

4m. Duplicado
CARLOS DE AZEVEDO COUTINHO BRAGA

Engenheiro electrotécnico U. P.
Assistente de Física da Faculdade de Ciências do Porto

Estudo da transformação RaD-RaE por espectrografia magnética da radiação beta secundária

Dissertação para doutoramento
na Faculdade de Ciências
da Universidade do Porto

1944

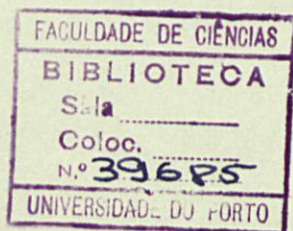
IMPrensa MODERNA, LTD.
RUA DA FÁBRICA, 80 — PORTO

Estudo da transformação RaD-RaE
por espectrografia magnética
da radiação beta secundária

CARLOS DE AZEVEDO COUTINHO BRAGA

Engenheiro electrotécnico U. P.
Assistente de Física da Faculdade de Ciências do Pôrto

Estudo da transformação RaD-RaE por espectrografia magnética da radiação beta secundária



Dissertação para doutoramento
na Faculdade de Ciências
da Universidade do Pôrto

1944

IMPrensa MODERNA, LTD.
RUA DA FÁBRICA, 80 — PÔRTO

A MINHA MULHER

Estudo da transformação RaD-RaE por espectrografia magnética da radiação beta secundária

PRIMEIRA PARTE

Objectivo e bases teóricas do trabalho

1. OBJECTIVO DO ESTUDO — O estudo das radiações espontâneas, emitidas durante as transformações radioactivas, tem uma importância fundamental em Física, por constituir uma base experimental, não só da Física atómica como também da Física nuclear.

É facto bem conhecido que a descoberta e o estudo dos grupos de partículas beta de velocidades diferentes conduziu a importantes resultados como o de poder concluir-se que a energia das partículas dos vários grupos é devida à absorção da energia das radiações gama, emitidas pelo núcleo após a transformação, pelos electrões satélites do átomo resultante dessa transformação.

A lei foto-eléctrica de EINSTEIN é válida para este fenómeno de conversão interna de modo que o conhecimento dos trabalhos de extracção dos electrões dos diferentes níveis energéticos do átomo considerado, conjugado com a determinação dos valores da energia dos vários grupos de raios beta, permite determinar a energia da radiação gama correspondente. Por sua vez a determinação dos valores energéticos das radiações gama, correspondentes à totalidade dos raios beta produzidos numa transformação radioactiva, permite concluir que existem níveis energéticos nucleares, à semelhança do que já se conhecia, da espectroscopia óptica e de raios X, para os níveis energéticos extranucleares.

A transformação RaD-RaE era até há pouco considerada como uma transformação particularmente simples; a dificuldade do seu estudo está apenas na pequena intensidade das radiações emitidas, quer beta, quer gama.

Pelas suas propriedades químicas o RaD é um isótopo do chumbo, tendo sido identificado como elemento químico por ELSTER e GEITEL em 1899, sob o nome de rádio-chumbo, designação que hoje se usa para o RaG. O seu número atómico é portanto $Z = 82$

e o seu número de massa $A = 210$. A sua radioactividade manifesta-se pela emissão dum espectro beta contínuo cuja energia máxima é de $(25,5 \pm 1) \text{ keV}$ [34] tendo o máximo de intensidade para um valor da energia de cerca de 10 keV. Aproximadamente 57 % dos electrões emitidos têm uma energia inferior a 4 keV [39].

Por sua vez o espectro beta contínuo produzido pela desintegração do RaE estende-se até um limite superior de 1170 keV, tendo o máximo de intensidade a 150 keV e uma energia média correspondente a cerca de 340 keV.

O período de transformação do RaD é, segundo as medidas mais recentes, $T = 24,95$ anos, correspondente a uma constante de desintegração $\lambda = 0,88 \cdot 10^{-9} \text{ s}^{-1}$ [48]. A radiação gama que acompanha a transformação RaD-RaE é emitida pelo átomo do RaE imediatamente após a sua formação. O núcleo formado fica em geral num estado excitado a que corresponde um nível energético superior ao normal e passa a um estado mais estável pela emissão duma radiação gama de cerca de 47 keV. Essa radiação sofre no interior do átomo de RaE uma forte absorção por efeito foto-eléctrico interno.

O espectro beta secundário resultante dessa conversão interna foi estudado por espectrografia magnética por DANYSZ em 1913 [18], ELLIS [19] e MEITNER [36] em 1922, BLACK em 1925 [8] e CURTISS em 1926 [16].

O espectro descontínuo assim obtido é constituído por um número limitado de riscas (foram determinadas ao todo 6 riscas diferentes pelos físicos acima mencionados) produzidas por grupos de raios beta isocinéticos, cujas energias, compreendidas entre 30 e 47 keV, são tais que somadas com os trabalhos de extracção dos electrões dos níveis energéticos L_I L_{II} L_{III} M_I N_I O_I do átomo de número atómico 83, conduzem a um valor sensivelmente constante da energia da radiação gama que originou por efeito foto-eléctrico interno os vários grupos de raios beta.

Em Março de 1939, porém, AMALDI e RASETTI publicaram um trabalho [2], em que pelo emprêgo do método de absorção, são levados a concluir que a transformação RaD-RaE dá lugar ao aparecimento de, pelo menos, 2 radiações gama, cujas intensidades estão entre si na razão de 5:1 e cujos comprimentos de onda prováveis são respectivamente 265 e 290 U. X.

A fonte que utilizaram, consistia em alguns tubos capilares, de vidro finíssimo, onde tinha sido isolada uma quantidade determinada de radão, correspondente a um total de 51,5 μ C de

RaD + RaE em equilíbrio; a radiação gama emitida ia actuar ou directamente ou através de camadas absorventes sobre um contador de partículas que registava o número de impulsos por minuto, em cada caso. Empregaram camadas de espessura mássica constante, $0,2 \text{ gr/cm}^2$, de vários elementos, sob a forma de óxidos, desde o Ce ($Z=58$) até o Gd ($Z=64$).

O quadro seguinte indica na 1.^a linha os elementos empregados, na 2.^a os trabalhos de extracção dos electrões do nível K [15], na 3.^a os comprimentos de onda correspondentes e na 4.^a o número de impulsos por minuto observado com e sem interposição da substância absorvente:

	Ce	Pr	Nd	Sm	Gd	
Z =	58	59	60	62	64	
$W_k =$	40,28	41,83	43,38	46,69	50,14	keV
$\lambda =$	308	296	286	265	247	10^{-11} cm
						sem espessura absorvente
Impulsos/min.	75 ± 3	$79 \pm 1,2$	$90 \pm 1,4$	$145 \pm 1,7$	136 ± 3 e 294 ± 10	

A radiação beta emitida pela fonte de RaD + E era completamente absorvida por uma camada de parafina de 9 mm de espessura; por sua vez a radiação X mole de fluorescência dos átomos do RaE era absorvida pela espessura de 1,5 mm de vidro constituindo as paredes dos vasos contendo as terras raras.

Um cálculo baseado nos valores de $\frac{\mu}{\rho}$ dados por ALLEN e nos valores indicados por AMALDI e RASETTI levam-nos a supor que os 294 impulsos por minuto obtidos sem camada absorvente são devidos, respectivamente:

- 1) à radiação gama de 265 U. X 125
- 2) » » » » 290 » 25
- 3) » » X de fluorescência 70
- 4) a raios cósmicos, radiações γ e X do RaE 74

O facto do número de impulsos ser francamente maior para o samário e o gadolínio mostra que a radiação gama deixou de ser absorvida pelo nível K destes elementos, isto é, que a sua energia deve ser inferior a 46,69 keV, o seu comprimento de onda superior a $265 \cdot 10^{-11} \text{ cm}$; a pequena mas nítida diferença entre o praseodímio e o neodímio indica por sua vez a existência duma radiação de comprimento de onda compreendido entre 286

e 296.10^{-11} cm. Êstes resultados estando em contradição com os obtidos pelos investigadores já mencionados, mostram o interesse de estudar de novo a transformação RaD-RaE por 2 métodos mais precisos que o de absorção, isto é, o de difracção cristalina e o de espectrografia magnética.

Tendo a minha colega da Faculdade de Ciências de Lisboa, D. LÍDIA SALGUEIRO, tomado a seu cargo o estudo pelo primeiro dos dois métodos citados, propus-me realizar a segunda parte do trabalho na esperança de chegarmos, por vias diferentes, a uma mesma conclusão.

CAPÍTULO I

Estudo da radiação beta

2. RESENHA HISTÓRICA — Numerosos são os trabalhos realizados até hoje sobre os raios beta quer do rádio e seus derivados quer de outros elementos radioactivos. Os primeiros trabalhos sistemáticos para determinar a natureza e propriedades dos raios beta são os de HENRI BECQUEREL. Em 1896 e 1897 realizou este físico experiências de carácter qualitativo descritas em várias memórias apresentadas à Academia de Ciências de Paris.

Em 1899 observa pela primeira vez a influência do campo magnético sobre as radiações dos corpos radioactivos e em 1900 descreve experiências de desvio magnético feitas no ar e no vazio e calcula, a partir do raio de curvatura da trajectória circular do electrão, a sua velocidade; quasi simultaneamente estuda a absorção pela matéria empregando substâncias como papel, mica, ebonite, vidro, alumínio e cobre, em experiências qualitativas e quantitativas [6].

Fundamentalmente são estes os dois métodos usados em seguida com pequenas modificações e certos aperfeiçoamentos por outros investigadores: os métodos de absorção e de desvio magnético.

O método de desvio magnético tem particular interesse por ser possível obter espectros de riscas, como em óptica, cada risca correspondendo a um grupo de partículas beta da mesma energia. Ao aparelho, permitindo obter um espectro magnético, deu WOOSTER [58] o nome de *espectrógrafo magnético*.

A descoberta de grupos homogéneos de electrões emitidos em certas transformações radioactivas deve-se a VON BAEYER, HAHN e MEITNER [4].

DANYSZ [17], a propósito das experiências destes físicos, diz o seguinte:

«Le succès de ces expériences est dû très certainement à la constitution de la source radioactive qui, dans toutes les expériences de ces physiciens, est ou bien un fil très fin activé par la radioactivité induite, ou bien une très légère et très fine gouttière que l'on remplit de la substance active; de cette manière fut évitée la cause des insuccès qui arrêtaient leurs predecesseurs.»

3. MÉTODO DE ABSORÇÃO — O estudo da absorção das radiações pela matéria baseia-se na medida por um instrumento conveniente (câmara de ionização, contador de partículas) da ionização produzida quando se faz passar a radiação através de camadas de espessura variável duma determinada substância; traçando a curva de variação da ionização produzida em função da espessura atravessada verifica-se que os resultados obtidos são particularmente simples no caso da radiação emitida ser uma radiação isoenergética.

Sendo I_0 a ionização produzida sem a interposição da camada absorvente e I a ionização observada através duma camada de espessura x a lei que traduz a absorção pela matéria é a lei exponencial simples:

$$I = I_0 e^{-\mu x}$$

em que μ é o coeficiente de absorção linear, cujo valor depende não só da natureza e estado da matéria atravessada como da natureza e energia da radiação incidente.

Do ponto de vista físico esta lei exponencial significa que cada elemento de camada atravessado absorve uma fracção da radiação incidente proporcional à sua espessura, à intensidade da radiação incidente, e independente da espessura já atravessada:

$$dI = -\mu I dx$$

Para uma mesma substância, μ varia com o seu estado de agregação (sólido, líquido ou gasoso), e, para um certo estado, com a temperatura e a pressão, mas pode definir-se um coeficiente de absorção mássico $\frac{\mu}{\rho}$, praticamente constante, para uma dada radiação incidente, visto o coeficiente de absorção linear μ variar proporcionalmente à massa específica ρ da substância. A lei exponencial de absorção é então expressa pela fórmula:

$$I = I_0 e^{-\frac{\mu}{\rho} \frac{m}{s}}$$

e dada em função não da espessura x mas da massa superficial atravessada $\frac{m}{s}$ medida geralmente em gr/cm^2 .

No caso duma radiação complexa, procura-se decompor a curva representativa da absorção numa soma de várias curvas exponenciais simples, cada uma destas correspondendo a um feixe homogéneo de radiações isoenergéticas.

Notemos ainda que, no caso da radiação gama, fazendo-se a absorção por efeito foto-eléctrico nos diferentes níveis energéticos dos electrões dos átomos da substância absorvente, a probabilidade de conversão interna é muito maior para o nível K do que para qualquer outro nível e que é evidente que, essa conversão, só pode fazer-se se a energia da radiação for igual ou superior ao trabalho da extracção do referido nível.

4. MÉTODO DE DESVIO MAGNÉTICO — Começemos por observar que este desvio deve ser produzido no vazio para assim evitar os efeitos de absorção e difusão dos raios beta pela matéria atravessada.

A força que actua sobre uma partícula electricamente carregada, animada duma velocidade $\bar{v}$, num campo magnético $\bar{H}$, é dada pelo produto vectorial

$$\bar{f} = e \bar{v} \wedge \mu \bar{H} = e \bar{v} \wedge \bar{B}$$

em que μ é a permeabilidade magnética do meio e $\bar{B} = \mu \bar{H}$ a indução magnética.

A direcção da força é a da normal ao plano definido pelos vectores $\bar{v}$ e $\bar{H}$ e o sentido depende do sinal da carga da partícula. No caso que nos interessa em que a partícula é um electrão movendo-se num plano paralelo ao das espiras das bobinas do electro-íman que cria o campo magnético H , o sentido do movimento do electrão é o mesmo que o sentido convencional da corrente nas referidas bobinas. Como a força é constantemente normal à velocidade esta conserva-se constante em grandeza e só varia em direcção; no nosso caso como $\bar{H}$ e $\bar{v}$ são vectores ortogonais é $\text{sen}(\bar{H}, \bar{v}) = 1$ e a trajectória é plana e tal que

$$f = ma = m \frac{v^2}{\rho} = e v \mu H, \text{ isto é, } \rho = \frac{m v}{e \mu H}$$

Num campo uniforme a trajectória é uma circunferência de raio ρ , tangente na origem à direcção do vector, velocidade inicial, $\bar{v}_0$.

O produto $H\rho = \frac{mv}{\mu e}$ é portanto uma grandeza constante, para cada grupo de partículas isocinéticas, que está directamente relacionada com a energia das referidas partículas.

A massa m do electrão é uma grandeza, variável com a velocidade, cujo valor é dado pela fórmula de LORENTZ

$$m = m_0 \gamma = m_0 \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}$$

A energia total do electrão é mc^2 enquanto que a energia própria ou intrínseca é $m_0 c^2$; a energia cinética, igual à diferença entre as energias total e intrínseca, é dada por

$$W = mc^2 - m_0 c^2 = m_0 c^2 (\gamma - 1)$$

Substituindo os valores de $v = \beta c$ e de $m = m_0 \gamma$ na expressão de $H\rho$ obtem-se a expressão

$$H\rho = \frac{m_0 c}{\mu e} \gamma \beta$$

O comprimento de onda do *quantum* da mesma energia é dado pela expressão

$$\lambda = \frac{hc}{W} = \frac{hc}{m_0 c^2 (\gamma - 1)}$$

5. NOTAÇÕES, FÓRMULAS E VALORES NUMÉRICOS FUNDAMENTAIS ADOPTADOS — Utilizamos valores dados por BIRGE [7], BEARDEN [5] e KAYE and LABY [33].

Velocidade da luz $c = (2,99776 \pm 0,00004) \cdot 10^{10} \text{ cm. s}^{-1}$ [7].

Constante de Planck $h = (6,622 \pm 0,007) \cdot 10^{-27} \text{ erg. s}$ [33].

Carga do electrão $e = (4,8024 \pm 0,0006) \cdot 10^{-10} \text{ U. Es. Q.}$ [5].
 $= (1,6020 \pm 0,0002) \cdot 10^{-20} \text{ U. Em. Q.}$

Carga específica do electrão $\frac{e}{m_0} = (1,7592 \pm 0,0005) \cdot 10^7 \text{ U. Em. abs.}$ [7].

$= (5,27366 \pm 0,0015) \cdot 10^{17} \text{ U. Es. abs.}$ [7].

$\frac{m_0 c^2}{e} = \frac{8,98657 \cdot 10^{20}}{5,27366 \cdot 10^{17}} = 1704,05 \pm 0,92 \text{ U. Es. abs. V.}$

$= (5108,33 \pm 2,76) \cdot 10^{10} \text{ U. Em. abs. V.}$

$= 510,833 \pm 0,276 \text{ kV}_{\text{abs.}}$

$= 510,659 \pm 0,276 \text{ kV}_{\text{int.}}$

por ser $1 \text{ kV}_{\text{abs.}} = 10^{11} \text{ U. Em.}_{\text{abs.}}$ V e $1 \text{ V}_{\text{int.}} = 1,00034 \text{ V}_{\text{abs.}}$ [33].

Energia intrínseca do electrão $m_0 c^2 = 510,833 \pm 0,316 \text{ keV}_{\text{abs.}}$
 $= 510,659 \pm 0,316 \text{ keV}_{\text{int.}}$
 $= (8,183 \pm 0,0018) \cdot 10^{-7} \text{ erg.}$

por ser $1 \text{ keV}_{\text{abs.}} = 1,6020 \cdot 10^{-9} \text{ erg.}$

Energia cinética do electrão $W = e V = m_0 c^2 (\gamma - 1) = 510,66 (\gamma - 1) \text{ keV}_{\text{int.}}$

Produto $H\rho = \frac{m_0 c}{e} \gamma \beta = 1704,05 \gamma \beta \text{ oersted. cm.}$

$\lambda W = \frac{h c}{e} = 19,851 \cdot 10^{-17} \text{ erg. cm} = 12389,7 \cdot 10^{-8} \text{ cm. eV}_{\text{abs.}} =$
 $= 12385,5 \cdot 10^{-11} \text{ cm. keV}_{\text{int.}}$

Comprimento de onda $\lambda = \frac{h c}{W} = \frac{12385,5 \cdot 10^{-11}}{510,66 (\gamma - 1)} = \frac{24,254 \cdot 10^{-11}}{(\gamma - 1)} \text{ cm.}$

Pretendendo utilizar os valores e as tabelas do Tratado de M.^{me} CURIE [15], devemos adoptar os seguintes factores de correcção:

- 1) para W $\frac{510,66}{510,67}$ ou seja $-2 \cdot 10^{-5}$
- 2) para $H\rho$ $\frac{1704,05}{1703,4} = 1,000381$ ou seja $+3,81 \cdot 10^{-4}$
- 3) para λ $\frac{24,254}{24,155} = 1,0041$ ou seja $+4,1 \cdot 10^{-3}$

6 — DETERMINAÇÃO ANALÍTICA DE W E DE λ EM FUNÇÃO DE $H\rho$
 — Sendo o produto $H\rho$ o valor que se obtém experimentalmente em espectrografia magnética é a esse valor que em geral se faz referência, com a vantagem de ser independente das constantes que intervêm no cálculo de W e de λ .

