interferência, obtemos duas medidas independentes para cada λ :

$$\lambda = d_1 r_1/D \quad \text{e} \quad \lambda = d_2 r_2/D$$

Os electrões, ao serem acelerados num campo eléctrico, com uma tensão aceleradora, U , conhecida, adquirem uma quantidade de movimento ou momento linear, p , que pode ser determinada a partir de um balanço energético (considerando os electrões como partículas não relativistas):

$$\begin{aligned} E_p = E_c &\Leftrightarrow e U = \frac{1}{2} \frac{p^2}{m_e} \\ \Leftrightarrow p &= \sqrt{2 e m_e U} \end{aligned} \quad (4.4.1)$$

Sendo assim, para cada valor de U é possível determinar o comprimento de onda, λ , e o momento linear, p , dos electrões. Repetindo a experiência para um conjunto de valores de U , é possível obter um conjunto de pares de valores (p , λ) e investigar a validade da hipótese de Louis de Broglie ($\lambda = h/p$). Representando graficamente λ em função de $\frac{1}{p}$, devemos obter uma recta com declive igual à constante de Planck.

O valor da tensão de aceleração dos electrões deve ser ajustado e, de seguida, ajustar o valor de tensão (G_1 representado na figura 4.4.6) responsável pela nitidez da imagem de difracção.

De seguida, com o auxílio de uma craveira, procedeu-se à medição dos diâmetros $2r_1$ e $2r_2$ dos dois anéis de difracção de menor raio. Para a medição de cada diâmetro ($2r_1$ e $2r_2$) foram efectuados vários ensaios de forma a estimar o valor da incerteza associada (σ_{2r_1} e σ_{2r_2}). Este

procedimento foi repetido para um conjunto de valores de tensão. Na tabela 4.4.1 encontram-se os registos das medidas efectuadas.

Tabela 4.4.1 – Registo dos valores dos diâmetros dos anéis de difracção e respectivas incertezas, em função do valor da tensão aceleradora dos electrões.

U / kV	$2r_1$ / mm	σ_{2r_1} / mm	$2r_2$ / mm	σ_{2r_2} / mm
4,1	24,7	0,4	43,0	0,1
3,7	25,8	1,0	43,1	0,5
3,4	26,6	0,5	45,5	1,0
3,0	28,6	0,5	48,8	0,1
2,8	30,2	0,5	50,6	0,5
2,5	32,0	0,5	53,7	0,5
2,2	33,2	0,5	58,0	0,5
2,0	35,1	0,5	59,4	0,5
1,8	36,6	0,5	61,9	1,0
1,7	37,0	1,0	63,6	1,0

A tabela 4.4.2 contém os valores calculados para as grandezas $\lambda_1 = d_1 r_1/D$, σ_{λ_1} , $\lambda_2 = d_2 r_2/D$,

σ_{λ_2} , λ , σ_λ e $\frac{1}{p} = \frac{1}{\sqrt{2em_e U}}$. Para cada valor de U , são calculados dois valores de comprimento de onda: λ_1 e λ_2 . Com estes dois valores e ponderação das respectivas incertezas é calculado o valor médio, λ , a partir de:

$$\lambda = \frac{\frac{\lambda_1}{\sigma_{\lambda_1}} + \frac{\lambda_2}{\sigma_{\lambda_2}}}{\frac{1}{\sigma_{\lambda_1}} + \frac{1}{\sigma_{\lambda_2}}}$$

E as incertezas σ_{λ_1} , σ_{λ_2} e σ_λ são calculadas usando a fórmula de propagação de erros:

$$\sigma_{\lambda_i} = \frac{d_i \sigma_{2r_i}}{2D} \quad \text{e} \quad \sigma_\lambda = \sqrt{\frac{1}{\frac{1}{\sigma_{\lambda_1}^2} + \frac{1}{\sigma_{\lambda_2}^2}}}$$

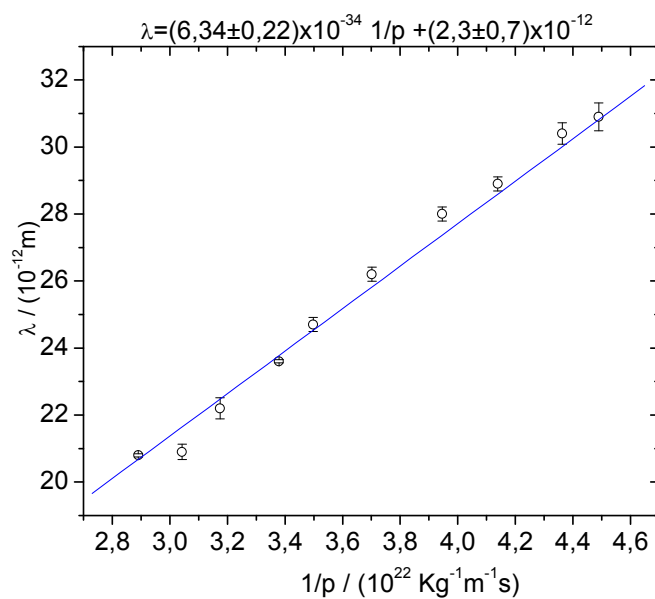
Tabela 4.4.2 – Registo dos valores calculados para as grandezas λ_1 , σ_{λ_1} , λ_2 , σ_{λ_2} , λ , σ_λ e $\frac{1}{p}$.

Foram utilizados dos valores: $D = 127 \text{ mm}$, $d_1 = 2,13 \times 10^{-10} \text{ m}$ e $d_2 = 1,23 \times 10^{-10} \text{ m}$.

U / V	λ_1 / m	$\sigma_{\lambda_1} / \text{m}$	λ_2 / m	$\sigma_{\lambda_2} / \text{m}$	λ / m	$\sigma_\lambda / \text{m}$	$1/p / (\text{kg m s}^{-1})^{-1}$
$4,1 \times 10^3$	$2,07 \times 10^{-11}$	$3,35 \times 10^{-13}$	$2,08 \times 10^{-11}$	$4,84 \times 10^{-14}$	$2,08 \times 10^{-11}$	$4,79 \times 10^{-14}$	$2,89 \times 10^{22}$
$3,7 \times 10^3$	$2,16 \times 10^{-11}$	$8,38 \times 10^{-13}$	$2,09 \times 10^{-11}$	$2,42 \times 10^{-13}$	$2,09 \times 10^{-11}$	$2,33 \times 10^{-13}$	$3,04 \times 10^{22}$
$3,4 \times 10^3$	$2,23 \times 10^{-11}$	$4,19 \times 10^{-13}$	$2,20 \times 10^{-11}$	$4,84 \times 10^{-13}$	$2,22 \times 10^{-11}$	$3,17 \times 10^{-13}$	$3,17 \times 10^{22}$
$3,0 \times 10^3$	$2,40 \times 10^{-11}$	$4,19 \times 10^{-13}$	$2,36 \times 10^{-11}$	$4,84 \times 10^{-13}$	$2,36 \times 10^{-11}$	$4,81 \times 10^{-13}$	$3,38 \times 10^{22}$
$2,8 \times 10^3$	$2,53 \times 10^{-11}$	$4,19 \times 10^{-13}$	$2,45 \times 10^{-11}$	$2,42 \times 10^{-13}$	$2,47 \times 10^{-11}$	$2,10 \times 10^{-13}$	$3,50 \times 10^{22}$
$2,5 \times 10^3$	$2,68 \times 10^{-11}$	$4,19 \times 10^{-13}$	$2,60 \times 10^{-11}$	$2,42 \times 10^{-13}$	$2,62 \times 10^{-11}$	$2,10 \times 10^{-13}$	$3,70 \times 10^{22}$
$2,2 \times 10^3$	$2,78 \times 10^{-11}$	$4,19 \times 10^{-13}$	$2,81 \times 10^{-11}$	$2,42 \times 10^{-13}$	$2,80 \times 10^{-11}$	$2,10 \times 10^{-13}$	$3,95 \times 10^{22}$
$2,0 \times 10^3$	$2,94 \times 10^{-11}$	$4,19 \times 10^{-13}$	$2,88 \times 10^{-11}$	$2,42 \times 10^{-13}$	$2,89 \times 10^{-11}$	$2,10 \times 10^{-13}$	$4,14 \times 10^{22}$
$1,8 \times 10^3$	$3,07 \times 10^{-11}$	$4,19 \times 10^{-13}$	$3,00 \times 10^{-11}$	$4,84 \times 10^{-13}$	$3,04 \times 10^{-11}$	$3,17 \times 10^{-13}$	$4,36 \times 10^{22}$
$1,7 \times 10^3$	$3,10 \times 10^{-11}$	$8,38 \times 10^{-13}$	$3,08 \times 10^{-11}$	$4,84 \times 10^{-13}$	$3,09 \times 10^{-11}$	$4,19 \times 10^{-13}$	$4,49 \times 10^{22}$

A representação gráfica de λ em função de $1/p$ encontra-se no gráfico 4.4.1. Os resultados experimentais são bem descritos por uma função linear.

Gráfico 4.4.1 – Representação da dependência de λ em função de $1/p$.



O ajuste a uma recta utilizando o método dos mínimos desvios quadrados tem como resultado:

- um valor de ordenada na origem muito próximo de zero, $(2,3 \pm 0,7) \times 10^{-12}$ m, e com uma reduzida incerteza,
- e um declive $m = (6,34 \pm 0,22) \times 10^{-34}$ J s, que, embora não inclua o valor tabelado para a constante de Planck, h , o erro cometido é inferior a 5%.

A justificação do intervalo de valores para a ordenada na origem, tendo em consideração a incerteza, não incluir o zero, bem como, o intervalo de valores para o declive não incluir o valor da constante de Planck, prende-se com o facto de se ter desprezado a incerteza no valor da tensão e, por consequência, não se terem estimado as incertezas no cálculo de $1/p$ e de se terem subestimado as incertezas nas leituras efectuadas com a craveira, para a medição dos diâmetros dos anéis de difracção. Nestas medições para além da introdução de erros de paralaxe, também foram introduzidos erros devido ao método utilizado, uma vez que cada diâmetro foi medido tendo como referência a zona mais luminosa de cada anel, sendo esta zona de difícil detecção. Uma forma de minimizar este último tipo de erros é considerar para diâmetro de cada anel o valor médio dos diâmetros interno e externo de cada anel, calculando a média aritmética entre estes dois valores.

4.5 – “Ver à luz de electrões”

A descoberta do carácter ondulatório dos electrões veio revolucionar a forma como olhamos para a matéria.