Torna-se porém necessário relacionar analiticamente as 3 grandezas.

Da expressão $H\rho = \frac{m_0 c}{e} \gamma \beta$

deduz-se $\gamma \beta = \frac{\beta}{\sqrt{1 - \beta^2}} = \frac{H\rho e}{m_0 c}$

$A = \left(\frac{m_0 c}{H\rho e} \right)^2 = 1 - \beta^2 \quad \therefore \beta^2 (A + 1) = 1 \quad \therefore \beta^2 = \frac{1}{A + 1}$

$1 - \beta^2 = \frac{A}{A + 1} = \frac{1}{(1 - \beta^2)^{1/2}} = \left(\frac{A + 1}{A} \right)^{1/2}$

e da expressão

$$W = m_0 c^2 (\beta - 1)$$

$$B = \frac{W}{m_0 c^2} = \eta - 1 = \left(\frac{A+1}{A} \right)^{1/2} - 1 \quad \therefore (B+1)^2 = \frac{A+1}{A}$$

$$B = -1 + \sqrt{1 + \frac{1}{A}}$$

$$W = m_0 c^2 B = m_0 c^2 \left[\left\{ 1 + \left(\frac{H \rho e}{m_0 c} \right)^2 \right\}^{1/2} - 1 \right] =$$

$$= e c \left[\left(\frac{m_0 c}{e} \right)^2 + (H \rho)^2 \right]^{1/2} - m_0 c^2 \text{ ergs}$$

$$= \frac{c}{10^{11}} \left[\left(\frac{m_0 c}{e} \right)^2 + (H \rho)^2 \right]^{1/2} - \frac{m_0 c^2}{10^{11} e} \text{ keV}_{\text{abs.}}$$

Substituindo os valores das constantes obtém-se finalmente:

$$\begin{aligned} W &= 0,299776 [(1704,05^2 + H^2 \rho^2)^{1/2} - 1704,05] \text{ keV}_{\text{abs.}} \\ &= 0,299774 [(1704,05^2 + H^2 \rho^2)^{1/2} - 1704,05] \text{ keV}_{\text{int.}} \end{aligned}$$

As fórmulas anteriores foram utilizadas na construção de tabelas e gráficos dando os valores de $H\rho$, W , e λ em função de β e os de W e de λ em função de $H\rho$, tabelas e gráficos que facilitam naturalmente os cálculos a efectuar.

7. REALIZAÇÕES DO MÉTODO DE DESVIO MAGNÉTICO — Em qualquer das variantes deste método se emprega uma fonte radioactiva, em geral, linear, cilíndrica ou plana, uma fenda colocada paralelamente à fonte, a uma distância de alguns centímetros, e, finalmente, um detector, emulsão fotográfica, câmara de ionização ou contador de GEIGER-MÜLLER.

As dimensões da fonte e da fenda, fonte estreita e fenda larga ou vice-versa, e a posição do detector relativamente à fonte e à fenda é que diferem numa variante para outra.

DANYSZ nos seus trabalhos sobre os raios beta da família do rádio, realizados em 1911, 12 e 13, [17] [18], empregou inicialmente chapas fotográficas, colocadas normalmente aos eixos da fonte e da fenda, sobre as quais obteve a trajectória circular completa dos raios beta a estudar; este dispositivo foi porém completamente abandonado.

Nas duas variantes habitualmente empregadas do método de desvio magnético, isto é, nos chamados métodos directo e de focalização, a chapa é colocada paralelamente à fonte e à fenda; no plano da fonte ou da fenda conforme é aquela ou esta que têm dimensões não lineares, no método de focalização; num plano superior, à distância de alguns centímetros do plano da fenda, no método directo.

8. MÉTODO DIRECTO — Neste método a chapa é colocada a alguns centímetros da fenda e por vezes inverte-se o sentido do campo actuante de modo a obter espectros simétricos a um e outro lado do plano passando pela fonte linear e pela fenda; os raios gama, não desviados, impressionam a chapa segundo uma linha, intersecção do plano mediano com o plano da chapa.

A largura das riscas obtidas é dada por $2f \left(\frac{D+l}{l} \right)$ em que é $2f$ a largura da fenda, l a distância da fonte à fenda e D a distância da fenda à placa. Esta expressão mostra que, mesmo para valores de D pequenos relativamente a l , a largura da risca é, pelo menos, igual à da fenda.

É-se por isso obrigado a trabalhar com fendas estreitas o que limita naturalmente a intensidade das riscas.

Mesmo nestas condições o poder separador é pequeno; além disso, ao enegrecimento provocado pelos electrões a que correspondem as diferentes riscas, sobrepõe-se o provocado pelo espectro contínuo primário e pelo das radiações secundárias produzidas nas paredes do aparelho; o fundo contínuo assim produzido reduz notavelmente o contraste fotométrico.

9. MÉTODO DE FOCALIZAÇÃO — Deve-se a DANYSZ a primeira realização prática deste método, [17] e a RUTHERFORD e ROBINSON, [43], o seu aperfeiçoamento e a sua larga aplicação ao estudo do espectro beta do Ra (B + C). Neste método a chapa fotográfica, em vez de ficar alinhada com a fonte e a fenda, é colocada no plano da fenda e ao lado desta de modo que os electrões vão incidir sobre ela quasi normalmente depois de terem descrito sensivelmente uma semi-circunferência.

A vantagem deste método está em poder empregar-se uma fenda relativamente larga, alguns milímetros, sem que por isso a largura da imagem obtida exceda sensivelmente a largura da fonte empregada. Por outras palavras, por uma feliz propriedade geométrica do círculo, fácil de provar, todas as partículas beta que saem

da fonte no interior do ângulo sólido limitado pela fenda, vão, em primeira aproximação, convergir numa linha paralela à fonte e de largura sensivelmente igual à desta.

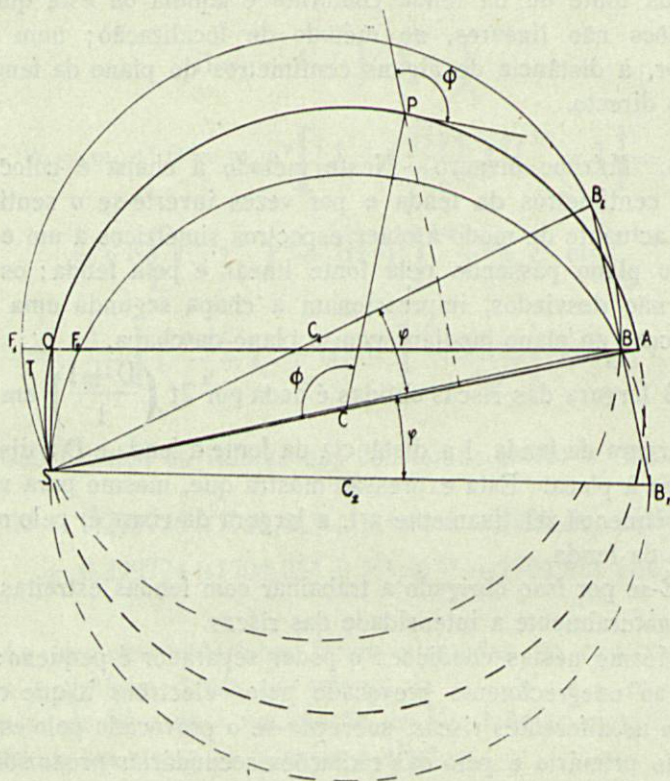


FIGURA 1 — Demonstração geométrica do método de focalização

Seja OA a intersecção do plano da fenda e da chapa com o plano da figura 1; S a intersecção da fonte linear com o mesmo plano. Pelo ponto O e pela fonte de projecção S passa um plano ortogonal quer do plano da figura, quer do plano da fenda e da chapa. Esse plano é o plano mediano da fenda cuja semi-largura é $f = OF_1 = OF_2$. Designemos por l a distância entre a fonte e a fenda $l = SO$. Sob a acção dum campo magnético uniforme H, normal ao plano da figura e no sentido de cima para baixo, os electrões emitidos pela fonte descrevem uma trajectória circular de raio ρ e de sentido SOA. Seja A o ponto da chapa atingido pelos electrões que passam por O. Façamos

$$d = 0 \text{ \AA}, \quad SA = 2 \times SC = 2\rho.$$

Será $\rho = \frac{1}{2} (d^2 + l^2)^{1/2}$. Todos os outros electrões, com um mesmo valor de $H\rho$, que passam através da fenda, vão atingir a chapa a uma distância de O inferior a d . Os electrões que passam pelos bordos F_1 e F_2 da fenda atingem o ponto B e a largura da risca será

$$\begin{aligned} y = AB &= OA - OB = [(4\rho^2 - l^2)^{1/2} - (4\rho^2 \cos^2 \varphi - l^2)^{1/2}] = \\ &= 2\rho \left[\left(1 - \frac{l^2}{4\rho^2}\right)^{1/2} - \left(\cos \varphi - \frac{l^2}{4\rho^2}\right)^{1/2} \right] \\ &\approx 2\rho (1 - \cos \varphi) \approx \rho \varphi^2 \approx \rho \frac{f^2}{l^2} \end{aligned}$$

sendo $SB = SB_1 \cos \varphi = SB_2 \cos \varphi = 2\rho \cos \varphi$.

É esta a expressão de y a que chega ARNOULT no seu trabalho [3]. WOOSTER [58], chega a uma expressão um pouco diferente mas praticamente equivalente

$$y = \frac{4\rho^2}{d+f} (1 - \cos \varphi) \approx \frac{2\rho^2}{d} \varphi^2$$

Considerando agora, não um só mas vários grupos de electrões da mesma energia, a dispersão será naturalmente tanto maior quanto menor fôr o campo actuante e maiores forem conseqüentemente as dimensões do espectrógrafo. A figura 1 mostra ainda que todos os raciocínios se mantêm se trocarmos as posições da fonte e da fenda. Nestas condições F_1 , F_2 representará a fonte plana, S a fenda linear. Para que haja focalização a chapa deve ser colocada no plano da fonte; o trajecto dos electrões será neste caso o representado pelos arcos de circunferência a tracejado.

Esta disposição foi usada pela primeira vez por ROBINSON [40] e é a única possível quando se não podem empregar fontes lineares como por exemplo no referido trabalho em que os electrões secundários eram produzidos pelo bombardeamento de placas de ouro, prata, etc., por raios X .

Um modelo de cartão de fácil construção é aliás suficiente para mostrar que as trajectórias circulares das partículas com o mesmo valor de $H\rho$ vão incidir na chapa fotográfica numa mesma linha, isto é, que se dá uma concentração ou focalização de todos os electrões da mesma energia emitidos pela fonte dentro do ângulo sólido limitado pelos bordos da fenda; rigorosamente, e o modelo

de cartão também o permite verificar, incidem sobre a chapa, a uma distância máxima da fenda, os electrões que passam, no plano da fenda, segundo a linha de intersecção desse plano pelo plano ortogonal passando pela fonte linear; todos os outros que atravessam a fenda mais próximo, quer dum, quer do outro bordo, vão atingir a chapa a uma distância ligeiramente inferior, dando lugar à formação duma imagem da fonte mais ou menos difusa.

10. ESTRUTURA DAS RISCAS DO ESPECTRO MAGNÉTICO — O que dissemos no § anterior mostra que a energia dos raios beta correspondentes às várias riscas do espectro se determina com precisão em função da posição do bordo nítido da risca, do lado contrário ao da fenda, mas se se pretende avaliar a intensidade das diferentes riscas e deduzir dessa intensidade os valores dos coeficientes de conversão interna correspondentes aos diferentes níveis energéticos, torna-se necessário estudar a estrutura da risca e a influência que tem nessa estrutura a posição relativa e as dimensões da fonte, da fenda e da película fotográfica. Não é possível chegar a uma expressão geral que abranja todos os casos mas é relativamente fácil o estudo para cada caso particular.

Esse estudo foi feito duma forma bastante completa por WOOSTER [58] para fontes lineares, planas e cilíndricas; nesse estudo a fonte plana é considerada como uma sucessão de fontes lineares colocadas paralelamente entre si e à direcção do campo magnético; WOOSTER indica gráficamente a variação da intensidade em função da distância à «cabeça» da risca, tanto para fontes lineares e cilíndricas como para fontes planas e para estas em função da sua inclinação relativamente ao plano definido pela fenda e pela película; as condições óptimas de abertura da fenda em função do diâmetro da fonte e do raio de curvatura das partículas são também indicadas.

LI [35] e ARNOULT [3] tratam igualmente este problema embora dum modo um pouco diferente.

11. CORRECÇÃO DE HARTREE — O que dissemos no § 9.º sobre o método de focalização pressupõe que o campo magnético é rigorosamente constante e uniforme para todos os pontos da trajectória electrónica entre a fonte S e o ponto A na chapa fotográfica. HARTREE [30] em 1923 estudou a forma de corrigir o valor do campo, quando este não é rigorosamente uniforme, em função dos desvios dH ao longo da trajectória. Designando por H_0 o valor do campo na vizinhança da fonte S, por $H = H_0 + dH$ o

valor correspondente num ponto P da trajectória, figura 1, por Φ o ângulo formado em P pela tangente à trajectória nesse ponto com a direcção da velocidade inicial dos electrões em S, o valor de H a considerar no cálculo do produto $H\rho$ é

$$H = H_0 + \int_0^{\pi/2} \frac{1}{2} dH \sin \Phi d\Phi.$$

Conhecida a topografia do campo e a localização das trajectórias no mesmo, é possível calcular por processos, gráficos ou analíticos, o termo de correcção.

De notar que, sendo $\Phi = 0$ e portanto $\sin \Phi = 0$ tanto na origem como na extremidade da trajectória, as variações do campo na vizinhança desses pontos não têm qualquer importância; para um mesmo valor de dH a correcção é máxima sensivelmente ao meio da trajectória, ponto em que é $\Phi = \pi/2$ e consequentemente $\sin \Phi = 1$.

No nosso trabalho não entramos em linha de conta com esta correcção por serem mais importantes as variações de H em função do tempo, durante cada experiência, do que em função da posição dos vários pontos das trajectórias electrónicas; na zona limitada por um raio de 10 cm, valor máximo de ρ nas nossas experiências, o valor de H é praticamente constante; só na periferia das peças polares se nota uma diferença sensível.

12. PRECISÃO DAS MEDIDAS — A precisão das medidas, dependendo essencialmente do valor de $H\rho$, é função dos erros cometidos nas medidas de H e de ρ .

Sendo $\rho^2 = \frac{1}{4}(d^2 + l^2)$ é $2\rho \Delta\rho = \frac{1}{2}(d \Delta d + l \Delta l)$

$$e \quad \frac{\Delta\rho}{\rho} = \frac{d \Delta d + l \Delta l}{d^2 + l^2},$$

$$\text{Como em geral é } d \gg l, \quad \frac{\Delta\rho}{\rho} \approx \frac{\Delta d}{d}.$$

$$\text{Para } d = 150 \text{ mm e } d = 0,1 \text{ mm} \quad \frac{\Delta\rho}{\rho} \approx \frac{1}{1500} < 1\text{‰}.$$

A medida do campo, com a balança de COTTON, ou com o fluxímetro, empregando uma bobina exploradora expressamente construída para este efeito, conduz a erros certamente superiores a 1‰, mas inferiores a 5‰.

Infelizmente não podemos ter a pretensão de ter atingido essa precisão por não ter sido possível manter constante ou com

variações dessa ordem de grandeza o valor do campo magnético durante o prolongado tempo de duração de cada experiência, consequência da fraca intensidade das fontes radioactivas empregadas.

Aliás, para o objectivo que nos propusemos, averiguar se existe ou não a radiação gama de 290 U. X., atribuída por AMALDI e RASETTI à transformação RaD-RaE, a precisão das medidas é relativamente secundária.

CAPÍTULO II

Noções fundamentais de fotografia

13. EMULSÃO FOTOGRÁFICA — As chapas e películas hoje universalmente adoptadas são placas de vidro ou películas de celulóide servindo de suporte à emulsão fotográfica. Esta emulsão consiste numa suspensão em gelatina de pequeníssimos cristais de halogéneos de prata, habitualmente brometo, com uma pequena percentagem de iodeto de prata. A emulsão é preparada a partir dum soluto de gelatina, em água quente, a que se adiciona um soluto de BrK , com uma pequena quantidade de IK ; às escuras junta-se-lhe NO_3Ag , produzindo-se um precipitado de cristais pequeníssimos de BrAg e IAg , que se conservam em suspensão na gelatina constituindo aglomerados de cristais, *os grãos da emulsão*, cuja sensibilidade aumenta com o tamanho do grão.

Nas emulsões preparadas em presença da amónia os grãos tendem a tomar a forma esférica mas, normalmente, são constituídos por placas de forma triangular ou hexagonal, em que a espessura é cerca de $1/10$ das dimensões transversais, tendo misturados alguns cristais em forma de agulhas. As dimensões dos grãos dependem do aquecimento a que se submete a emulsão: 10^{-9} nas emulsões das placas positivas mais lentas até mais de 10^{-8}cm^2 nas emulsões negativas mais rápidas. Nas emulsões ordinárias de múltiplas camadas há cerca de 10^9 grãos por cm^2 de superfície plana [55].

Quando uma radiação de energia suficiente incide sobre uma emulsão, alguns dos grãos (o número depende da intensidade da radiação e do tempo da exposição) são alterados de modo tal que reagem duma forma diferente à acção de certos agentes redutores conhecidos por *reveladores*.

Este estado produzido no grão fotográfico pela acção da radiação, capaz de ser revelado, chama-se *imagem latente*.



Apesar da pequenez da alteração sofrida, que escapa à observação directa, o grão conserva quasi indefinidamente a imagem latente como se prova, guardando uma placa sem a revelar nem fixar durante anos; revelando-a e fixando-a ao fim desse tempo, verifica-se que reproduz fielmente a impressão resultante da exposição original.

14. TEORIA DA FORMAÇÃO DA IMAGEM LATENTE — SHEPPARD em 1925 conseguiu explicar o motivo por que certas gelatinas são capazes de produzir emulsões sensíveis enquanto que outras, embora aparentemente iguais, sob todos os aspectos, não produzem o mesmo efeito. Após longos e laboriosos trabalhos de análise laboratorial conseguiu isolar a substância sensibilizadora da emulsão e mostrar que se trata de certos compostos orgânicos de enxôfre, como a essência de mostarda; a presença destas substâncias em concentrações de $1/10^6$ é suficiente para tornar activa a gelatina,

Estes compostos tendem a combinar-se com BrAg formando complexos que, na presença dos alcalis, sofrem decomposições internas dando lugar à formação de sulfureto de prata; durante a preparação da emulsão formam-se, em varios pontos dos grãos fotográficos, minúsculas manchas de sulfureto de prata.

HODGSON foi o primeiro, em 1917, a mostrar que a revelação dum grão fotográfico impressionado começa num reduzido número de pontos da sua superfície; investigações posteriores feitas nos Laboratórios Kodak permitem concluir que esses pontos, os *centros sensíveis* dos grãos, em tôrno dos quais se forma a imagem latente, são constituídos por sulfureto de prata tendo vestígios de prata metálica.

Segundo GURNEY e MOTT [27], as manchas de sulfureto de prata, descobertas por SHEPPARD desempenham o papel de ratoeiras de electrões, neste sentido de que são capazes de os captar, carregando-se negativamente. Por sua vez esta carga negativa cria um campo electrostático capaz de atrair os iões Ag^+ ; a carga positiva destes iões é neutralizada pela dos electrões formando-se assim átomos neutros de prata, cujo número vai aumentando sucessivamente.

A teoria de GURNEY e MOTT pretende explicar a formação da imagem latente por um processo em duas fases sucessivas: na primeira fase, há libertação de electrões por fotocondutividade e a sua captação pelos centros sensíveis; na segunda fase, há migração de iões Ag^+ para os centros sensíveis e a sua conseqüente

neutralização; dêste modo consegue-se explicar que a prata metálica só se acumule em certos pontos do grão enquanto que a luz é absorvida em qualquer ponto.

A fotocondutividade dos cristais de brometo de prata foi estudada por LEHFELDT (1935) e por POHL (1937) com cristais isolados colocados entre dois eléctrodos submetidos a uma diferença de potencial, vendo como varia a intensidade da corrente através do cristal, submetido a uma iluminação constante, com o valor da d. d. p. aplicada. LEHFELDT verificou que a condutividade é devida aos electrões libertados pela acção da luz e que a temperatura pouca influência tem no fenómeno, como verificou entre a temperatura ambiente e -186°C .

A medida da condutividade iónica dos halogéneos de prata foi feita por muitos investigadores; um grão de BrAg é um agregado de cristais em que os vértices da malha cristalina são ocupados por iões alternados de Ag^{+} e de Br^{-} . Os iões Ag^{+} são capazes de, por simples agitação térmica, sair das suas posições normais na rede cristalina e ir ocupar posições intersticiais.

O facto de serem os iões Ag^{+} e não os iões Br^{-} que são impelidos para as posições intersticiais explica-se pelo menor tamanho do ião Ag^{+} . A condutibilidade iónica é devida ao deslocamento dos iões Ag^{+} que se deslocam através da rede cristalina indo ocupar as vagas deixadas por outros iões.

O número de iões Ag^{+} capazes de produzirem a condutividade, assim como a mobilidade destes iões, dependem essencialmente da temperatura.

A série de experiências feitas, por GURNEY e MOTT, com emulsões de BrAg puro, submetidas a exposições à temperatura do ar líquido, interrompidas por períodos de obscuridade à temperatura ambiente, revelam que alguma coisa de importante se passa nos períodos em que a emulsão não é submetida à acção da luz, desde que a emulsão seja aquecida durante esses períodos de obscuridade.

Numa palavra a teoria de GURNEY e MOTT tem uma base experimental segura e a vantagem de explicar muitos dos mais embaraçosos aspectos da formação da imagem latente, que outras teorias anteriores eram incapazes de explicar.

15. ACÇÃO DO REVELADOR — O revelador é um reagente capaz de reduzir a prata metálica os grãos que foram alterados pela luz,

não tendo porém acção química sobre os grãos que não foram impressionados. O exame microscópico de emulsões fotográficas expostas e reveladas mostra que os grãos actuam como unidades, neste sentido que cada grão individual duma placa impressionada ou se revela inteiramente ou não é revelado. Um revelador é constituído essencialmente por :

a) a *água* do banho, de que os iões H^+ e OH^- intervêm nas reacções, tendo em solução :

b) o *reductor*, isto é, uma substância capaz de reagir com o ião OH^- do banho, deixando livre o ião H^+ que por sua vez reage com o ião Br^- do brometo, ou I^- do iodeto, deixando livre o ião Ag^+ que passa ao estado neutro.

A redução da prata consiste portanto, como aliás qualquer redução, num ganho de electrões cedidos pelo hidrogénio ou, indirectamente, pelo reductor empregado: metol (elon), pirogalhol, amidol, hidroquinona.

Como os redutores empregados nos reveladores são redutores fracos, para activar as reacções, em geral, junta-se-lhe :

c) o *acelerador*, ou seja, um produto alcalino ou básico, capaz de reagir com o BrH à medida que este se forma, soda cáustica, carbonato de sódio, borax.

A presença do acelerador torna o revelador instável visto que facilita a sua oxidação na presença do ar e, para que tal se não dê, junta-se-lhe :

d) o *preservador*, usualmente, sulfito ou bissulfito de sódio, que assegura a estabilidade do revelador opondo-se a uma prematura oxidação do reductor visto que reage mais facilmente do que o reductor com o oxigénio do ar, dissolvido no banho, dando lugar à formação de sulfato de sódio; finalmente

e) o *moderador*, em geral, brometo de potássio, reagente que, empregado em pequena dose, não tem um efeito sensível sobre a reacção principal mas que evita a decomposição do BrAg na parte da emulsão que não foi submetida à acção da luz ou que foi submetida a uma exposição muito fraca, e portanto tem uma acção favorável no sentido de restringir a formação dum fundo contínuo da película que pode reduzir o contraste com a parte enegrecida.

16. ACÇÃO DO FIXADOR — O fixador é um reagente destinado a eliminar os sais de prata que não foram alterados pela luz durante a exposição, mas que poderiam vir a sê-lo após a revelação, tornando portanto instável a conservação da imagem obtida.

O fixador universalmente empregado é o hipossulfito de sódio que, em solução concentrada, é o melhor solvente dos sais de prata.

Usamos a seguinte fórmula:

Hipossulfito de sódio	400 gramas
Metabissulfito de potássio anidro	25 »
Água	1 litro.
Tempo de fixação mínimo: 7 a 8 minutos.	

17. ESTUDO DO ENEGRECIMENTO DAS EMULSÕES FOTOGRÁFICAS — Segundo a teoria de EGGERT, quando uma radiação luminosa incide sobre uma emulsão fotográfica, por cada fotão absorvido por um grão de brometo de prata liberta-se um electrão desde que a energia do fotão seja igual ou superior ao trabalho de extracção.

Dá-se o nome de *enegrecimento químico* ao número de grãos, n , enegrecidos por cm^2 de emulsão. Contando ao microscópio, como fez EGGERT, o número de grãos enegrecidos por cm^2 pode estudar-se o modo como varia o enegrecimento da emulsão com a intensidade da luz incidente e com o tempo de exposição. Esta forma de proceder é naturalmente morosa e complicada e por isso mesmo se adoptam hoje de preferência os microfotómetros que permitem determinar uma grandeza proporcional a n , o chamado *enegrecimento fotométrico* ou *densidade*.

Quando um feixe luminoso atravessa uma emulsão fotográfica impressionada, revelada e fixada, sofre uma diminuição de intensidade que obedece à lei geral de absorção $I = I_0 e^{-kn}$ em que n é o enegrecimento químico e k uma constante que depende da qualidade da emulsão e do processo de revelação.

À razão $0 = I_0 / I$ dá-se o nome de *opacidade*; a opacidade é igual à unidade para uma emulsão não enegrecida e perfeitamente transparente e infinita para a emulsão tornada completamente opaca. À noção de opacidade prefere-se a de *enegrecimento fotométrico* ou *densidade*

$$D = \log \frac{I_0}{I} = k'n.$$

18. LEI DE RECIPROCIDADE DE BUNSEN E ROSCOE — BUNSEN e ROSCOE, em 1876, postularam que o resultado duma reacção foto-química depende simplesmente da energia total empregada,

isto é, do produto da intensidade da iluminação pelo tempo; por outras palavras, a lei de BUNSEN e ROSCOE aplicada às emulsões fotográficas diz-nos que o enegrecimento depende do valor da *exposição* $E = It$, sendo independente de cada um dos factores separadamente. As emulsões fotográficas só em 1.^a aproximação obedecem a esta lei. Se traçarmos a curva de variação de $\log E$ em função de $\log I$, para valores de E e de I necessários para produzir um enegrecimento D constante, verifica-se que essa curva se caracteriza por um mínimo, para um valor de $I = I_0$, valor óptimo da intensidade para o qual se obtém um dado efeito fotográfico com um mínimo de energia luminosa.

19. CURVAS DE HURTER E DRIFFIELD (H e D) [31]—HURTER e DRIFFIELD estudaram, no fim do século passado, o modo como varia com a exposição E , a densidade D , e traçaram curvas tomando em ordenadas os valores de D e em abscissas, não os valores correspondentes de E , mas os dos seus logaritmos decimais, $\log E$. As curvas de H e D , bem conhecidas, têm o aspecto dum S inclinado, sendo constituídas por três troços principais: o 1.^o, com a concavidade voltada para cima, é a região de sub-exposição; o 2.^o, sensivelmente rectilíneo, apresentando na parte média um ponto de inflexão, é a zona de exposição normal; o 3.^o, no alto da curva, com a concavidade virada para baixo, é a região de sobre-exposição; nesta região a densidade passa por um máximo e diminui em seguida com o aumento da exposição (fenómeno da solarização).

Na zona de exposição normal existe entre a densidade e o logaritmo da exposição uma relação linear:

$$D = a + \gamma \log E$$

em que $\gamma = \operatorname{tg} \alpha$, coeficiente angular do troço rectilíneo, mede o contraste da emulsão e aumenta com o tempo de revelação.

Suponhamos duas emulsões que reveladas no mesmo revelador e durante o mesmo tempo conduzem a curvas definidas pelas equações:

$$D_1 = a_1 + \gamma_1 \log E$$

$$D_2 = a_2 + \gamma_2 \log E$$

Para dois valores E e E' determinados obtém-se:

$$D_1 - D'_1 = \gamma_1 \log \frac{E}{E'}$$

$$D_2 - D'_2 = \gamma_2 \log \frac{E}{E'}$$

isto é, a diferença de enegrecimentos ou *contraste fotométrico* é proporcional ao gama da emulsão.

Se traçarmos a família de curvas de H e D, que se obtêm com a mesma emulsão e o mesmo revelador, mas tempos diferentes de revelação, verifica-se que γ aumenta com o tempo tendendo para um valor limite, vulgarmente designado por γ_{∞} correspondente a uma revelação máxima compatível com o não aparecimento dum fundo contínuo, velado em demasia.

A família de curvas assim obtidas para uma dada emulsão goza de duas propriedades geométricas importantes: os troços rectilíneos, prolongados, têm um ponto comum, o chamado *ponto de intersecção*, sobre o eixo das abscissas ou ligeiramente abaixo conforme a menor ou maior quantidade de brometo de potássio misturado no revelador; a abscissa desse ponto mede a inércia da emulsão $i = \log E_0$; o valor E_0 da exposição mínima necessária para que comece a haver enegrecimento é tanto mais pequeno quanto mais sensível é a emulsão.

A sensibilidade foi definida por HURTER e DRIFFIELD como o inverso da inércia $s = \frac{1}{i}$. À relação linear, correspondente à zona de exposição normal, pode dar-se a forma:

$$D = \gamma (\log E - \log E_0) = \gamma (\log E - i) = \gamma \log (It - i).$$

20. MEDIDA DO ENEGRECIMENTO COM O MICROFOTÓMETRO [1] — Nos microfotómetros registadores mede-se a intensidade da corrente produzida por um feixe luminoso que atravessa a película impressionada e que incide numa pilha termoelétrica ou numa célula fotoelétrica.

O dado experimental portanto é o desvio d da mancha luminosa, dado pelo espelho do galvanómetro, desvio que é nulo quando a luz é completamente absorvida pela película e máximo na parte da película não impressionada.

O microfotómetro fornece um gráfico, como o representado na figura 2, em que a linha OP corresponde à opacidade completa, ou seja a um desvio nulo, e a linha AB a um desvio d_0 , correspondente à parte da película não impressionada. Entre as duas rectas paralelas OP e AB se encontra a curva CDEF em que o desvio d varia com o enegrecimento, o que permite a medida deste.

Dum modo geral, entre o enegrecimento fotométrico ou den-

sidade, tal como foi definido no § 17, e os desvios observados há uma relação

$$D = \log \frac{I_0}{I} = k \log \frac{d_0}{d};$$

isto é, para medir os enegrecimentos basta medir os desvios da equipagem móvel do galvanómetro. Desta definição resulta $D=0$ para a parte da película não impressionada, em que é $d=d_0$, e $D=\infty$ para a porção da película de tal modo enegrecida que se tenha tornado completamente opaca ($d=0$).

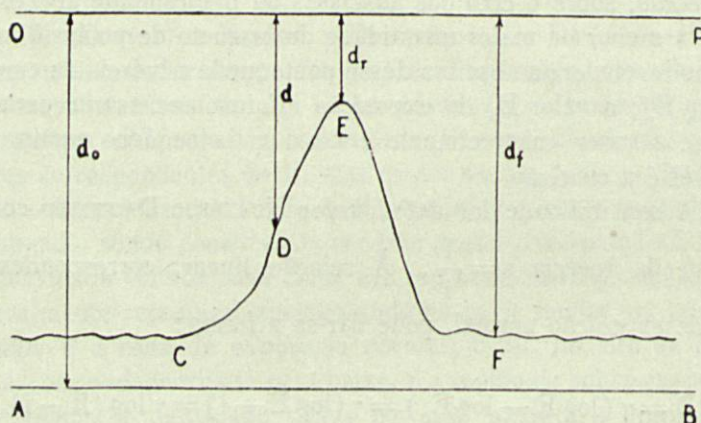


FIGURA 2

Numa película, em geral, ao fundo próprio devido ao facto desta não ser perfeitamente transparente, sobrepõe-se um fundo contínuo e assim o desvio d_r na parte da película exposta é inferior ao desvio d_0 da parte protegida, por exemplo, pelo caixilho metálico do porta-película.

O enegrecimento do fundo contínuo é

$$D_r = k \log \frac{d_0}{d_r}.$$

O enegrecimento máximo correspondente a uma determinada risca, ponto E da figura 2, é análogamente

$$D_m = k \log \frac{d_0}{d_r}.$$

Se quisermos portanto obter o enegrecimento devido às radiações que produziram essa risca, devemos subtrair-lhe o enegrecimento do fundo:

$$D_r = D_m - D_f = k \left(\log \frac{d_o}{d_f} - \log \frac{d_o}{d_r} \right) = k \log \frac{d_r}{d_f}.$$

Notemos desde já que a medida dos enegrecimentos correspondentes às diferentes riscas do espectro magnético da transformação RaD-RaE não é mais do que uma primeira etapa para a determinação da intensidade relativa dos diferentes grupos de electrões e consequentemente dos valores relativos dos coeficientes de conversão interna nos diferentes níveis energéticos.

21. LEI DE SCHWARZSCHILD — Dissemos já que as emulsões fotográficas, só dentro de certos limites dos valores de I e de t , obedecem á lei de BUNSEN e ROSCOE.

A relação linear $D = \gamma \log(E - i)$ tem de ser substituída por uma expressão mais complicada em que, no lugar da exposição $E = It$, apareça uma outra função de I e de t que corresponda mais rigorosamente à condição de reciprocidade.

SCHWARZSCHILD em 1900 propôs substituir E por $E' = It^p$ em que o expoente p depende da emulsão e do comprimento de onda da radiação utilizada.

Se em vez das curvas dando D , em função de E ou de E' , traçarmos, para I constante, a curva $D = f(t)$ obtém-se, no caso da validade da lei de BUNSEN e ROSCOE:

$$D = \gamma (\log t - i')$$

e, no caso mais geral da lei de SCHWARZSCHILD:

$$D = \gamma' (\log t - i') \text{ em que } \gamma' = p\gamma.$$

O coeficiente angular do trço rectilíneo é diferente, salvo no caso em que se possa considerar $p=1$ como acontece com os raios X; para estes também é $i'=0$, a inércia da emulsão é praticamente nula.

22. ACÇÃO FOTOGRAFICA DOS ELECTRÕES — SCHONLAND em 1923 [46], estudou a absorção dos electrões pela matéria, para velocidades entre 0,2 e 0,4 da velocidade da luz (energias ciné-

ticas de 10,5 a 46,5 keV) para determinar como varia, na expressão geral da lei de absorção $I = I_0 e^{-\mu x}$, o coeficiente μ com a velocidade dos electrões e para verificar a expressão de WHIDINGTON $\mu = b/v^4 + c$. Em 1925 [47], estendeu o seu estudo até electrões de $\beta = v/c = 0,9$ e concluiu que a absorção dos electrões pela matéria é devida à perda gradual de energia por colisão com os electrões da matéria.