Para ver os objectos é necessário fazer incidir luz sobre eles, de forma a ser reflectida por eles para que nós os detectemos. Contudo, há um limite quanto à sua dimensão para se conseguirem observar. Quando os nossos olhos não os conseguem detectar, devido às suas reduzidas dimensões, então usamos aparelhos ópticos (lupa, microscópio óptico, por exemplo). Porém, à medida que o tamanho dos objectos diminui, os microscópios ópticos deixam de ser capazes de fornecer uma imagem nítida do objecto, isto porque as ondas luminosas os contornam. Então, para evitar os fenómenos de difracção, nos microscópios ópticos têm de ser utilizadas radiações electromagnéticas com comprimentos de onda de ordem de grandeza igual ou inferior às dimensões do objecto a observar.

Os microscópios que usam luz visível podem distinguir dois pontos que se encontram a uma distância de 1/5 000 mm entre si, mas os microscópios de radiação ultravioleta conseguem distinguir pontos a uma distância de 1/10 000 mm. Com os raios X seria possível visualizar pontos ainda mais próximos, contudo não existem lentes para raios X. Surge, então, a microscopia electrónica (Asimov, 1987, p. 199).

Num microscópio electrónico a luz é substituída por um feixe de electrões com energia na ordem das dezenas de quiloeléctrons-volt. As lentes ópticas dos microscópios ópticos são substituídas por *lentes* electrostáticas (placas carregadas electricamente que produzem um campo eléctrico) e *lentes* magnéticas (que produzem um campo magnético), que permitem focar o feixe de electrões no objecto a observar, de forma a obter a sua imagem ampliada.

O primeiro microscópio electrónico de transmissão (figura 4.5.1), foi desenvolvido por Ernst Ruska (1906-1988), Prémio Nobel da Física⁷¹ em 1986, e Max Knoll (1897-1969) entre 1930 e 1931, na Alemanha. Neste tipo de microscópios, o feixe de electrões acelerados atravessa o objecto a observar, de modo que a imagem resulta da maior ou menor absorção dos electrões por parte das diferentes estruturas do objecto. Como o comprimento de onda do feixe de electrões pode ser muito reduzido, obtém-se, assim, um elevado poder de resolução. A imagem é visualizada através de um ecrã fluorescente, registada numa película fotográfica ou, mais recentemente, sob a forma digital.

⁷¹ Pelos trabalhos fundamentais em óptica electrónica e pelo projecto do primeiro microscópio electrónico.

Existe um outro tipo de microscópios electrónicos com maior poder de resolução que o microscópio electrónico de transmissão: o microscópio electrónico de varrimento. Neste tipo de microscópios, ao contrário do que se verifica no de transmissão, o feixe de electrões emitido não atravessa o material. Estes electrões, também designados electrões primários, varrem rapidamente a superfície da amostra, e ao interagirem com o material promovem a emissão de electrões, electrões secundários, da sua superfície. O maior número de electrões é emitido pelas zonas mais proeminentes do objecto. Assim, o número de electrões secundários produzidos por cada ponto da superfície da amostra, bem como a direcção em que são emitidos, estão intimamente relacionados com a topografia do material da amostra.



Figura 4.5.1 – Um dos primeiros microscópios electrónicos de transmissão desenvolvidos por E. Ruska (Melo, 2005, p. 61).

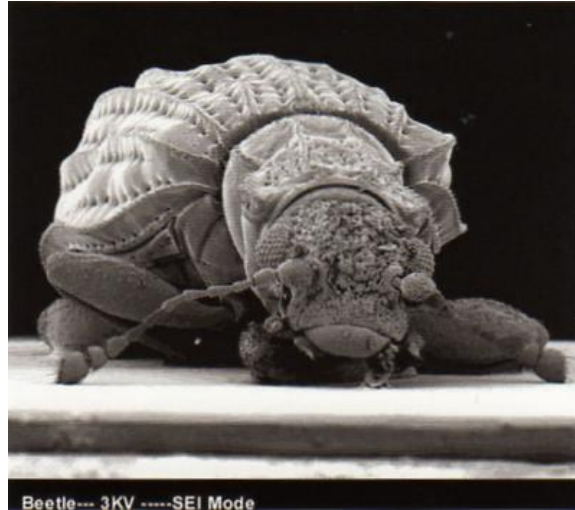


Figura 4.5.2 – Insecto observado a partir de um microscópio electrónico de varrimento (Melo, 2005, p. 60).

Desta forma as imagens obtidas são a três dimensões, tal como se pode ver na figura 4.5.2. A construção do microscópio electrónico de varrimento foi sugerida por Knoll em 1938, mas foi apenas em 1970 que surgiu o primeiro aparelho, construído por Albert Victor Crewe (1927 –) (Asimov, 1987, p. 201).

Capítulo 5 – Conclusões finais e sugestões

Ao longo deste trabalho procurou-se apresentar a evolução de algumas áreas do conhecimento científico, na transição da Física Clássica para a Física Moderna, no sentido de aprofundar temas que estão actualmente incluídos nos currículos de Física e de Química do ensino secundário.

Foi dado especial relevo ao contexto histórico e ao trabalho experimental da época. Pretendeu-se reforçar a ideia de que o conhecimento está sempre em construção: à medida que a tecnologia se aperfeiçoa, as teorias, que por vezes se julgavam completas, têm que ser revistas; por outro lado, as hipóteses teóricas precisam de ser verificadas e isso origina novas experiências que requerem imaginação e, por vezes, novas tecnologias.

Desenvolvemos este trabalho em duas vertentes:

- realizámos uma pesquisa bibliográfica que nos permitisse abordar os temas de Física Moderna com um conhecimento aprofundado dos problemas enfrentados pelos cientistas nas últimas décadas do século XIX e nas primeiras do século XX;
- seleccionámos algumas das experiências que foram marcantes para reflectir sobre a natureza da luz e sobre a estrutura da matéria e realizámo-las nos laboratórios do Departamento de Física da Universidade de Coimbra.

Procurámos registar neste trabalho a interligação entre estes dois aspectos: como as observações experimentais (por exemplo, os trabalhos de espectroscopia, as experiências de Rutherford ou de Stern e Gerlach) requerem novos modelos que tornem os respectivos resultados compreensíveis, mas também como há ideias, propostas, modelos que só recebem aceitação depois dos testes experimentais. Estão neste caso, a experiência de Franck-Hertz na confirmação do modelo “quântico” do átomo de Bohr ou a experiência de difracção de electrões na validação da hipótese de De Broglie para as propriedades ondulatórias das partículas.

Realizar e passar ao papel este trabalho fez-nos interrogar sobre a utilidade que ele possa ter para o ensino da Física e da Química no ensino secundário. Sendo a Física (e a Química) ciências experimentais, o ensino destas disciplinas deveria ter uma forte base experimental. Contudo, nem as nossas escolas do ensino secundário dispõem de equipamento adequado para realizar experiências de Física Moderna, que em muitos casos é bastante dispendioso, nem uma grande parte dos professores dispõe de tempo e de formação adequada para esta tarefa. De facto, muitos dos professores têm tido sempre uma componente muito mais vasta de Física Clássica, quer na sua formação académica, quer na sua profissionalização, onde os conteúdos de Física Moderna são geralmente pouco contemplados. Isso acarreta apenas uma breve referência a estas

experiências, quando os manuais escolares as mencionam, e raramente se analisa a importância que tiveram no nascimento da teoria quântica.

A reflexão que anteriormente é referida levou-nos a algumas conclusões:

- em primeiro lugar, este trabalho permitiu complementar a formação de pós-graduação da autora. O desafio do trabalho experimental e a necessidade de escrever sobre Física Moderna levou-a a reflectir sobre a necessidade do professor ter conhecimentos claros para além do que se prevê que seja abordado na sala de aula;
- espera-se, pois, que a informação aqui reunida seja também útil e motivadora para o complemento da formação de professores do ensino secundário, que reconheçam que não possuem com clareza os assuntos aqui abordados;
- os professores mais seguros da sua formação científica sentem-se, sem dúvida, mais aptos a desenvolver estratégias de ensino que motivem os seus alunos. A introdução de aspectos relacionados com a evolução do conhecimento científico revela-se frequentemente apelativa para captar o interesse dos alunos.

Algumas possibilidades de aproveitamento deste trabalho passam, pois, pelas seguintes sugestões:

- apoio à formação contínua dos professores do ensino secundário nesta área, com acções de formação onde possam realizar as experiências e criar materiais de apoio a utilizar nas suas aulas (filmes, apresentações electrónicas com base em registos fotográficos, etc.);
- preparação e organização de visitas de grupos de alunos aos laboratórios de Física Moderna e a exposições sobre este tema; para isso, seria desejável que nas visitas de estudo aos Departamentos de Física fossem incluídas demonstrações de experiências de Física Moderna;
- dinamização de actividades nas escolas, envolvendo os alunos em pesquisas nesta área, de modo a promover pequenas exposições onde apresentem em forma de posters e/ou de vídeos os vários aspectos destas experiências.

Nos últimos anos a disciplina de Física (bem como a de Química) têm vindo a ser cada vez mais “evitadas”, pelos alunos do ensino secundário. Se é verdade que algumas das razões para isso são dificilmente contornáveis, resta-nos, pelo menos, promover junto dos colegas e dos alunos um trabalho que contribua para travar esta tendência. Mostrar a importância da Física através da sua evolução, das suas relações com o conhecimento da natureza, das tecnologias de que actualmente dispomos pode contribuir para atrair mais alunos e para investir na qualidade do ensino da ciência no nosso país.