ELLIS em 1927 [21], empregando placas Ilford-X, estudou o seu enegrecimento pelos raios beta e concluiu que é válida a lei da reciprocidade, que a forma das curvas de H e D é independente da velocidade dos electrões para valores de $H\rho$ superiores a 800 e que o tróço linear da curva começa para valores de $D = 0,3$; para valores de $H\rho$ inferiores a 800 quando uma grande parte dos electrões perde completamente a sua velocidade na camada sensível, a forma da curva pode modificar-se.

ELLIS e WOOSTER [22] tinham admitido que a acção fotográfica variava como $1/\beta^2$, mas no ano seguinte ELLIS e ASTON verificaram que pelo menos na região em que os electrões têm uma energia próxima de 200 keV, essa acção varia mais rapidamente do que $1/\beta^2$ [23].

Comparando os enegrecimentos produzidos por um mesmo número de electrões, para electrões de energia diferente, e tomando como unidade o enegrecimento produzido pelos electrões de $H\rho = 2000$, encontraram os seguintes valores para a actividade fotográfica relativa dos electrões, em função de $H\rho$:

$H\rho$	2000	3000	4000	5000	6000	7000	8000
Actividade fotográfica	1,00	0,80	0,65	0,54	0,46	0,40	0,36

Este trabalho tem para nós especial interesse por ter sido feito com emulsão Ilford para raios X, que foi aquela com que quasi exclusivamente trabalhámos, e ainda por chamar a atenção para o facto da actividade fotográfica variar dum modo inverso no caso de electrões de menor energia; assim diz que para $H\rho = 600$, região em que trabalhámos, a actividade fotográfica é da ordem de $1/10$ do valor que tem para $H\rho = 1400$.

ARNOULT [3] completou as medidas de ELLIS e ASTON, trabalhando igualmente com chapas Ilford-X, para valores de $H\rho$ compreendidos entre 500 e 2000.

Baseados nas medidas de ELLIS, ASTON e ARNOULT traçámos a curva de variação da actividade fotográfica em função de $H\rho$ (figura 3).

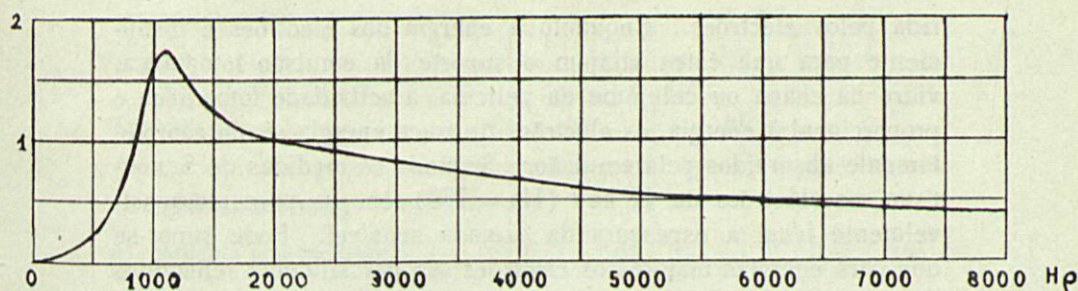


FIGURA 3 — Curva de actividade fotográfica dos electrões, em função do valor de $H\rho$, segundo ELLIS, ASTON e ARNOULT

Essa curva permitiu-nos traçar outra, em escala maior, da região que nos interessa da qual deduzimos os valores da actividade fotográfica correspondente a cada um dos feixes de electrões de conversão interna a que correspondem as riscas obtidas por espectrografia magnética da fonte de Ra (D + E) (figura 4).

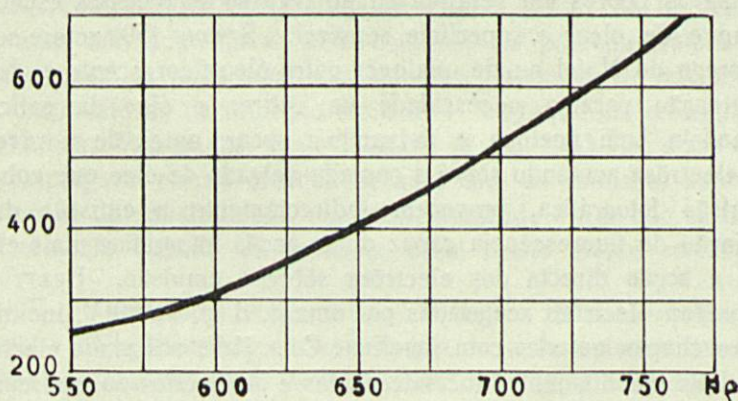


FIGURA 4 — Curva de actividade fotográfica dos electrões para valores de $H\rho$ compreendidos entre 550 e 750

Êsses valores, tomando igual a 1000 a actividade fotográfica dos electrões de $H\rho = 2000$, são respectivamente para os níveis:

L_I	L_{II}	L_{III}	M_I	N_I	O_I
295	300	344	525	600	615

A forma como varia a actividade fotográfica para valores crescentes da energia, faz supor que o enegrecimento produzido depende essencialmente da espessura da camada sensível percor-

rida pelos electrões. Enquanto a energia dos electrões é insuficiente para que estes atinjam o suporte da emulsão fotográfica, vidro da chapa ou celulóide da película, a actividade fotográfica é proporcional à energia, os electrões de fraca energia sendo completamente absorvidos pela emulsão. Segundo as medidas de SCHONLAND, os electrões de 47 keV ($H\rho = 750$) têm um percurso sensivelmente igual à espessura da camada sensível. Pode supor-se que para energias maiores os electrões são parcialmente reflectidos no suporte da emulsão, do que resulta um aumento da actividade; esta atinge o valor máximo quando a energia é a necessária e suficiente para que o electrão, depois de reflectido, percorra novamente em sentido inverso toda a camada sensível; efectivamente verifica-se um máximo de actividade fotográfica para um valor da energia duplo, $W = 94$ keV ($H\rho = 1100$). Daí em diante parte da energia é perdida do ponto de vista da acção fotográfica e a actividade dos electrões diminui com o aumento da sua energia.

Para o estudo dos electrões lentos há vantagem no emprêgo de placas pobres em gelatina ou no recurso a processos especiais como o de olear a superfície sensível. STRONG [50] refere-se ao emprêgo do Nujol ou de qualquer outro óleo fluorescente e chama a atenção para a necessidade de retirar o óleo da película, lavando-a com acetona e deixando-a secar, antes de a revelar. Os electrões actuando sobre a camada delgada de óleo que cobre a emulsão fotográfica, provocam indirectamente a emissão duma radiação de fluorescência capaz duma acção fotográfica mais eficaz que a acção directa dos electrões sobre a emulsão. BRETT [11] empregou electrões acelerados por uma d. d. p. de 60 V, incidindo sobre chapas untadas com vaselina; COLE [14], utilizando electrões emitidos por filamentos incandescentes e acelerados por um campo eléctrico, verificou que a sensibilidade das placas oleadas pode ser 50 a 100 vezes maior que a das placas não tratadas.

WHIDDINGTON e TAYLOR [57] investigaram a acção de electrões de 60 a 300 V sobre filmes «Imperial Duoplex» e verificaram que o aumento de sensibilidade deve ser atribuído principalmente à diminuição de i na fórmula:

$$D = \gamma \log It^p - i$$

tendo obtido os seguintes resultados numéricos:

	γ	p	i
Acção da luz	0,41	0,86	0
Acção de electrões:			
a) película sem tratamento . . .	$0,27 \pm 0,01$	$0,88 \pm 0,01$	$0,47 \pm 0,03$
b) película oleada	$0,31 \pm 0,01$	$0,90 \pm 0,02$	$0,17 \pm 0,01$

Digno de registo é ainda o facto de os valores de γ , p e i serem praticamente independentes da velocidade dos electrões dentro dos limites das experiências realizadas.

As experiências que fiz, possivelmente por ser relativamente grande a energia dos electrões empregados, não mostraram ter qualquer vantagem no tratamento das películas com óleo; experiências comparativas mostraram-me que a nitidez da impressão fotográfica não aumentava; pelo contrário na película tratada as riscas apareciam mais esbatidas, dando a impressão de ter havido uma certa difusão da radiação incidente. Segundo me informou o DR. MANUEL VALADARES, JEAN THIBAUD já em 1933 lhe disse que não empregava placas oleadas porque, com as emulsões actuais, o aumento de sensibilidade era muito reduzido o que não se dava anteriormente quando as emulsões eram muito menos sensíveis.

23. RENDIMENTO FOTOQUÍMICO — É lógico definir *rendimento ou efeito útil fotoquímico* como sendo a razão entre a energia mínima necessária para produzir um certo enegrecimento e a energia total empregada para conseguir esse efeito. Como já dissemos, § 17, um único fotão pode ser suficiente para libertar um electrão duma molécula de BrAg; o ião Br⁻ passa a um estado excitado e acaba por perder o electrão que actuando por sua vez sobre o ião Ag⁺ o reduz ao estado neutro; a existência dum átomo de prata metálica pode ser suficiente para que o grão de que faz parte enegreça completamente sob a acção do revelador. Segundo EGGERT e NODDACK, no caso da luz visível, são necessários 10^9 a 10^{11} fotões por cm², para conseguir um enegrecimento $D = 0,1$.

Actualmente há emulsões sensíveis às radiações infra-vermelhas permitindo fotografar até 11500 Å, isto é, sensíveis a uma energia de aproximadamente 1 eV; nas emulsões vulgares sensíveis

à luz um *quantum* de luz de $6000 \text{ \AA}$ é, ou melhor, pode ser suficiente para provocar o enegrecimento dum grão; a energia correspondente é cerca de 2 eV.

Se designarmos por w a energia mínima necessária para o enegrecimento dum grão e por n o número de grãos enegrecidos por cm^2 , a densidade de energia mínima necessária para provocar esse enegrecimento é $nw \text{ eV/cm}^2$. De facto torna-se necessário empregar uma energia consideravelmente maior. Designando por N o número de partículas actuaes por cm^2 e por W a energia de cada partícula, a densidade de energia empregada é $NW \text{ eV/cm}^2$.

O rendimento ou efeito útil foto-químico é portanto $\eta = \frac{nw}{NW}$

É intuitivo que a actividade fotográfica a que fizemos referência no § anterior, é proporcional ao produto ηW .

BORRIES e KNOLL [10] estudaram o enegrecimento de emulsões fotográficas pelos electrões e pela radiação de fluorescência excitada pelos electrões, traçando, com os valores dados por diferentes autores, redes de curvas de enegrecimento para muitas emulsões e energias variando de 40 eV a 84 keV.

A figura 13 do referido trabalho mostra como o rendimento foto-químico varia, quasi segundo uma lei linear, com o valor da energia dos electrões, entre 10 e 50 keV, tendo um valor de 10^{-5} para 20 keV, de 2.10^{-5} para 34 keV e de 3.10^{-5} para 54 keV, e sendo o rendimento máximo e igual a $3,25.10^{-5}$ para 68 keV com película Agfa-Isochrom para um enegrecimento $D = 0,04$ a que corresponde um número de grãos enegrecidos por cm^2 de emulsão $n = 2,25.10^6$.

A pág. 280 dizem que a tensão óptima de enegrecimento é de 30 a 40 KV no caso da chapa Agfa extra-rápida; a tabela I da pág. 283 mostra a vantagem da película Isochrom sobre as películas próprias para raios X para exposições reduzidas e coloca no alto da escala, ao lado das películas mais sensíveis, os papéis registadores de BrAg como o papel Oszillox. Infelizmente não nos foi possível fazer experiências com este papel pela impossibilidade de o obter no mercado.

SEGUNDA PARTE

Realização prática do trabalho

CAPÍTULO III

Fontes radioactivas

24. PREPARAÇÃO E ACTIVAÇÃO DE FONTES LINEARES — Um dos problemas fundamentais a resolver para a execução do meu trabalho era o da obtenção de fontes de RaD suficientemente intensas e obedecendo às condições mais vantajosas para a aplicação do método de focalização:

a) *Preparação duma fonte linear:*

A primeira fonte que preparei foi a seguinte: uma lâmina de níquel de 0,2 mm de espessura foi dobrada e batida de tal modo que, apertada entre duas lâminas de vidro, de secção quadrada de 2 cm de lado, e 0,6 cm de espessura, deixava visível, entre as duas faces superiores das lâminas de vidro e de nível com estas, uma aresta de 2 cm de comprimento e cerca de 0,3 mm de espessura. O comprimento total da lâmina de níquel é de $2 \times 2,8$ cm o que permite dobrá-la sobre as faces inferiores das lâminas de vidro e estabelecer contacto com o porta-fonte. As lâminas de vidro e de níquel foram coladas umas à outra com um pouco de massa vermelha a que nos laboratórios italianos dão vulgarmente o nome de «sangue de frango»; constituí assim um bloco paralelepípedo, de 2 cm de altura, 2 cm de comprimento e 1,2 cm de largura, que foi introduzido com um ligeiro apêto no porta-fonte.

O porta-fonte é muito simplesmente uma lâmina de latão dobrada em forma de U e fixa a outra lâmina com os lados, normais à aresta de níquel, talhados em bisel.

A caixa porta-fenda, de paredes de chumbo, tem na base um caminho ranhurado que serve de guia ao porta-fonte; nestas condições não só se garante o alinhamento da fonte com a direcção do campo magnético como se resolve facilmente o problema da colo-

cação da fonte no plano mediano da fenda, qualquer que seja a largura desta.

b) *Activação da fonte:*

O Instituto para a Alta Cultura cedeu ao Laboratório de Física da F. C. de Lisboa, para trabalhos de investigação, 35 mg de rádio.

A pequena caixa, com paredes de chumbo e um orifício na parte superior, que contém o rádio, foi colocada num vaso cilíndrico de latão, com tampa de ebonite; nesta fez-se uma janela rectangular na qual se introduziu a fonte a activar. O porta-fonte foi ligado ao potencial negativo de 300 volts, dado por uma bateria de pilhas secas de que o polo positivo foi ligado à terra; a caixa contendo o rádio está em contacto metálico com o vaso de latão e este também em ligação com a terra.

Sob a acção da d. d. p. aplicada forma-se um depósito activo na aresta de níquel, proveniente dos iões formados na atmosfera de radão. Admite-se [16] que se formam iões positivos de RaA que são dotados de uma certa mobilidade e que sob a acção da d. d. p. se vão depositar, pelo menos parcialmente, na aresta de níquel; é evidente que alguns dos iões de RaA podem combinar-se com iões negativos ou electrões existentes no gás ou ainda fixarem-se sobre poeiras, transformando-se em iões grandes de pequena mobilidade, reduzindo-se deste modo a activação da fonte linear; o RaA depositado transforma-se de acôrdo com as leis das transformações rádio-activas.

Esta primeira fonte esteve a activar de 31 de Agosto a 26 de Outubro de 1942 ou seja durante 55 dias. Com ela realizei as minhas primeiras experiências, variando o tempo de exposição de 2 até 15,5 horas, não tendo obtido quaisquer resultados aproveitáveis — películas 1 (26/X/42) a 8 (7/XI/42) —.

Tendo preparado uma segunda fonte linear perfeitamente análoga, coloquei-a a activar em 30 de Outubro de 1942. Essa fonte foi retirada na manhã do dia 22/II/1943 (115 dias de activação) tendo procedido a uma primeira experiência com esta fonte (película 17); a película não apresenta vestígios de riscas, tendo sido de duas horas o tempo de exposição.

Resolvi nessa altura construir uma câmara cilíndrica, roscada na parte inferior, adaptável directamente à caixa contendo o rádio, para reduzir o volume da câmara contendo a emissão e tentar melhorar assim o rendimento da activação. A segunda fonte linear foi posta a activar na nova câmara de 24/II/43 a 10/VI/43, data em

que completou 223 dias de activação. Nos dias 10 e 11 de Junho fiz novas experiências, a primeira de duas horas, para tentar obter as riscas do RaB (película 54), e a segunda de 24 horas (película 55), para obter as riscas do RaD.

Nesta última experiência obtive na película um fundo contínuo bastante nítido, mas ausência de riscas; esta experiência e medidas feitas com contador de partículas mostraram-me que a fonte linear tinha aumentado de intensidade conforme as previsões feitas, mas que havia vantagem em continuar a sua activação e a necessidade absoluta de resolver dum modo eficaz o problema da manutenção do vazio.

A fonte linear foi posta a activar novamente de 11/VI a 30/X/43, durante 142 dias, completando nesta data 365 dias, ou seja, um ano de activação.

Só a partir desta data (películas 66 e seguintes) consegui obter resultados satisfatórios com a fonte linear.

25. CÁLCULO DO DEPÓSITO ACTIVO DE RAD SÔBRE A ARESTA DA LÂMINA DE NÍQUEL, EM PRESENÇA DE 35 MG DE RA, EM FUNÇÃO DO TEMPO — SEDGWICK, no seu trabalho já citado [48], põe com toda a clareza o problema da determinação do número de átomos dos sucessivos produtos de desintegração ao fim dum tempo t a partir do número n_0 de átomos da substância primária, na origem da contagem do tempo, $t_0 = 0$.