Bibliografia

- AGUILERA, V. (2006) Conceitos de Física moderna – 2. A saga do átomo, *Gazeta do Racionalismo Cristão*. «<http://www.gazeta.racionalismo-cristao.org.br/diversos/fisica-moderna-2.html>» acedido em 8 de Janeiro de 2007.
- ASIMOV, I. (1987) *O UNIVERSO DA CIÊNCIA – Os Elementos · As Partículas · As Ondas · A Máquina · O Reactor*, vol. 2, 1.^a edição, Editorial Presença, Lisboa.
- ASIMOV, I. (2004) *ÁTOMO – UMA VIAGEM PELO UNIVERSO SUBATÓMICO*, 1.^a edição, Campo das Letras, Porto.
- BASSALO, J. M. F. (sd) *CURIOSIDADES DA FÍSICA - A Descarga Elétrica nos Gases e os Raios Catódicos*. «<http://www.seara.ufc.br/folclore/folclore00.htm>» acedido em 18 de Agosto de 2007.
- BASSALO, J. M. F. (1996) Sobre a Lei de Rayleigh-Jeans. *Revista Brasileira de Ensino da Física*, 18 (1), pp. 30-32.
- BASSALO, J. M. F. (1998) Nascimentos da Física. *Revista Brasileira de Ensino da Física*, 19 (3), pp. 330-346.
- BEISER, A. (1995) *Concepts of Modern Physics*, 5.^a edição, McGraw-Hill, Nova Iorque.
- BELLO, A.; CALDEIRA, H.; GOMES, J. (2005) *Ontem e Hoje – Física 12.º Ano – Livro de texto 2.ª Parte*, 1.^a edição, Porto Editora, Porto.
- BONAGAMBA, T. J. *et al.* (2005) A RMN e suas aplicações atuais. *Ciência Hoje*, 37 (221), pp. 41-48.
- BORN, M. (1969) *Física Atómica*. 4.^a ed., Fundação Calouste Gulbenkian, Lisboa.
- BRITO, L. P. (2006a) *Física Moderna – Lic. em Química: As Origens da Teoria Quântica*. Departamento de Física, Faculdade de Ciências e Tecnologia da Universidade de Coimbra, Coimbra.
- CARUSO, F.; OGURI, V. (2006) *Física Moderna: Origens Clássicas e Fundamentos Quânticos*. Elsevier, Rio de Janeiro.
- CRATO, N. (2005) Passeio Aleatório, *Expresso*. «<http://semanal.expresso.clix.pt/unica/tema.asp?edition=1673&articleid=ES154704>», acedido em 11 de Janeiro de 2007.
- DEPARTAMENTO DE FÍSICA (2003) *Física Experimental I – Determinação da carga específica do electrão, e/m*. Departamento de Física, Faculdade de Ciências e Tecnologia da Universidade de Coimbra, Coimbra.
- DEUS, J. *et al.* (2000) *Introdução à Física*, Editora McGraw-Hill de Portugal, Lisboa.

- EIRÓ, A.; FERREIRA, C. (2005) *Uma Física deslumbrante*. In «À Luz de Einstein 1905-2005», Fundação Calouste Gulbenkian, Lisboa, pp. 13-16.
- FERNANDES, C. (2002) *Só Biografias*
 «<http://www.dec.ufcg.edu.br/biografias/BIOGVINC.htm>», acessido em Janeiro de 2007.
- FIGUEIRA, G. (2005) *Física em toda a parte*. In «À Luz de Einstein 1905-2005», Fundação Calouste Gulbenkian, Lisboa, pp. 73-87.
- FIOLHAIS, M. *et al.* (2004) *Programa de Física 12.º ano*, Departamento de Ensino Secundário, Ministério da Educação, Lisboa.
- FIOLHAIS, C. (2006) Albert Einstein – Novo século e nova Física. *Gazeta da Física*, 29 (3), pp. 7-9.
- GIBERT, A. (1982) *Origens Históricas da Física Moderna: Introdução Abreviada*, Fundação Calouste Gulbenkian, Lisboa.
- GIL, V. M. S.; CARDOSO, A. C. (1987) *Química – Fundamentos da estrutura e propriedades da matéria*, 1.º volume, 3.ª ed., Gráfica de Coimbra, Coimbra.
- GUAYDIER, P. (1983) *História da Física*, Edições 70, Lisboa.
- HECHT, E. (1991) *Óptica*, Fundação Calouste Gulbenkian, Lisboa.
- KRIESCH, A. (2004) *2nd year Experimental Laboratory: Formal Report Proof of the Rutherford scattering formula*. Department of Physics, University of York, York.
 «[http://akriesch.googlepages.com/york_report_proof_of_the_rutherford_scattering_formu
 la.pdf](http://akriesch.googlepages.com/york_report_proof_of_the_rutherford_scattering_formula.pdf)» acessido em Agosto de 2008.
- LAGE, E. (2005) O Centenário do Quantum de luz. *Gazeta da Física*, 28 (1), pp. 4-9.
- LOBATO, T.; CALDEIRA, H.; GRECA, I. M. (2005) Mecânica Quântica no secundário? *Gazeta da Física*, 28 (1), pp. 30-35.
- MARTINS, I. *et al.* (componente de Química); BELLO, A. *et al.* (componente de Física) (2001) *Programa de Física e Química A – 10.º ano*, Departamento de Ensino Secundário, Ministério da Educação, Lisboa.
- MARTINS, R. (1998) A Descoberta dos Raios X: O Primeiro Comunicado de Röntgen. *Revista Brasileira de Ensino da Física*, 20 (4), pp. 373-391.
- MELO, L. V.; BROGUEIRA, P. (2005) *O Mundo dos Electrões*. In «À Luz de Einstein 1905-2005», Fundação Calouste Gulbenkian, Lisboa, pp. 53-61.
- OSTERMANN, F.; MOREIRA, M. (2000) Física contemporânea en la escuela secundaria: una experiencia en el aula involucrando formación de profesores. *Enseñanza de las Ciencias*, 18 (3), pp. 391-404.