Designemos por $n_1, n_2, n_3, \dots$ o número de átomos, ao fim do tempo t , em que n_1 representa o número de átomos da substância primária e $n_2, n_3, \dots$ o dos sucessivos produtos de desintegração. Designando por $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3, \dots$ as constantes radioactivas correspondentes, como λ mede, para cada átomo, a probabilidade de transformação referida à unidade de tempo, e essa transformação é proporcional ao número de átomos existentes, podemos estabelecer as seguintes equações do equilíbrio radioactivo:

$$\frac{dn_1}{dt} = -\lambda_1 n_1; \quad \frac{dn_2}{dt} = \lambda_1 n_1 - \lambda_2 n_2; \quad \frac{dn_3}{dt} = \lambda_2 n_2 - \lambda_3 n_3 \dots$$

Visto que $n_2, n_3, \dots$ são todos inicialmente zero, facilmente se conclui que

$$n_1 = n_0 e^{-\lambda_1 t}$$

$$n_2 = \frac{n_0 \lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} \left(e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t} \right)$$

$$n_3 = n_0 \lambda_1 \lambda_2 \left\{ \frac{e^{-\lambda_1 t}}{(\lambda_2 - \lambda_1)(\lambda_3 - \lambda_1)} + \frac{e^{-\lambda_2 t}}{(\lambda_1 - \lambda_2)(\lambda_3 - \lambda_2)} + \right. \\ \left. + \frac{e^{-\lambda_3 t}}{(\lambda_1 - \lambda_3)(\lambda_2 - \lambda_3)} \right\}$$

e o resultado geral

$$n_{r-1} = n_0 \lambda_1 \lambda_2 \dots \lambda_{r-2} \left\{ \frac{e^{-\lambda_1 t}}{(\lambda_2 - \lambda_1)(\lambda_3 - \lambda_1) \dots (\lambda_{r-1} - \lambda_1)} + \right. \\ \left. + \frac{e^{-\lambda_2 t}}{(\lambda_1 - \lambda_2)(\lambda_3 - \lambda_2) \dots (\lambda_{r-1} - \lambda_2)} + \right. \\ \left. + \dots + \frac{e^{-\lambda_{r-1} t}}{(\lambda_1 - \lambda_{r-1})(\lambda_2 - \lambda_{r-1}) \dots (\lambda_{r-2} - \lambda_{r-1})} \right\}$$

em que o denominador, na parcela de numerador $e^{-\lambda_s t}$ contém todos os factores possíveis do tipo $(\lambda_n - \lambda_s)$ menos o factor nulo $(\lambda_s - \lambda_s)$.

No caso que nos interessa, os sucessivos elementos radioactivos e respectivas constantes de desintegração, em segundos⁻¹, são:

Ra	$\lambda_1 = 1,381 \cdot 10^{-11}$	RaC	$\lambda_5 = 5,86 \cdot 10^{-4}$
Rn	$\lambda_2 = 2,10 \cdot 10^{-6}$	RaC'	$\lambda_6 = 4,78 \cdot 10^3$
RaA	$\lambda_3 = 3,79 \cdot 10^{-3}$	RaD	$\lambda_7 = 8,80 \cdot 10^{-10}$
RaB	$\lambda_4 = 4,31 \cdot 10^{-4}$		

Sendo $m_{Ra} = 0,035$ gramas a quantidade de rádio existente no Laboratório e $N = (6,0245 \pm 0,0004) \cdot 10^{23}$ mole⁻¹ o número de AVOGADRO [5], na escala química $= \frac{6,0245 \cdot 10^{23}}{1,00027} = 6,0228 \cdot 10^{23}$, o número de átomos de rádio existente é

$$n_0 = \frac{m_{Ra}}{M_{Ra}} \times N = \frac{35 \cdot 10^{-3}}{226} \times 6,0228 \cdot 10^{23} = 0,934 \cdot 10^{20}$$

e ao fim dum tempo t o número de átomos n_1 de Ra e $n_2, n_3, \dots$ dos sucessivos produtos de desintegração é:

$$n_1 = n_0 e^{-\lambda_1 t}$$

$$n_2 = \frac{n_0 \lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t})$$

.

.

.

$$n_7 = n_0 \lambda_1 \lambda_2 \dots \lambda_6 \left\{ \frac{e^{-\lambda_1 t}}{(\lambda_2 - \lambda_1) \dots (\lambda_7 - \lambda_1)} + \frac{e^{-\lambda_2 t}}{(\lambda_1 - \lambda_2) \dots (\lambda_7 - \lambda_2)} + \dots \right. \\ \left. + \dots + \frac{e^{-\lambda_7 t}}{(\lambda_1 - \lambda_7) \dots (\lambda_6 - \lambda_7)} \right\}$$

Atendendo aos valores relativos de $\lambda_1, \lambda_2, \dots, \lambda_7$ podemos escrever:

$$\frac{n_7}{n_0} = \frac{\lambda_1}{\lambda_7} e^{-\lambda_1 t} + \frac{\lambda_1}{\lambda_2} e^{-\lambda_2 t} - \frac{\lambda_1 \lambda_2 \lambda_4 \lambda_5}{\lambda_3^2 (\lambda_4 - \lambda_3) (\lambda_5 - \lambda_3)} e^{-\lambda_3 t} - \\ - \frac{\lambda_1 \lambda_2 \lambda_3 \lambda_5}{\lambda_4^2 (\lambda_3 - \lambda_4) (\lambda_5 - \lambda_4)} e^{-\lambda_4 t} - \\ - \frac{\lambda_1 \lambda_2 \lambda_3 \lambda_4}{\lambda_5^2 (\lambda_3 - \lambda_5) (\lambda_4 - \lambda_5)} e^{-\lambda_5 t} + \frac{\lambda_1 \lambda_2 \lambda_3 \lambda_4 \lambda_5}{\lambda_6^5} e^{-\lambda_6 t} - \frac{\lambda_1}{\lambda_7} e^{-\lambda_7 t} \\ \frac{n_7}{n_0} = 1,569 \cdot 10^{-2} e^{-\lambda_1 t} + 0,66 \cdot 10^{-5} e^{-\lambda_2 t} - \\ - 1,569 \cdot 10^{-2} e^{-\lambda_7 t} = 1,569 \cdot 10^{-2} (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_7 t})$$

$$\text{e, para } n_0 = 0,934 \cdot 10^{20}, \quad n_7 = 1,46 \cdot 10^{18} (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_7 t})$$

O cálculo feito mostra que o número de átomos de RaD é respectivamente

$n_7 = 2,8 \cdot 10^{15}$	ao fim de	1 mês	de activação
$6,55 \cdot 10^{15}$	» » »	2 meses	» »
$9,8 \cdot 10^{15}$	» » »	3 »	» »
$1,96 \cdot 10^{16}$	» » »	6 »	» »
$3,88 \cdot 10^{16}$	» » »	12 »	» »
$5,79 \cdot 10^{16}$	» » »	18 »	» »

A quantidade de RaD produzida ao fim dum ano de activação da fonte, junto dos 35 mg de Ra é portanto

$$m_{\text{RaD}} = n_7 \frac{M_{\text{RaD}}}{N} = 3,88.10^{16} \times \frac{210}{6,0228.10^{23}} = 13,5.10^{-6} \text{ gramas.}$$

O depósito activo de RaD na aresta de níquel é necessariamente menor ou quando muito igual a este valor.

Sendo

$$m_7 = \frac{\lambda_1}{\lambda_7} \times \frac{M_7}{M_1} = \frac{1,381.10^{-11}}{0,88.10^{-9}} \times \frac{210}{226} = 14,6.10^{-3} \text{ gramas,}$$

a massa de RaD cuja actividade é um curie, a actividade do depósito activo não excede 0,925 mC. Como veremos adiante (§ 30), o depósito na aresta de níquel é muito inferior a este valor por o rendimento da activação ter sido consideravelmente menor do que a unidade.

26. PREPARAÇÃO DE OUTRAS FONTES — O facto de ter verificado que, na melhor das hipóteses, tendo a fonte linear a activar *durante um ano* na atmosfera de radão, em equilíbrio com os 35 mg de rádio, o depósito activo de RaD seria apenas de 13,5 milionésimas de grama, levou-me naturalmente a procurar, sem pôr de parte as fontes assim preparadas, obter fontes mais intensas e sem uma tão grande perda de tempo.

Para esse efeito o Instituto de Oncologia cedeu-me gentilmente um milhar de agulhas antigas de emanação, sem qualquer valor do ponto de vista terapêutico, mas constituindo para mim uma fonte preciosa de Ra (D + E), visto estes dois produtos se encontrarem depositados em estado puro nas paredes internas dos tubos de vidro que formam as agulhas.

Com o vidro de algumas das agulhas finamente pulverizado num almofariz de ágata, preparei 2 fontes relativamente muito intensas: uma depositando o pó assim obtido numa lâmina de vidro de 2 cm × 2 cm, que utilizei, colocando-a no porta-fonte com uma inclinação de 30°; a outra depositando o pó na caleira em forma de V com cerca de 1 mm de abertura, formada pelo encontro de 2 biseis feitos em lâminas de vidro coladas face a face. Num e

noutro caso o pó foi fixado ao vidro por meio duma gota de vidro solúvel.

Ainda com o objectivo de conseguir rapidamente uma fonte suficientemente intensa que me permitisse obter resultados, embora não muito precisos, construí uma fonte com uma bateria de agulhas de emanção, colocadas verticalmente, lado a lado, entre duas lâminas quadradas de vidro com 2 cm de lado, deixando-as salientes num dos topos das lâminas e partiudo-as tôdas à mesma altura. Com estas fontes fiz várias experiências-películas n.º 9 (20/XI/42) a n.º 16 (20/II/43). Consegui assim impressionar as películas pela acção dos raios beta, mas obtendo um espectro contínuo e não um espectro de riscas como pretendia. A causa do insucesso deve atribuir-se à forma imperfeita de preparação das fontes, que dando lugar a fortes absorções pela matéria empregada, me conduziu a resultados análogos aos obtidos por BECQUEREL e pelos numerosos experimentadores que se lhe seguiram até 1910, data das primeiras experiências já citadas no § 2.º, de VON BAEYER, HAHN e MEITNER [4].

27. EXTRACÇÃO E PURIFICAÇÃO DO RAD DE ANTIGAS AGULHAS DE RADÃO — Êste trabalho foi realizado em colaboração com a minha Colega da Universidade de Lisboa, D. LÍDIA SALGUEIRO. A técnica seguida foi, salvo pequenas diferenças de pormenor, a preconizada e seguida por IRENE CURIE [15].

O primeiro trabalho de que tenho conhecimento em que fóssem utilizadas antigas agulhas de radão como fonte de Ra (D + E) data de 1913 [42].

Sobre o mesmo assunto consultámos também os seguintes trabalhos [28], [32], [37] e [44].

Como os diferentes autores acima citados não são absolutamente concordantes sobre a marcha a seguir começámos por experimentar os diferentes processos que se distinguem, logo de início, pelo ácido empregado para dissolver o depósito activo de Ra (D + E + F) aderente ao vidro das agulhas. Assim enquanto IRENE CURIE [15] emprega a água régia, OTTO HAHN [28] ataca o pó de vidro com ácido azótico e M.^{me} CURIE e J. ESCHER-DESRIVIERES [37] preconizam o emprêgo de ácido clorídrico concentrado. Não reconhecendo vantagem em pormenorizar as tentativas, umas bem, outras mal sucedidas, de tôdas as nossas experiências, preferimos dar primeiro indicações gerais sobre material a utilizar e técnica a seguir e finalmente um quadro sintético da marcha geral das operações.

a) *Indicações gerais:*

Os tratamentos químicos incidindo sobre porções de matéria da ordem do centígrama ou do milígrama e sobre volumes da ordem do cm^3 ou da dezena de cm^3 , torna-se necessário evitar a perda de matéria activa que tem uma tendência natural a aderir às paredes dos recipientes ou aos filtros necessários para as diferentes manipulações. Aconselha-se por isso o emprêgo de pequenos cadinhos de quartzo, para a obtenção de resíduos activos por aquecimento, em banho-maria, até à secura e o emprêgo de pequenas pipetas de quartzo para a separação dos líquidos activos, evitando-se tanto quanto possível o uso de filtros, bem como o de reagentes não voláteis afim de não acumular matérias inactivas nos produtos purificados.

A marcha das operações químicas deve ser acompanhada pela medida com um contador de GEIGER-MULLER da actividade tanto dos produtos activos como dos resíduos que frequentemente terão de ser tratados uma e mais vezes para os tornar praticamente inactivos.

As agulhas de radão usadas em terapêutica são pequenos tubos de vidro muito fino de 1 a 2 cm de comprimento e alguns décimos de milímetro de diâmetro.

Quando são preparadas, o radão é comprimido no tubo por meio duma coluna de mercúrio de modo que as agulhas contêm frequentemente gotas ou pelo menos vestígios de mercúrio.

A primeira operação a efectuar é naturalmente separar as agulhas que se pretende tratar, lavá-las com álcool e éter, parti-las em pequenos fragmentos, numa prensa ou com um martelo entre duas folhas de cartão e pulverizá-las num almofariz de ágata.

O vidro das agulhas é um borosilicato de chumbo que contém como impurezas ferro, cobre e arsénio bem como o mercúrio proveniente do processo empregado para a recolha do radão.

Tratando o pó de vidro com um ácido forte dissolve-se neste o depósito activo de evolução lenta, que se encontrava aderente ao vidro no interior das agulhas, mas também o vidro e o mercúrio são atacados pelo ácido de modo que no soluto assim obtido encontram-se sais alcalinos e sais de chumbo, de mercúrio e de certas impurezas existentes (ferro, cobre e arsénio).

A recuperação das substâncias radioactivas faz-se tratando o soluto pela amónia; obtém-se um precipitado de hidróxidos de Pb e de Ra ($D + E + F$) que é dissolvido em água régia de modo a obter um soluto de cloretos e nitratos que é evaporado à secura. O resíduo de cloretos e nitratos é dissolvido em água

repetindo-se o tratamento pela amónia para eliminar os restos de sais alcalinos e de cobre que porventura não tivessem sido eliminados na operação anterior. O precipitado é dissolvido em ácido clorídrico, a frio, evaporado à secura e retomado por água quente que dissolve os cloretos de Ra ($D + E + F$) formados.

O soluto aquoso de cloretos (a que se adiciona 1 gota de ácido clorídrico para precipitar os sulfuretos em meio ligeiramente ácido) é tratado pelo ácido sulfídrico a quente. Obtém-se um precipitado negro que se separa por filtração, se dissolve em água régia, se evapora à secura e se retoma por água.

A principal impureza que resta eliminar é o mercúrio. Para isso trata-se o soluto radioactivo por uma solução quente de sulfureto de amónio, para precipitar os sulfuretos de Pb e de Ra ($D + E + F$), até não precipitar mais; junta-se-lhe em seguida um soluto quasi saturado de potassa e deixa-se ficar a digerir durante uma noite; consegue-se assim separar o mercúrio que é arrastado pelo líquido bem como os vestígios de arsénio proveniente do vidro das agulhas.

O precipitado radioactivo, sob a forma de sulfuretos de Ra ($D + E + F$) separa-se por filtração, dissolve-se em água régia, evapora-se até à secura e retoma-se por ácido azótico; o RaD pode assim conservar-se em solução azótica num frasco de vidro PIREX.

A conveniência de recuperar os restos de matéria activa que se encontram normalmente nos resíduos das primeiras operações de separação complica um pouco a marcha geral do trabalho de extracção e purificação do RaD.

Para facilitar a sua realização indicámos em seguida, dum modo condensado, o material necessário, a forma de preparação de alguns dos reagentes empregados e a marcha geral das operações a efectuar.

b) *Material necessário:*

- 1) Almofariz de ágata para pulverizar as agulhas.
- 2) Cadinhos de quartzo transparente com cerca de 10 cm³ de capacidade.
- 3) Pipetas de quartzo de 0,1 a 0,2 mm de diâmetro interno no tubo inferior.
- 4) Vidros de relógio, vasos e frascos de vidro PIREX de pequenas dimensões.
- 5) Filtros de vidro de IENA.
- 6) Aparelho de KIPP, frasco lavador, frasco de segurança com tubo abdutor afilado.

- 7) Sulfureto de ferro granulado e ácido clorídrico do comércio para preparação do ácido sulfídrico.
- 8) Ácido azótico ($D = 1,40$).
- 9) Ácido clorídrico ($D = 1,19$).
- 10) Amónia ($D = 0,925$).
- 11) Potassa cáustica em bastonetes.

c) *Preparação de reagentes empregados:*

- 1) Água régia diluída a $\frac{1}{2}$.

1 parte de NO_3H , 3 partes de ClH e 4 partes em volume de água destilada. Preparar no momento do emprêgo.

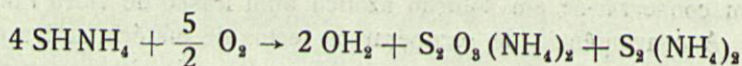
- 2) Soluto saturado de SHNH_4 .

Destilar a amónia comercial para a água tridestilada e receber o ácido sulfídrico na amónia durante 3 horas aproximadamente; a cor vai mudando de ligeiramente amarelada para amarelo mais dourado até que se atinge a saturação que se reconhece não só pela cor como pelo cheiro a sulfídrico.

A reacção fundamental é a seguinte: $\text{SH}_2 + \text{NH}_3 \rightarrow \text{SHNH}_4$.

O SHNH_4 em presença dum excesso de NH_3 transforma-se em sulfureto neutro: $\text{SHNH}_4 + \text{NH}_3 \rightarrow \text{S}(\text{NH}_4)_2$.

A cor amarela é devida à reacção:



que dá lugar à formação do hipossulfito e do dissulfureto de amónio.

- 3) Soluto de potassa.

Lavar primeiro em água o bastonete de potassa e dissolver em seguida em água destilada até ter um soluto quasi saturado.

d) *Marcha geral das operações a efectuar:*

- 1) Ataque do pó de vidro das agulhas pela água régia, diluída a $\frac{1}{2}$, a quente, a banho-maria, obtendo assim o soluto I que se separa por pipetagem. A operação deve repetir-se tantas vezes quantas forem necessárias para que se verifique, com o contador de partículas, que o pó de vidro já não conserva uma radioactividade apreciável.

2) O soluto I é evaporado à secura, em banho-maria, e tratado pelo ácido clorídrico concentrado para separar a sílica que é insolúvel no ácido clorídrico. O tratamento faz-se a quente, a banho-maria, e obtém-se assim o soluto II, em ácido clorídrico, que se separa por filtração. A operação repete-se algumas vezes.

3) O soluto II é aquecido, em banho-maria, até à secura, e o resíduo dissolvido a frio numa pequena quantidade de água (soluto III).

4) O soluto III é tratado pela amónia em excesso.

Obtém-se:

Um precipitado branco abundante, de hidróxidos de Pb e Ra ($D + E + F$) — *resíduo A* ($+ A_1$) — que se separa por filtração do soluto a. O resíduo $A + A_1 + A_2 + \dots$ é dissolvido em água régia e o soluto evaporado à secura. O resíduo de cloretos e nitratos assim obtido dissolve-se em água e trata-se novamente pela amónia em excesso.

SOLUTO a

Evaporado à secura, medida a radioactividade do resíduo; sendo activo, redissolver e repetir o tratamento pela amónia.