- PENA, F. (2006) Por que, nós professores de Física do Ensino Médio, devemos inserir tópicos e ideias de física moderna e contemporânea na sala de aula? *Revista Brasileira de Ensino da Física*, São Paulo, 28 (1).
«http://www.scielo.br/scielo.php?script=sci_arttext&pid=S0102-47442006000100001&lng=pt&nrm=iso» acessido em 12 de Novembro de 2006.
- REGO, F. (2004) *As radiações no ensino*. Dissertação de mestrado em Física para o Ensino, Departamento de Física, Faculdade de Ciências da Universidade de Lisboa, Lisboa.
- REGO, F.; PERALTA, L. (2005) Que percepção têm os nossos alunos da Física das Radiações. *Gazeta da Física*, 28 (2), pp. 34-36.
- RUTHERFORD, E. (1911) A dispersão de Partículas α e β pela Matéria e a Estrutura do Átomo. *The London, Edinburgh and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, 6th séries, 21, 669. In BEYER, R. T. (2004) *Textos Fundamentais da Física Moderna – III volume – Fundamentos da Física Nuclear*, Fundação Calouste Gulbenkian, Lisboa, pp. 169-198.
- SALGUEIRO, L. (1995) Descoberta e natureza dos raios X. *Gazeta da Física*, 18 (3), pp. 2-7.
A Descoberta dos Raios X
- SANTOS, C. A. (2002) *A Descoberta dos Raios X*. «<http://www.if.ufrgs.br/tex/fis142/raiosx/rxhist.html>» acessido em 20 de Janeiro de 2007.
- SANTOS, G. (2004) Proposta de programa de Física do 12.º ano: o que pensam os professores. *Gazeta da Física*, 27 (2), pp. 33-34.
- URBANO, J. D. (2004) *Ano Internacional da Física 2005: Enquadramento, objectivos, intervenientes*. «<http://spf.pt/2005/AIF2005.pdf>» acessido em 12 de Novembro de 2006.
- VENTURA, G.; FIOLEAIS, M.; FIOLEAIS, C.; PAIXÃO, J. (2005) *12F • Física • 12.º ano*, Texto Editora, Lisboa.
- WEDLER, G. (2001) *Manual de Química Física*, 4.ª edição, Fundação Calouste Gulbenkian, Lisboa.

Anexo A – Objectivos de aprendizagem dos conteúdos programáticos incluídos nos programas curriculares de *Física e Química A* e *Física e Química B* do 10.º ano e das disciplinas *Física* e *Química*, ambas do 12.º ano, que contemplam conteúdos de Física do final do séc. XIX e do séc XX

A1 – Disciplina: Física e Química A – 10.º ano

Componente

Química – 10.º ano

Módulo/Unidade

UNIDADE 1 – Das Estrelas ao Átomo

Objectivos de aprendizagem

1.1. Arquitectura do Universo

- Posicionar a Terra e a espécie humana relativamente à complexidade do Universo
- Referir aspectos simples da Teoria do *Big-Bang* (expansão e radiação de base) e as suas limitações; referir a existência de outras teorias
- Analisar escalas de tempo, comprimento e temperatura no Universo
- Explicitar os valores das medidas anteriores nas unidades SI
- Explicitar a organização do Universo em termos da existência de aglomerados de estrelas, nebulosas, poeiras interestelares, buracos negros e sistemas solares
- Descrever o processo de formação de alguns elementos químicos no Universo, através de reacções de fusão nuclear e por choques de partículas de massas, energias e origens diferentes
- Distinguir, de forma simplificada, reacção nuclear de reacção química, frisando o tipo de partículas e as ordens de grandeza das energias envolvidas
- Distinguir reacção nuclear de fusão de reacção nuclear de fissão
- Caracterizar as reacções nucleares de fusão para a síntese nuclear do He, do C e do O
- Associar fenómenos nucleares a diferentes contextos de utilização (por exemplo, produção de energia eléctrica, datação, meios de diagnóstico e tratamento clínicos)
- Interpretar a formação de elementos mais pesados à custa de processos nucleares no interior das estrelas
- Analisar um gráfico de distribuição dos elementos químicos no Universo e concluir sobre a sua abundância relativa

- Relacionar o processo de medição com o seu resultado – a medida – tendo em conta tipos de erros cometidos

1.2. Espectros, radiações e energia

- Caracterizar tipos de espectros (de riscas/descontínuos e contínuos, de absorção e de emissão)
- Interpretar o espectro de um elemento como a sua “impressão digital”
- Interpretar o espectro electromagnético de radiações associando cada radiação a um determinado valor de energia (sem referência à sua frequência e ao seu comprimento de onda)
- Comparar radiações (UV, VIS e IV) quanto à sua energia e efeito térmico
- Situar a zona visível do espectro no espectro electromagnético
- Identificar equipamentos diversos que utilizam diferentes radiações (por exemplo, instrumentos LASER, fornos microondas, fornos tradicionais, aparelhos de radar e aparelhos de raios X)
- Estabelecer a relação entre a energia de radiação incidente, a energia mínima de remoção de um electrão e a energia cinética do electrão emitido quando há interacção entre a radiação e um metal
- Identificar algumas aplicações tecnológicas da interacção radiação-matéria, nomeadamente o efeito fotoeléctrico
- Interpretar espectros atómicos simples

1.3. Átomo de hidrogénio e estrutura atómica

- Descrever o espectro do átomo de hidrogénio
- Associar, no átomo de hidrogénio, cada série espectral a transições electrónicas e respectivas radiações Ultra Violeta, Visível e Infra Vermelho
- Explicar a existência de níveis de energia quantizados
- Descrever o modelo quântico do átomo em termos de números quânticos (n , l , m_l e m_s), orbitais e níveis de energia
- Referir os contributos de vários cientistas e das suas propostas de modelo atómico, para a formalização do modelo atómico actual
- Estabelecer as configurações electrónicas dos átomos dos elementos ($Z \leq 23$) atendendo aos princípios da energia mínima e da exclusão de Pauli, e à regra de Hund
- Interpretar o efeito fotoeléctrico em termos de energia de radiação incidente, energia mínima de remoção de um electrão e energia cinética do electrão emitido
- Identificar algumas aplicações tecnológicas do efeito fotoeléctrico

Componente

Física

Módulo/Unidade

UNIDADE 1 – Do Sol ao aquecimento

Objectivos de aprendizagem

Esta Unidade permitirá ao aluno saber:

1. Energia – do Sol para a Terra (Relacionar com o estudo feito em Química sobre “Espectros, radiações e energia” e “Interacção radiação-matéria”)

- Explicar que a temperatura média da Terra é em grande parte determinada pela radiação que ela recebe do Sol, mas que esta também emite energia, pois, caso contrário, ficaria cada vez mais quente
- Identificar um sistema termodinâmico como aquele em que são apreciáveis as variações de energia interna
- Indicar que todos os corpos irradiam energia
- Relacionar a potência total irradiada por uma superfície com a respectiva área e a quarta potência da sua temperatura absoluta (Lei de Stefan-Boltzmann)
- Identificar a zona do espectro electromagnético em que é máxima a potência irradiada por um corpo, para diversos valores da sua temperatura (deslocamento de Wien)
- Relacionar as zonas do espectro em que é máxima a potência irradiada pelo Sol e pela Terra com as respectivas temperaturas
- Identificar situações de equilíbrio térmico
- Explicitar o significado da Lei Zero da Termodinâmica
- Explicar que, quando um sistema está em equilíbrio térmico com as suas vizinhanças, as respectivas taxas de absorção e de emissão de radiação são iguais
- Determinar a temperatura média de equilíbrio radiativo da Terra com um todo a partir do balanço entre a energia solar absorvida e a energia da radiação emitida pela superfície da Terra e atmosfera
- Interpretar o valor real da temperatura média da Terra, a partir da absorção e reemissão de radiação por alguns gases presentes na atmosfera

A2 – Disciplina: Física e Química B – 10.º ano

Componente

Química

Módulo/Unidade

UNIDADE 1- Atmosfera e Ambiente: uma perspectiva Química

Objectivos de aprendizagem

1.3. Radiação e estrutura atómica

- Interpretar o espectro electromagnético de radiações associando cada radiação a um determinado valor de energia (sem referência à sua frequência e ao seu comprimento de onda)
- Comparar radiações (UV, VIS e IV) quanto à sua energia e efeito térmico
- Situar a zona visível do espectro no espectro electromagnético
- Identificar equipamentos diversos que utilizam diferentes radiações (por exemplo, instrumentos LASER, fornos microondas, fornos tradicionais, aparelhos de radar, aparelhos de raios X)
- Caracterizar os tipos de espectros (de riscas/descontínuos, contínuos, de absorção e de emissão)
- Explicar a existência de níveis de energia quantificados
- Descrever o modelo quântico do átomo em termos de números quânticos (n , l , m_l e m_s), orbitais e níveis de energia
- Referir os contributos dos vários cientistas e das suas propostas de modelo atómico, para a formalização do modelo atómico actual
- Estabelecer as configurações electrónicas dos átomos dos elementos ($Z \leq 23$) atendendo aos princípios da energia mínima e da exclusão de Pauli e à regra de Hund

A3 – Disciplina: Física – 12.º ano

Módulo/Unidade

UNIDADE III – FÍSICA MODERNA

Objectivos de aprendizagem

1. Relatividade

(...)

1.2- Relatividade einsteiniana

- Reconhecer que o facto de as leis do electromagnetismo não serem as mesmas em todos os referenciais de inércia esteve na origem da relatividade restrita.
- Identificar a relatividade restrita como uma teoria que se deve aplicar a movimentos com velocidades elevadas (próximas da da luz).

- Enunciar e interpretar os postulados da relatividade restrita.
- Reconhecer o carácter relativo da noção de simultaneidade para observadores ligados a referenciais que se movem com velocidades próximas da da luz.
- Definir intervalo de tempo próprio.
- Reconhecer o efeito de dilatação temporal e aplicar a respectiva expressão.
- Definir comprimento próprio.
- Reconhecer o efeito de contracção espacial e aplicar a respectiva expressão.
- Reconhecer que a teoria newtoniana é um caso particular da relatividade restrita no limite das baixas velocidades ($v \ll c$).
- Indicar evidências experimentais da relatividade restrita.
- Indicar e interpretar a expressão que relaciona a massa e a energia.
- Reconhecer a insuficiência da teoria da gravitação de Newton e o aparecimento da teoria da relatividade geral.
- Reconhecer que as interacções gravíticas são interpretadas, na relatividade geral, como uma deformação do espaço-tempo.
- Indicar que a relatividade geral descreve fenómenos em referenciais acelerados.
- Enunciar e interpretar o Princípio da Equivalência.

2. Introdução à física quântica

- Reconhecer a insuficiência das teorias clássicas na explicação da radiação do corpo negro.
- Associar o Postulado de Planck à emissão e absorção de energia em quantidades discretas pelos constituintes de corpos a uma certa temperatura.
- Enunciar e aplicar a relação de Planck.
- Indicar as teorias clássicas da luz e reconhecer o papel predominante da teoria ondulatória.
- Indicar fenómenos que evidenciem propriedades ondulatórias da luz.
- Relacionar a insuficiência da teoria ondulatória da luz na explicação do efeito fotoeléctrico com a formulação da teoria dos fotões de Einstein.
- Associar a teoria dos fotões à natureza corpuscular da radiação electromagnética, cuja energia é definida pela relação de Planck.
- Associar o comportamento corpuscular da luz ao efeito fotoeléctrico e o comportamento ondulatório a fenómenos de difracção e interferência.
- Interpretar a dualidade onda-partícula para a luz.
- Reconhecer que a radiação interage com a matéria, podendo ser mais ou menos absorvida por esta.
- Definir radiação ionizante.