RESÍDUO A_1

SOLUTO a'

(a juntar a A) Proceder como com a

RESÍDUO $A' (+ A'_1)$

SOLUTO a''

Dissolver em ácido clorídrico, evaporar à secura, retomar por água. Adicionar uma gota de ClH normal e tratar pelo SH_2 a quente.

Proceder como com a

RESÍDUO A'_1

SOLUTO a'''

(a juntar a A') Proceder como com a

RESÍDUO B ($+ B_1$)

SOLUTO b

Precipitado negro de sulfuretos de Pb e Ra ($D + E + F$). Dissolver em água régia, diluída a $\frac{1}{2}$, evaporar à secura, retomar por água e tratar pelo soluto quente de sulfureto de amónio e pelo soluto de potassa.

Medir a radioactividade; sendo activo, redissolver e tratar novamente pelo ácido sulfídrico.

RESÍDUO B_1

SOLUTO b'

(a juntar a B) Proceder como com b

RESÍDUO C ($+ C_1$)

SOLUTO c

Repetir o tratamento pelos solutos de sulfureto de amónio e potassa. Separar por filtração o precipitado de sulfuretos de Ra ($D + E + F$), dissolver em água régia, evaporar à secura e retomar por ácido azótico.

Medir a radioactividade; sendo activo, redissolver e tratar novamente pelo ácido sulfídrico.

RESÍDUO C_1

SOLUTO c'

(a juntar a C) Proceder como com c

28. PREPARAÇÃO DE FONTES PLANAS A PARTIR DO SOLUTO AZÓTICO DE RA (D + E + F) — Como o ácido azótico empregado de densidade $D = 1,4$ contém 65 % de ácido azótico puro, para preparar um soluto a 7 %, para electrolisar, misturei o soluto com água destilada na proporção de 8 para 100 cm³. Nestas condições em $8 \times 1,4 = 11,2$ gramas de soluto existem $0,65 \times 11,2 = 7,3$ gramas de ácido azótico puro e 3,9 gramas de água, que misturados com 100 gramas de água dão a percentagem desejada $\frac{7,3 \times 100}{103,9} = 7 \%$.

A electrólise foi feita entre duas lâminas de ouro de $2 \text{ cm} \times 2 \text{ cm}$, colocadas num vaso de vidro à distância de 1,5 cm, lâminas que tinham sido previamente cobertas duma ligeira camada de parafina numa das faces.

Convindo que a intensidade da corrente fôsse de $3,10^{-4}$ A/cm², [32], fixei a intensidade da corrente em $I = 0,3 \times 4 = 1,2 \text{ mA}$, por meio de resistências intercaladas no circuito, em série com o voltâmetro e um miliamperímetro Weston, com escala graduada em décimos de miliampere, de 0 a 10 mA, empregando como gerador de corrente uma bateria de acumuladores alcalinos.

O RaD e o chumbo, sob a forma de peróxido, depositam-se na lâmina anódica enquanto que o RaF (polónio) se deposita na lâmina catódica.

A 1.^a operação electrolítica entre lâminas de ouro começou em 28/I/43 e prosseguiu até ao dia 10/II/43 com os intervalos, apenas, necessários para medir ao contador de partículas a actividade das lâminas. Em 10/II/43 fiz um 1.^o ensaio fotográfico, expondo a película durante uma hora à acção da radiação da lâmina activada, tendo obtido uma impressão nítida mas não muito forte.

No dia 25/II/43 fiz a 1.^a experiência de espectografia, com a lâmina de ouro, obtendo com 10 horas de exposição um fundo contínuo fraco (película 18).

Para poder prosseguir as experiências de espectografia com a 1.^a lâmina de ouro, no dia 24/II/43 pus a activar por electrólise uma 2.^a lâmina de ouro até 23/III/43 dia em que obtive a 1.^a película com esta fonte, depois de ter verificado ao contador que estava mais intensa do que a lâmina de ouro I (película 31).

29. CONTADORES DE PARTÍCULAS IONIZANTES DE GEIGER-MULLER — Os contadores de GEIGER-MULLER foram para mim auxiliares preciosos, tanto na preparação como na avaliação da intensidade das fontes radioactivas depois de preparadas. Saindo do âmbito

dêste meu trabalho um estudo pormenorizado de contadores, limito-me a fazer uma ligeira referência àquêles com que trabalhei e a mencionar os trabalhos [25], [53], [56], onde se encontram indicações bastante completas, tanto no que diz respeito a montagem e funcionamento como a bibliografia.

Num contador dêste tipo, existe sempre um cilindro metálico ôco, no eixo do qual se encontra um filamento também metálico; entre o filamento e o tubo aplica-se uma d. d. p. ligeiramente menor do que a necessária para que se dê a descarga permanente através do gás que enche o contador; a passagem duma partícula ionizante, desde que dê origem a um par de iões, produz entre o filamento e o cilindro uma descarga de pequena duração; a impulsão resultante da descarga transmite-se a um circuito amplificador que por sua vez acciona um totalizador do número de impulsões.

O tempo e o modo de extinção da descarga depende das dimensões do tubo e da mistura gasosa empregada no seu enchimento; o filamento encontra-se em ligação com a terra por meio duma resistência elevada, a *resistência de fuga*; quando da descarga, a queda de tensão na resistência é considerável e a d. d. p. entre o fio e o cilindro torna-se inferior ao valor mínimo necessário para provocar a descarga; nestas condições cessa a descarga através do gás que enche o tubo. Ao tempo necessário para que o contador volte ao estado inicial dá-se o nome de *tempo de resolução*; êsse tempo define o *poder separador* do contador, isto é, a impossibilidade do tubo reagir à passagem de duas partículas *separadas* por um intervalo de tempo inferior a um certo valor mínimo.

Nos tubos cheios de gases leves (ar, hidrogénio, hélio, néon, árgon, etc.) é relativamente grande a mobilidade dos iões formados, a resistência de fuga é da ordem de 10^9 ohms e o tubo funciona com tensões compreendidas entre 1000 e 1800 volts.

Num tubo de tensão elevada, o valor da tensão pode variar entre limites relativamente afastados, de cerca de 100 a 300 V, sem que haja alteração na contagem feita pelo contador; à região de trabalho em que o número de descargas é independente da tensão aplicada, dá-se o nome de *patamar*.

Quanto maior é a resistência de fuga, maior é o patamar, o que é uma vantagem, mas menor é o poder separador, o que é um inconveniente.

Se em vez de gases constituídos por átomos leves, se empregam no enchimento do contador, vapores de substâncias orgânicas,

dando lugar à formação de iões pesados, como o álcool e a acetona, a fraca mobilidade dos iões positivos formados cria uma carga espacial positiva, em tórno do fio, que compensa parcialmente a d. d. p. entre o fio e o cilindro e, para que a descarga cesse, basta uma queda de tensão menor na resistência de fuga.

Nos contadores deste tipo basta uma resistência de fuga da ordem do megaohm; o tempo de resolução diminui, o poder separador aumenta e pode atingir valores próximos de 100 descargas por segundo; além disso a tensão necessária para o bom funcionamento do contador é muito menos elevada; em contra-partida de todas estas vantagens, o patamar não existe praticamente o que obriga a uma regulação prévia do contador sempre que se queiram comparar resultados.

Por vezes trabalhámos com o contador de partículas com tubo de alta-tensão existente no Laboratório de Física de Lisboa, tal como é descrito por A. GIBERT nos trabalhos já citados. Habitualmente utilizámos o contador, patente de WYNN-WILLIAMS, «Cambridge Ionisation Counter», de baixa tensão.

Neste contador, o cilindro metálico não constitui o tubo exterior como é vulgar. O tubo é de vidro e o tópo, primitivamente plano, foi deformado de modo a reduzir a sua espessura ao ponto de permitir a passagem dos raios beta; como se torna necessário, devido à transparência do vidro, proteger o contador da acção da luz, durante o seu emprêgo, o tubo encontra-se montado no interior dum cilindro revestido de chumbo tendo no tópo uma lâmina fina de alumínio.

O esquema das ligações é o indicado na figura 5.

A lâmpada T é um thyatron, isto é, um tríodo no interior do qual, em vez dum vazio elevado, existe vapor de mercúrio ou um gás inerte a uma pressão reduzida.

As baterias A, de 100 a 150 V, e B, superior a 120 V, devem ser capazes de fornecer uma corrente instantânea de cerca de 100 mA.

A bateria C, de filamento, tem de fornecer uma corrente de 1,36 A a 4 V; sob pena de avaria do relé, a tensão desta bateria não deve baixar de 3,8 V.

A bateria D, de grelha, deve ser de 15 V.

Em geral trabalhávamos com tensões cerca de 90 V, nas baterias A e B e de 9 V na bateria D às quais correspondia, para fundo do contador, cerca de 15 descargas por minuto provocadas pelos raios cósmicos.

O processo de extinção da descarga neste contador difere do

sucintamente descrito acima para os contadores de extinção interna.

Trata-se dum contador de extinção externa e a montagem indicada na figura 5 e devida a WYNN-WILLIAMS é sem dúvida das mais simples deste tipo.

A bateria D torna negativo o potencial da grelha o que impede a passagem da corrente de placa através da lâmpada enquanto o valor absoluto do potencial de grelha for superior a um determinado valor crítico v_g . Mas se, por qualquer circunstância, esse potencial se tornar menos negativo uma corrente de placa fornecida pela bateria A atravessa a lâmpada e a grelha torna-se incapaz de extinguir o arco, mesmo que se restabeleça o seu

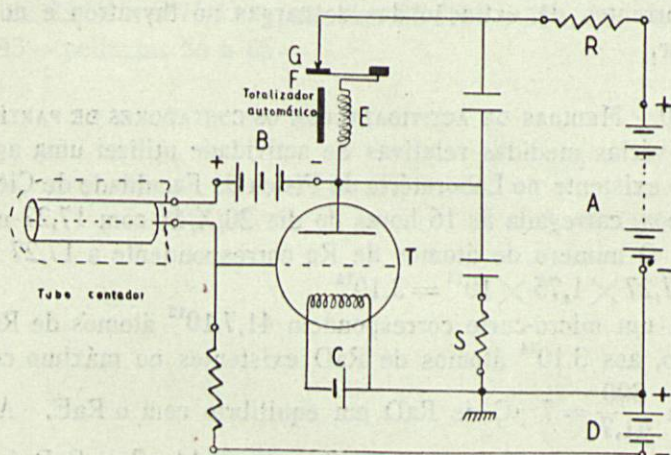


FIGURA 5 — Contador de partículas de Cambridge

potencial negativo, visto formar-se à sua volta uma carga espacial positiva que neutraliza o seu efeito; para extinguir o arco torna-se necessária uma causa exterior. A corrente de placa, passando através da bobina E do totalizador automático, faz com que o núcleo atraia a armadura F o que provoca o avanço dum dente na roda dentada do mecanismo contador e totalizador do número de descargas e, simultaneamente, interrompe o circuito de placa entre F e G, extinguindo o arco no thyatron.

O tubo contador está submetido ao potencial v_c , criado pelas baterias A e B, ligeiramente inferior ao necessário para que se dê a descarga através do gás, em condições normais; mas, se uma partícula ionizante atravessa o contador, escorva-se a descarga o que tem por efeito destruir o potencial negativo da grelha e permi-

tir o funcionamento do mecanismo contador nas condições acima expostas. A passagem da corrente de placa através da resistência R e da bobina E provoca uma queda de tensão que torna insuficiente o potencial aplicado ao tubo contador de modo que, numa fracção de 15 a 20 milésimos de segundo, a descarga através do gás do tubo contador cessa também, e o aparelho fica em condições de contar outra partícula ionizante.

Vê-se assim que seria possível contar 50 descargas por segundo se não fôsem as limitações impostas pelo funcionamento mecânico do totalizador que aconselham não ultrapassar 25 descargas por segundo.

Os dois condensadores e a resistência S, indicados no esquema, destinam-se simplesmente a absorver a energia das extra-correntes de extinção das descargas no thyatron e no tubo contador.

30. MEDIDAS DE ACTIVIDADE COM OS CONTADORES DE PARTÍCULAS

— Nas várias medidas relativas de actividade utilizei uma agulha-padrão existente no Laboratório de Física da Faculdade de Ciências de Lisboa, carregada às 16 horas do dia 20/X/41 com 17,27 mC de radão. O número de átomos de Rn correspondente a 17,27 mC é $n_0 = 17,27 \times 1,75 \times 10^{13} = 3.10^{14}$.

A um micro-curie correspondem $41,7.10^{12}$ átomos de RaD e, portanto, aos 3.10^{14} átomos de RaD existentes no máximo correspondem $\frac{300}{41,7} = 7 \mu\text{C}$ de RaD em equilíbrio com o RaE. A actividade total máxima desta agulha é portanto $14 \mu\text{C}$ de RaD + RaE. É evidente que a actividade vai diminuindo à medida que vai diminuindo o número de átomos de RaD e de RaE existentes mas, atendendo ao valor elevado do período do RaD, essa diminuição é insignificante e a actividade da agulha durante o tempo em que a utilizei era superior a $6,9 \mu\text{C}$.

A actividade da fonte linear n.º 1 durante as experiências n.ºs 1 a 8, a que já fiz referência no § 24, não excedia $13 \mu\text{C}$.

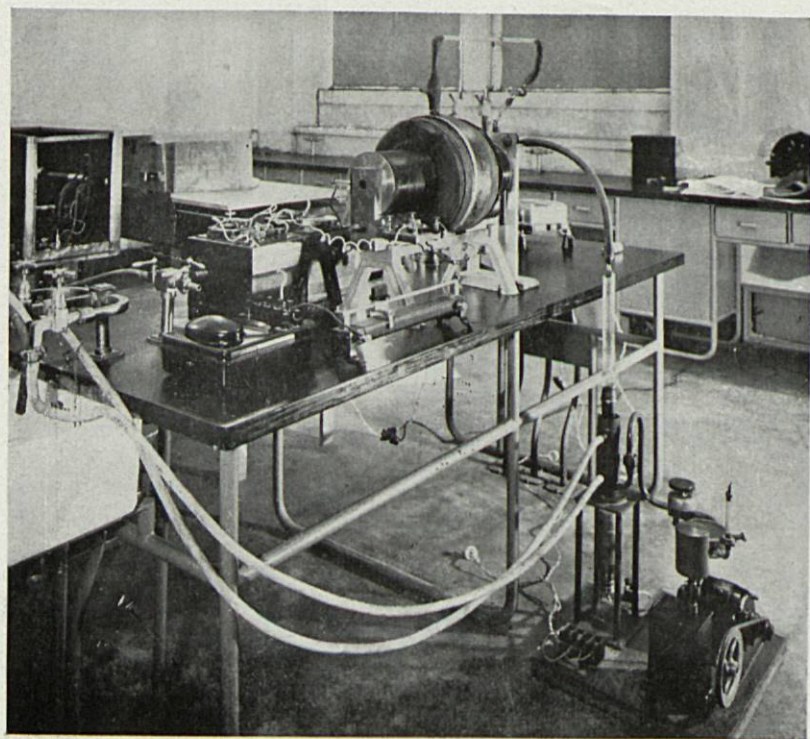
A actividade da fonte linear n.º 2 no dia 22/II/43, quando procedi à primeira experiência com esta fonte, — película 17 — era $13 \mu\text{C}$.

A sua actividade foi sendo medida periódicamente, sendo de $18 \mu\text{C}$ em 27/III — películas 34 a 36 —; de $28 \mu\text{C}$ em 10/VI/43 — películas 54 e 55 — e de $40 \mu\text{C}$ em 25/IX/43; não tornei a fazer medidas da actividade desta fonte, mas ao fim dum ano de activação, em 30/X/43, a sua actividade não devia exceder $45 \mu\text{C}$.

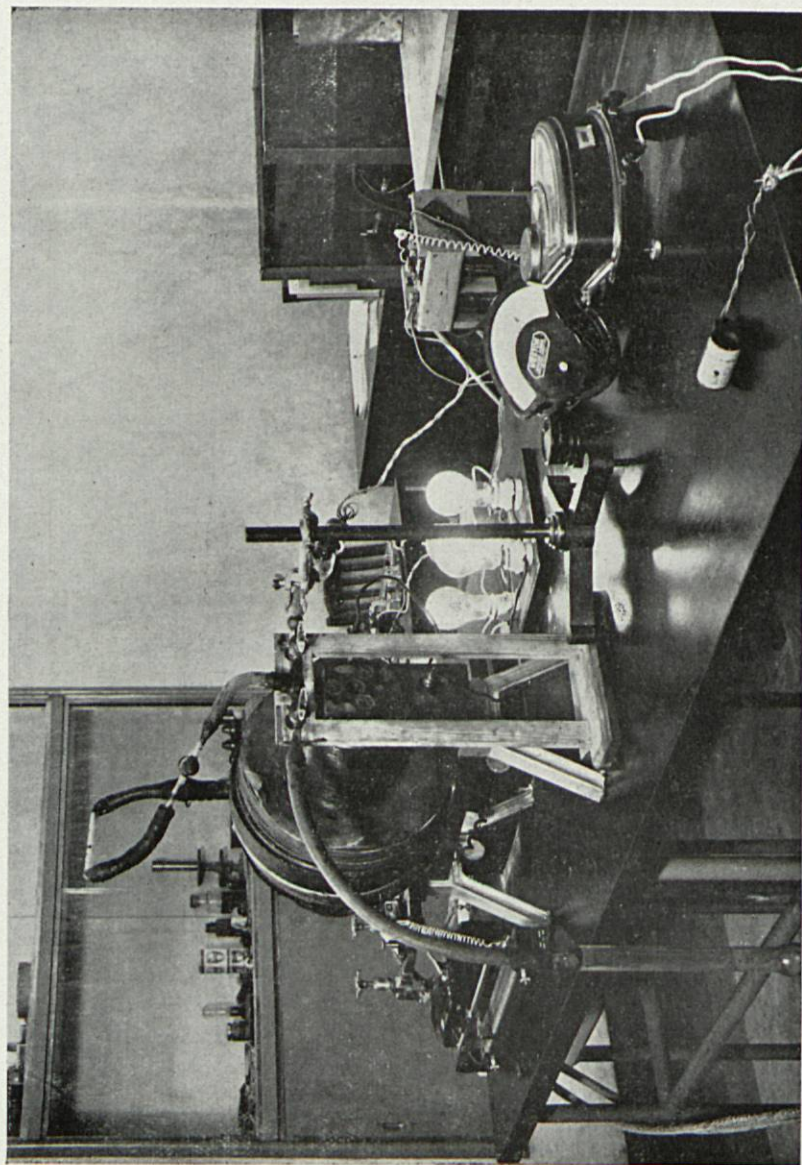
Ora mostrei no § 24 que, se o rendimento da activação fôsse igual à unidade, o depósito activo devia ser de $925 \mu\text{C}$; portanto o rendimento da activação foi ligeiramente inferior a 5 %. Se atendermos porém ao pequeno valor da superfície activada, $20 \times 0,3 = 6 \text{ mm}^2$, o resultado obtido não se pode considerar anormal.