- Distinguir radiação electromagnética ionizante da não ionizante.
- Indicar efeitos da interacção da radiação não ionizante com a matéria.
- Caracterizar qualitativamente a interacção da radiação com a matéria no efeito fotoeléctrico, no efeito de Compton e na produção e aniquilação de pares de partículas.
- Explicar o efeito fotoeléctrico com base na teoria dos fotões de Einstein.
- Interpretar e aplicar a expressão do efeito fotoeléctrico.
- Indicar aplicações tecnológicas do efeito fotoeléctrico.
- Indicar a importância dos efeitos da interacção da radiação com a matéria na obtenção de imagens para diagnósticos na medicina.
- Identificar os raios X como radiação ionizante.
- Identificar que um mecanismo de produção de raios X se baseia no processo inverso do efeito fotoeléctrico.
- Indicar aplicações dos raios X.
- Interpretar os espectros atómicos com base na emissão e absorção de fotões e reconhecer a contribuição de Bohr nesta interpretação.
- Associar o comportamento ondulatório da matéria a fenómenos de difracção e interferência.
- Interpretar a dualidade onda-partícula para a matéria.
- Indicar e interpretar a relação de De Broglie.
- Reconhecer que a dualidade onda-partícula fundamenta o Princípio de Incerteza.
- Enunciar e interpretar o Princípio de Incerteza.
- Reconhecer que foi o carácter dual da luz e da matéria que esteve na base da física quântica – a teoria física que descreve o comportamento da matéria à escala atómica e subatómica.

3. Núcleos atómicos e radioactividade

- Reconhecer, através da equivalência entre massa e energia, que a massa total de um núcleo é inferior à soma das massas dos seus nucleões.
- Associar a um núcleo uma dada energia de ligação.
- Reconhecer a existência de núcleos instáveis que se transformam espontaneamente e relacioná-la com a energia de ligação desses núcleos.
- Associar a emissão de partículas alfa, beta ou de radiação gama a processos de decaimento radioactivo.
- Reconhecer a existência de radiação ionizante do tipo electromagnético e corpuscular.
- Caracterizar os vários tipos de emissão radioactiva, seja na forma de radiação ou corpuscular.
- Reconhecer a conservação da carga total e do número de nucleões numa reacção nuclear.
- Indicar e aplicar a lei exponencial de decaimento radioactivo.

- Definir tempo médio de vida de uma amostra radioactiva e relacioná-la com a constante de decaimento.
- Associar a actividade de uma amostra radioactiva à rapidez de desintegração e indicar a unidade SI.
- Definir dose de radiação absorvida e respectiva unidade SI.
- Definir dose equivalente biológica e respectiva unidade SI.
- Identificar fontes naturais e artificiais de radiação ionizante.
- Indicar detectores de radiação ionizante.
- Indicar efeitos da radiação ionizante nos seres vivos.
- Avaliar as vantagens e desvantagens da utilização de radiação ionizante.
- Descrever e interpretar o processo de fusão nuclear.
- Descrever e interpretar o processo de cisão nuclear.
- Referir vantagens e desvantagens das aplicações da energia nuclear.

A4 – Disciplina: Química – 12.º ano

Módulo/Unidade

Unidade 2 - Combustíveis, Energia e Ambiente

Objectivos de aprendizagem

2.1. Combustíveis fósseis: o carvão, o crude, e o gás natural

2.1.4. Combustíveis alternativos e algumas alternativas aos combustíveis 3 aulas

(...)

- Reconhecer a existência de alternativas aos combustíveis fósseis como as pilhas de combustível, as células fotovoltaicas, os aerogeradores e a energia nuclear
- Analisar as vantagens e desvantagens destes processos alternativos às centrais eléctricas convencionais

2.2. De onde vem a energia dos combustíveis

(...)

2.2.2. Equivalência massa-energia: um assunto nuclear

- Associar o início da ciência nuclear a Albert Einstein quando reconheceu a equivalência da massa e da energia através da relação matemática $E = mc^2$
- Identificar diferentes tipos de transformações nucleares
- Relacionar a instabilidade de um núcleo de um átomo com a relação entre o número de neutrões e o número de protões desse núcleo

- Interpretar decaimento nuclear como a transformação de um núcleo noutra núcleo por emissão de partículas α ou β e radiação γ
- Associar a emissão de partículas β aos núcleos que contêm muito maior número de neutrões do que protões e a emissão de partículas α aos núcleos que contêm relações próximas do número de neutrões e de protões
- Associar “tempo de meia vida” ao intervalo de tempo necessário para que, numa dada amostra, o número de partículas da espécie radioactiva, se reduza a metade
- Referir que o tempo de meia vida para o carbono-14 é cerca de seis mil anos e que o produto do decaimento é o azoto-14
- Reconhecer que a propriedade do carbono-14 decair lentamente é utilizada na datação de objectos arqueológicos
- Interpretar a grande quantidade de energia envolvida numa reacção nuclear (fusão ou fissão), em termos da variação de massa nela envolvida, de acordo com a expressão $\Delta E = \Delta m c^2$
- Reconhecer que o conhecimento sobre radioactividade trouxe enormes benefícios a par de enormes preocupações, resultantes da sua utilização para fins não pacíficos e da ocorrência de acidentes