A fonte a que me refiro no § 26, lâmina de vidro com um depósito activo constituído por pó de agulhas de radão, tem uma actividade de cerca de $150 \mu\text{C}$.

Quanto às fontes planas, preparadas por depósito electrolítico de RaD sobre lâminas de ouro de $2 \times 2 \text{ cm}^2$, a que faço referência no § 28, a sua actividade é $186 \mu\text{C}$ para a lâmina n.º 1 e cerca de 300 a $400 \mu\text{C}$ para a lâmina de ouro n.º 2, durante as experiências feitas de 23/III a 5/VI/43 — películas 31 a 34 e 38 a 53 — e de 1 a 29/X/43 — películas 56 a 65 —.



Vista geral da instalação de espectrografia magnética



Vista geral da instalação, notando-se no 1.º plano os aparelhos de medida do vazio e do campo magnético

CAPÍTULO IV

Aparelhagem espectrográfica

31. GENERALIDADES — Qualquer que seja a forma por que se pretenda aplicar o método de focalização, necessários se tornam sempre 3 órgãos essenciais:

1.º Um aparelho gerador dum campo magnético, tão uniforme quanto possível no espaço, tão constante quanto possível no tempo.

2.º Uma câmara onde seja possível manter um grau de vazio da ordem de 10^{-2} a 10^{-1} mm de Hg, cabendo no entre-ferro do aparelho produtor do campo magnético e com capacidade suficiente para conter o espectrógrafo propriamente dito.

3.º Um espectrógrafo constituído essencialmente pela fonte radioactiva, pela fenda e pela película ou chapa fotográfica e os respectivos órgãos portadores.

A necessidade de proteger a película da acção directa da radiação gama obriga a interpor entre ela e a fonte uma substância capaz de, pelos valores conjugados da sua massa atómica e da sua espessura, absorver completamente essa radiação; daí o emprêgo do chumbo nas paredes da caixa porta-fenda, no interior da qual se encontra o porta-fonte.

A necessidade de evitar a acção indirecta das radiações emitidas pelas paredes da câmara de vazio e do próprio espectrógrafo conduz a dar à câmara a maior largura possível, compatível com a existência dum campo magnético nas condições acima indicadas e a empregar na sua construção uma substância dando lugar a uma radiação secundária de acção desprezável; o alumínio foi o material escolhido não só porque, sendo um metal leve, dá, sob a acção directa da radiação gama emitida pela fonte, radiações

beta secundárias de relativamente pequena energia e que portanto pouco prejudicam a nitidez das imagens obtidas na película, mas também porque, sendo menos ferromagnético que o latão (pela possibilidade de obter um metal mais puro), é também mais vantajoso do que este do ponto de vista da intensidade e sobretudo da uniformidade do campo magnético.

Os efeitos secundários diminuindo muito mais rapidamente do que os principais com o aumento das dimensões do aparelho há vantagem em dar a este grandes dimensões; vimos já que, quanto maiores forem essas dimensões, maior é a dispersão do espectro magnético e portanto maior a possibilidade de separação das diferentes riscas; essas vantagens, porém, são fortemente limitadas pela dificuldade de obtenção dum campo uniforme num grande volume e pela dificuldade de manter um vazio suficiente do que resulta, para um trajecto maior das partículas, uma maior difusão das mesmas; as riscas podem tornar-se assim menos nítidas e para obter um determinado contraste fotométrico torna-se necessário aumentar o tempo de exposição, a constância do campo sendo naturalmente tanto mais difícil de conservar quanto maior for esse tempo.

As estampas I e II dão uma idéia de conjunto da instalação que montei e utilizei no meu trabalho. A estampa III, mostra a segunda câmara de vazio, aberta, tendo no interior o espectrógrafo para fontes lineares.

32. ELECTRO-ÍMAN — Possuindo o Laboratório de Física da Faculdade de Ciências de Lisboa um electro-íman destinado originalmente a experiências de electro-óptica, impunha-se iniciar o nosso trabalho pelo estudo da sua possível utilização. Para esse estudo foi-nos fornecido um fluxímetro Grassot, com escala de 200 divisões e uma sensibilidade de 10^4 maxwells por divisão, e juntamente uma bobina exploradora de campo com uma superfície total de $68,2 \text{ cm}^2$.

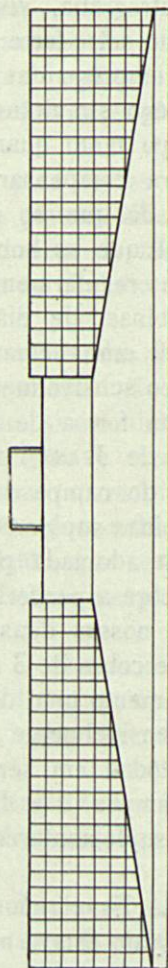
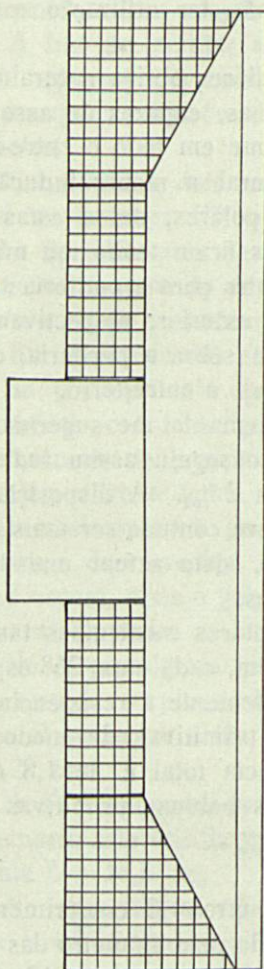
O referido electro-íman é constituído por duas bobinas coaxiais, de eixo horizontal, montadas sobre núcleos de ferro macio, vazados, de diâmetros exterior e interior, respectivamente, 78 e 21 mm, e 180 mm de comprimento; as bobinas, tendo diâmetros exterior e interior respectivamente 152 e 79 mm e 171 mm de comprimento, são constituídas, cada uma, por cerca de 200 metros de fio de cobre isolado, de 3 mm de diâmetro, formando cerca de 570 espiras; a resistência dos dois enrolamentos, em série, é aproximadamente 0,9 ohm.

O circuito magnético fecha-se através duma barra rectangular de ferro macio, de $88,5 \text{ mm} \times 25 \text{ mm}$, apoiada em dois suportes de ferro, sôbre a qual se podem deslocar as peças de suporte das bobinas com os seus núcleos, permitindo assim variar o entre-ferro,

FIGURA 6 — Peças polares e bobinas suplementares usadas por

a) JEAN THIBAUD

b) CARLOS BRAGA



em cerca de 100 mm; um jogo de peças polares de dimensões e formas variadas, permite variar a forma e as dimensões do campo magnético; estas peças porém não podiam ser utilizadas no meu trabalho por causa das suas reduzidas dimensões, as peças maiores tendo apenas 98 mm de diâmetro.

Resolvi por isso construir dois pares de peças polares, adaptáveis ao electro-íman, tendo respectivamente 150 e 300 mm de diâmetro; este último valor era o máximo que era possível empregar sem modificação da barra de ferro macio através da qual se fecha o circuito magnético; a proximidade a que ficam dessa barra os extremos inferiores das peças maiores dá lugar a uma modificação local do campo, mas isso não tem importância, nas experiências de espectrografia, visto praticamente não ter utilização o terço inferior do entre-ferro.

O emprêgo das peças polares maiores obriga naturalmente ao emprêgo simultâneo de outras bobinas, capazes de assegurar um campo tanto quanto possível uniforme em todo o entre-ferro.

Para compensar a tendência natural a menor indução na periferia do que no centro das peças polares, dei a estas uma forma tal que as bobinas suplementares ficam tendo um número de espiras regularmente crescente do centro para a periferia; estas duas bobinas, de diâmetros interior e exterior, respectivamente 70 e 300 mm, actuando principalmente sobre a periferia, criam um campo sensivelmente uniforme em todo o entre-ferro.

Esta forma de solucionar o problema foi-me sugerida pelo trabalho de JEAN THIBAUD [52] que conseguiu assim reduzir a variação do campo de 1,5 a 2 % a 1 a 2 %. A disposição das suas bobinas suplementares (fig. 6-a) deve contudo ser mais eficaz do que a adoptada por mim (fig. 6-b), visto actuar mais fortemente sobre a periferia das peças polares.

As nossas duas bobinas suplementares construídas também em fio de cobre de 3 mm de diâmetro têm, cada uma, 268 espiras; o comprimento total do fio, e conseqüentemente a resistência, não difere sensivelmente do das bobinas primitivas de modo que, ligadas tôdas em série, a sua resistência total é de 1,8 ohms. Nas estampas I e II distinguem-se as bobinas primitivas e as bobinas suplementares do electro-íman.

33. ESPECTRÓGRAFO PRÓPRIAMENTE DITO — O comprimento do espectrógrafo estava naturalmente limitado pelo diâmetro das peças polares; fixámos esse comprimento em 25 cm dos quais 18 correspondentes ao porta-película; ficámos assim com a possibilidade de obter simultaneamente sobre uma mesma película riscas produzidas por raios beta com trajectórias circulares de raio ρ compreendido entre 2,5 e 10 cm. A fim de obter riscas com 20 mm de altura, fixámos em 28 mm a largura da película e em 40 mm a do porta-película; foi esta também a largura adoptada para o

porta-fenda; atendendo à espessura das paredes da câmara de vazio e à necessidade de afastar estas tanto quanto possível do espectrógrafo, a largura da câmara e conseqüentemente do entre-ferro têm de ser superiores a 60 mm.

As paredes da caixa porta-fenda são 4 peças de chumbo com 8 mm de espessura mínima talhadas de modo a absorver as radiações secundárias e adaptando-se perfeitamente à base da caixa; igualmente se lhes adapta a tampa porta-fenda.

A fim de facilitar as operações preliminares de cada experiência, optámos por uma fenda regulável com parafuso micrométrico em que as divisões do tambor correspondem ao centésimo de milímetro.

Construímos dois espectrógrafos, um para fontes lineares, visível na estampa III, o outro para fontes planas, diferindo na posição do porta-película, para aplicação correcta do método de focalização, mas tendo de comum as paredes de chumbo do porta-fonte e a tampa porta-fenda regulável.

Em qualquer dos espectrógrafos existem 2 fendas nos extremos do porta-película que permitem impressionar as películas previamente com um golpe de luz, dando assim dois traços de referência, de posição bem determinada, para a medida das distâncias entre a fenda e as diferentes riscas; para proteger a película nesta operação preliminar, qualquer dos porta-películas tem uma tampa de corrediça, em chapa fina de latão, que se retira na câmara escura, após o golpe de luz, antes de fechar o espectrógrafo na câmara de vazio.

No espectrógrafo para fonte linear, a distância vertical entre esta e o plano da fenda é $l = 3,73$ cm e a distância horizontal entre o bordo F_2 (fig. 1) e o 1.º traço de referência $e = 2,27$ cm.

A distância entre os dois traços de referência é $D = 17,65$ cm e o comprimento útil da película, limitado pelo caixilho, aproximadamente $L = 16,6$ cm.

No espectrógrafo para fontes planas, medimos respectivamente $l = 5,58$ cm; $e = 2,5$ cm; $D = 17,4$ cm e $L = 16,65$ cm; a largura útil da película, limitada pelo caixilho, é, tanto num como no outro espectrógrafo, 2 cm.

A distância x duma determinada risca ao 1.º traço de referência corresponde um raio de curvatura ρ dado pela expressão, § 9, $\rho = \frac{1}{2} (d^2 + l^2)^{\frac{1}{2}}$ em que é $d = x + e + f$, sendo f a semi-largura da fenda.

34. CÂMARA DE VAZIO — Construimos também duas câmaras de vazio pelos motivos abaixo expostos.

A primeira câmara de vazio, em chapa de alumínio, ficou tendo 61 mm de largura exterior e uma altura de 242 mm, tendo uma parte semi-circular que acompanha as peças polares superiormente na sua periferia. Vê-se na estampa I no canto superior direito sobre a mesa do fundo da sala.

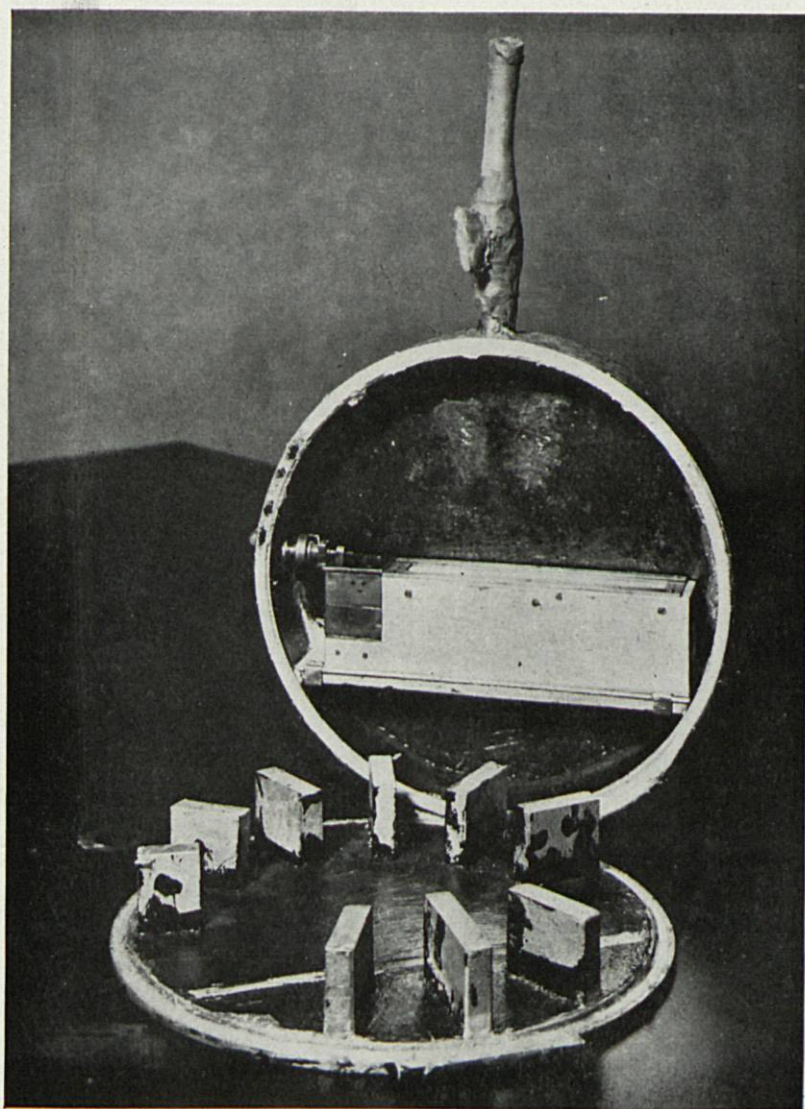
A sua superfície externa é de 1830 cm^2 a que corresponde um esforço total, da atmosfera sobre as paredes, de 1890 kg; propriamente sobre as paredes laterais da câmara a força de esmagamento é de 1250 kg quando se tenha feito o vazio no interior; a espessura da chapa empregada sendo de 2,2 mm, tornou-se necessário, para evitar deformações exageradas, reforçá-la interiormente por meio de 6 chapas de cutelo colocadas radialmente e de comprimento, duas a duas, respectivamente 60, 55 e 50 mm; d'este modo estas chapas não só impedem o esmagamento da caixa sob a acção da pressão exterior como desempenham o papel de ratoeira para as radiações secundárias, sem contudo impedirem a passagem dos raios beta, mesmo dos de raio de curvatura máximo.

O peso desta câmara de vazio, incluindo a tampa, é de 2,090 kg, peso mínimo se considerarmos as suas dimensões e os esforços a que está submetida.

Os espectrógrafos propriamente ditos pesam completos 1 a 1,2 kg sendo o maior peso o das paredes de chumbo do porta-fonte.

Um cone rodado, com quadra na extremidade interior, permite manobrar, do exterior, a tampa de chumbo que cobre a fenda; era nossa intenção fazer o prolongamento do eixo de accionamento com a extremidade dobrada em ângulo recto e metida dentro de tubo flexível, *tubo tombak*, soldado à caixa de modo a permitir a manobra da tampa sem qualquer receio de entrada de ar; a dificuldade de conseguir o *tubo tombak*, pelo menos num prazo curto, levou-nos a adoptar a solução menos perfeita acima mencionada, que é satisfatória, desde que se tenha o cuidado de revestir a peça exteriormente com um pouco de massa de *Apiezon*; na segunda câmara de vazio, embora tivéssemos previsto a possibilidade de adoptar um dispositivo análogo, desistimos da sua montagem por dispensável.

O espectrógrafo entra nesta câmara de vazio por uma porta rectangular de 45 mm de largura e 84 mm de altura à qual se adapta uma tampa também rectangular com uma junta de borracha que vai fazer vedação no caixilho da porta de dimensões exteriores $75 \text{ mm} \times 111 \text{ mm}$. Feito o vazio na câmara, a força exercida sobre



Câmara de vazio e espectrógrafo para fonte linear

a tampa é cerca de 38,5 kg-pêso, força essa que, repartida por uma superfície de 45,5 cm², exerce sobre a junta uma pressão de cerca de 850 gramas-pêso por centímetro quadrado.

A experiência mostrou-me que esta solução tinha inconvenientes e que a junta, embora coberta com massa de *Apiezon*, deixava sempre entrar uma certa quantidade de ar.

Uma torneira de bronze, com tubuladura cônica para adaptação dum tubo de borracha, é roscada à câmara de vazio permitindo a sua ligação à bomba e ao vacuómetro; esta torneira, como posteriormente tivemos ocasião de verificar, deixa também passar uma certa quantidade de ar para dentro da câmara.

A segunda câmara de vazio, perfeitamente visível na estampa III, foi gizada de modo a poder adaptar-lhe os espectrógrafos existentes o que obrigou apenas a ligeiras modificações na forma de os fixar dentro da mesma.

Trata-se duma caixa de alumínio fundido, de forma circular, com 30 cm de diâmetro, em que a tampa fica constituindo uma das paredes laterais da câmara.

Na tampa, de 30 cm de diâmetro e 9 mm de espessura, existem, de fundição, nervuras radiais que desempenham simultaneamente o papel de ratoeira para os electrões e de refôrço para evitar deformações da tampa.

A caixa tem, normalmente ao fundo e no seu têrço inferior, uma plataforma de alumínio, saída também de fundição, sobre a qual se ajusta qualquer dos espectrógrafos por meio de dois grampos de fixação; esta forma de fixação tem a vantagem de facilitar o trabalho de colocação, na câmara escura, do espectrógrafo dentro da caixa, no início de cada experiência.

Uma junta circular de diâmetro $D = 290$ mm, em cordão de borracha de diâmetro $d = 5$ mm, assegura a vedação; nesta junta exerce-se uma força de 660 kg a que corresponde, mesmo na hipótese mais desfavorável dum esmagamento tal que a força se exerça sobre uma superfície de $\pi Dd = 45,6$ cm², uma pressão de 14,45 kg-pêso/cm²; na realidade a pressão exercida efectivamente deve exceder 30 kg/cm² por a superfície de contacto na junta ser muito menor.

A experiência mostrou ser boa a solução adoptada e infundado o receio de uma maior entrada de ar pelo facto de ter aumentado consideravelmente o perímetro da junta.

Para evitar deformações e possíveis entradas de ar através do alumínio fundido, dei às paredes da tampa e da caixa espessuras entre 9 e 11 mm; daí resultou naturalmente um aumento de pêso.

O pêso da segunda câmara, cêrca de 6 kg, está longe porém de ser exagerado.

A estanqueidade das duas câmaras melhorou consideravelmente após terem sido revestidas com verniz prêto, *Glyptal*, da Central Scientific Company.

Por dificuldades de ordem técnica e económica, a 2.^a câmara que tinha já projectada e desenhada em Março de 1943, só foi construída em Agôsto, tendo começado a utilizá-la em Setembro do mesmo ano.

35. INSTALAÇÃO PRODUTORA DO VAZIO — Dissemos já que o desvio dos raios beta deve ser produzido no vazio para evitar a sua difusão. HARPER e ROBERTS [29] dizem o seguinte:

«É fácil de mostrar que, com uma pressão residual do ar de 0,05 mm de Hg, a diminuição da velocidade das partículas beta atinge apenas 1,4 em 10^5 e a dispersão é correspondentemente pequena».

Necessitávamos portanto apenas duma bomba de vácuo preliminar e as primeiras experiências foram feitas com um grupo motor-bomba Leybolds, cedido pelo Laboratório de Química da Faculdade de Ciências; nesse grupo um motor de 1/6 de cavalo, c. c. 220 V, 1500 r/m, acciona por meio de correia uma bomba de óleo do tipo de Gaede. A verdade é que se, nas condições óptimas de funcionamento, com a bomba trabalhando bem e as entradas de ar reduzidas ao mínimo, o grau de vazio era suficiente, muitas vezes me aconteceu não o ser, com a agravante de me faltarem nessa altura meios de avaliação do vazio atingido.

Por êsse motivo desde 20 de Setembro de 1943 comecei a trabalhar com um grupo motor-bomba Metropolitan Vickers, com motor de 1/8 de cavalo, c. c. 220 V, 1425 r/m, bomba de óleo de vácuo preliminar e bomba de óleo *Apiezon*, de difusão, de vácuo elevado. É êste o grupo que se vê no canto inferior direito da estampa I.

36. VACUÓMETRO — Não tendo, na ocasião em que iniciiei êste trabalho, o Laboratório da F. C. de Lisboa nenhum aparelho de medida de vazio, resolvi construir alguns vacuómetros *Pirani*, aferindo-os no Pôrto com o vacuómetro Mc-Leod existente no nosso Laboratório de Física.

Foi PIRANI quem pela 1.^a vez, em 1906 [38], teve a ideia de aproveitar uma lâmpada de incandescência, ligando-lhe um tubo de vidro, para medir a pressão no interior dum recinto em comunicação com a mesma; a medida é feita em função da variação da resis-

tência da lâmpada com o grau de vazio e vários dispositivos se podem empregar trabalhando, ou a corrente constante e medindo a d. d. p., ou a tensão constante e medindo a intensidade da corrente. Nos livros de STRONG [50], pág. 137, e de SMYTHE-MICHELIS [49], pág. 178, encontram-se referências quer bibliográficas quer de ordem teórica e prática sobre as melhores condições de emprêgo.

São particularmente aptas as lâmpadas de filamento metálico de 5 velas, para 125 volts, trabalhando sob tensão contínua constante de 1 a 2 volts; à medida que a pressão diminui a perda por conductibilidade e convecção através do gás diminui, o filamento aquece, a sua resistência aumenta e por consequência um miliamperímetro intercalado em série com o *Pirani* indica uma intensidade de corrente tanto menor quanto melhor fôr o vazio atingido.

Um *Pirani* montado por esta forma dá indicações até 10^{-3} ou 10^{-4} mm Hg e traçando a curva de variação da intensidade em função da pressão verifica-se que essa curva, de forma parabólica, tem ramos assintóticos dos eixos coordenados de tal modo que, a uma pequena variação de pressão, corresponde uma relativamente grande variação da intensidade da corrente, isto é, o vacuómetro, mediante uma escolha conveniente da tensão empregada, pode tornar-se bastante sensível para a zona em que normalmente se mantém o vazio.

Querendo fazer medidas para graus de vazio mais elevados (10^{-6} mm Hg) convém adoptar uma montagem em ponte de WHEATSTONE [50], mas no nosso caso a montagem simples que adoptámos é perfeitamente suficiente.

A princípio pensámos em aumentar a sensibilidade do *Pirani* pelo emprêgo de tensões mais elevadas, da ordem de grandeza da dezena de volts, mas o resultado foi a fusão freqüente do filamento muito principalmente quando por qualquer circunstância se submetia a uma variação brusca de pressão e consequentemente de temperatura. Acabámos por isso por adoptar uma lâmpada Philips, 120 V, 6 W, alimentada a uma tensão constante de 1,15 V.

A curva de aferição do *Pirani* (fig. 7), para a tensão de 1,15 V, permite facilmente passar do valor da intensidade da corrente em miliamperes para o do grau de vazio atingido em mm de Hg. À pressão atmosférica corresponde uma corrente de 6,45 mA; à pressão de 0,05 mm Hg, atingida em geral após 8 horas do início da experiência, uma intensidade de 5 mA. Durante as experiências a corrente diminuíu em geral até 3,5 mA, valor a que corresponde um vazio de 0,018 mm Hg; o valor mínimo atingido 3,3 mA, com o grupo de bombas, corresponde a uma pressão inferior a 0,02 mm

Hg. A tensão escolhida permite uma grande sensibilidade para os valores do vazio normalmente atingidos durante as experiências.

Na estampa II vêem-se o acumulador alcalino que alimenta o vacuômetro, um pequeno voltímetro dando a d. d. p. aplicada aos

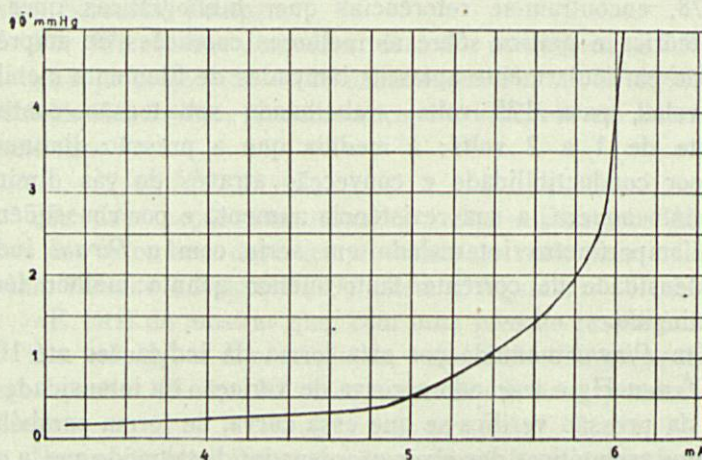


FIGURA 7 — Curva de graduação dum PIRANI

terminais do filamento, o miliamperímetro *Weston* dando a intensidade da corrente que o percorre, a lâmpada *Pirani* (por trás do suporte) e o T com duas torneiras estabelecendo a ligação entre as canalizações da bomba de vácuo, da câmara de vazio e o vacuômetro.

CAPÍTULO V

Campo magnético

37. FLUXÍMETRO E BOBINAS DE EXPLORAÇÃO DO CAMPO — Um fluxímetro é um galvanómetro de quadro móvel e campo radial ao qual se suprimiu o binário antagonista; o quadro é sustentado por dois moentes colocados numa posição tal que o seu centro de gravidade se encontra sobre o eixo de rotação; a corrente é conduzida ao quadro por duas fitas delgadas de prata recozida de torção desprezável; nestas condições quando o quadro não é percorrido por uma corrente o seu equilíbrio é indiferente; um dispositivo de forqueta manobrado por um botão colocado na base do aparelho permite levar o quadro ao zero e fixá-lo nessa posição; dois terminais servem para ligar o fluxímetro à bobina exploradora do campo. Na hipótese feita de que são desprezáveis todas as forças mecânicas actuantes, uma variação de fluxo na bobina exploradora provoca um desvio angular no quadro tal que, segundo a lei de LENZ, se opõe a essa variação e a compensa exactamente. O desvio mede pois directamente, mediante um simples factor de proporcionalidade, a variação de fluxo Φ na bobina e, pelo conhecimento da sua superfície, a intensidade do campo magnético actuante; as indicações do fluxímetro são praticamente independentes da resistência do circuito desde que esta não exceda 30 ohms [11].

O fluxímetro com que trabalhamos, sistema GRASSOT, visível no primeiro plano da estampa II, permite medir variações de fluxo, compreendidas entre 10^4 Mx (desvio de 1 divisão) e $2,10^6$ Mx (desvio das 200 divisões da escala). Com a bobina que acompanhava o aparelho, atendendo a que a medida do campo é feita ou por inversão da bobina ou por inversão do sentido da corrente nas bobinas do electro-íman, as induções correspondentes são:

$$B_{\min} = \frac{\Phi_{\min}}{2 S} = \frac{10^4}{2 \times 68,2} = 73,31 \text{ e } B_{\max} = \frac{\Phi_{\max}}{2 S} = 14\,663 \text{ gauss.}$$

Atendendo à relativamente pequena energia dos raios beta do espectro do RaD e aos correspondentes valores de $H\rho$ que não excedem 738, querendo trabalhar com raios de curvatura de cerca de 10 cm, o valor do campo actuante seria tal que o desvio correspondente no fluxímetro seria de uma divisão aproximadamente; isto mostra que, no caso particular que nos interessa, a sensibilidade do fluxímetro é manifestamente insuficiente.

Resolvemos por isso construir duas bobinas com sensibilidades cerca de 10 e 100 vezes maiores.

38. CÁLCULO E REALIZAÇÃO DE NOVAS BOBINAS DE EXPLORAÇÃO — Define-se sensibilidade σ , do fluxímetro com a bobina exploradora de campo a ele associada, como a razão do desvio, avaliado em divisões da escala, para o valor da indução, expressa em gauss.

O valor inverso é

$$\frac{1}{\sigma} = B,$$

designando por B o número de gauss por divisão. A variação do fluxo correspondente é

$$\Phi = 2BS \quad (1).$$

Designando por D o diâmetro duma espira e por n o número de espiras é

$$S = \frac{n \pi D^2}{4} \quad (2).$$

O comprimento total do fio é

$$l = \pi n D \quad (3).$$

A resistência total do fio é

$$R = \rho \frac{l}{s} = 4 \rho n \frac{D}{d^2} \quad (4),$$

em que d e s representam o diâmetro e a secção da parte metálica do fio; o fio isolado ocupa um volume

$$V = k l s = \frac{\pi^2}{4} k n D d^2 \quad (5).$$

Atendendo às relações (1) e (2) obtém-se

$$\sigma = \frac{1}{B} = \frac{n \pi D^2}{2 \Phi} \quad (6).$$

Entre a sensibilidade, o volume ocupado pelo fio e a sua resistência eléctrica podemos estabelecer as seguintes relações:

$$\frac{\sigma}{R} = \frac{\pi d^2 D}{8 \Phi \rho} \quad (7),$$

$$\frac{\sigma}{V} = \frac{2D}{k \pi d^2 \Phi} \quad (8),$$

$$\frac{V}{R} = \frac{\pi^2}{16} \cdot \frac{k}{\rho} \cdot d^4 \quad (9).$$

A expressão [8] mostra que, para obter uma sensibilidade máxima com um mínimo de material, se deve fazer D tão grande quanto possível, d tão pequeno quanto possível e que a influência da variação de d é proporcional ao seu quadrado enquanto que a de D varia com a primeira potência; D aliás nunca pode ser muito grande se pretendemos estudar com a bobina a «topografia» do campo, isto é, a sua variação com a posição do ponto escolhido do entre-ferro do electro-íman, alimentado com uma intensidade de corrente constante.

Querendo uma bobina com uma sensibilidade 10 vezes maior do que a que acompanha o aparelho, isto é, a que correspondam 7,331 gauss/divisão, deve ser $S = 682 \text{ cm}^2$ e, atendendo à expressão (2),

$$n D^2 = 868 \quad (10).$$

De (2) e (3) deduz-se

$$l = \frac{4S}{D} = \frac{2728}{D} \quad (11)$$

e de (4) e (10)

$$R = 4 \rho n \frac{D}{d^2} = \frac{4 \times 1,6 \times 868}{10^6 \times d^2 \times D} = \frac{5555}{10^6 d^2 D} \leq 30.$$

Portanto, para que a resistência do circuito não exceda 30 ohms, deverá ser satisfeita a seguinte relação

$$d^2 D \geq 1,85 \cdot 10^{-4} \quad (12).$$

Para $D \cong 2,5$ cm. é $d \cong 0,86.10^{-2}$ cm. Resolvemos empregar fio de cobre esmaltado de 0,1 mm de diâmetro, a que corresponde uma secção $s = 79.10^{-6}$ cm², sendo a bobina constituída por 137 espiras de diâmetro médio $D = 25,2$ mm, a que corresponde uma secção, por espira, de 5 cm². O comprimento total do fio é 1095 cm e a resistência, determinada experimentalmente, $R \cong 24$ ohms, isto é, a resistividade do fio é um pouco superior à prevista e igual a 1,73 microohm-cm.

A segunda bobina com uma sensibilidade maior é constituída por 848 espiras com uma superfície total de 5000 cm² a que corresponde um desvio de um gauss por divisão. A bobina, em fio de cobre de 0,3 mm de diâmetro, isolado a algodão, com um comprimento total de 73 m, tem uma resistência de 14 ohms.

A superfície total da bobina foi calculada a partir da medida do diâmetro médio correspondente a cada camada e do número de espiras por camada. Um cálculo cuidadoso conduziu-me a um valor de 5002 cm² para a superfície total ao qual corresponde um valor de

$$\frac{1}{\sigma} = \frac{10^4}{2 \times 5002} = 0,9996 \text{ oersted/divisão}$$

39. BALANÇA DE COTTON — A balança de COTTON [11] permite medir o campo magnético H , medindo a força exercida pelo campo sobre um circuito percorrido por uma corrente.

Utilizámos, nas medidas que fizemos, a balança existente no Laboratório de Física de Lisboa; nesta balança 2 condutores circulares, concêntricos, conduzem a corrente a um elemento condutor radial, de comprimento $l = 2$ cm, que, deslocando-se sob a acção da força, corta um fluxo $d\Phi = H. l. R. d\alpha$, expressão em que R é o raio médio e $d\alpha$ o ângulo de que roda o travessão da balança.

O momento relativamente ao fulcro é

$$M = i \frac{d\Phi}{d\alpha} = H. i. l. R$$

sendo i a corrente que percorre o elemento condutor l .

A balança é equilibrada primeiro, sem que passe corrente, $i = 0$, por meio de massas marcadas colocadas no prato da balança. Fazendo passar uma corrente de intensidade i , conforme o seu sentido, assim se torna necessário, para restabelecer o equilíbrio, juntar ou retirar, do prato da balança, uma massa m .

O momento do peso mg relativamente ao fulcro é mgd .

A condição de equilíbrio é $H \cdot i \cdot l \cdot R = m \cdot g \cdot d$ donde se deduz o valor de

$$H = \frac{m \cdot g \cdot d}{i \cdot l \cdot R}$$

e como é $d = R$ e $l = 2 \text{ cm}$

$$H = \frac{m \cdot g}{2i}$$

A fim de eliminar a influência na medida de H , das forças, da ordem do decigrama, exercidas pelo electro-íman sobre o vidro diamagnético que constitui o arco que sustenta os condutores circulares e radial, convém fazer duas medidas com as intensidades $+i$ e $-i$ e tomar a média.

40. ESTUDO DO CAMPO MAGNÉTICO — Durante as experiências de espectrografia, utilizámos, para manutenção do campo magnético, baterias de acumuladores. As primeiras experiências foram muito prejudicadas pelas grandes variações do campo, provocadas pela fraca capacidade dos acumuladores alcalinos existentes no Laboratório.

A capacidade da bateria de acumuladores, adquirida no princípio do ano de 1943 e com que trabalhámos em seguida, sendo de $2 \times 130 \text{ Ah}$, a baixa de tensão, mesmo nas experiências mais prolongadas, era pequena por a intensidade de corrente não exceder geralmente um ampere.

O estudo do campo magnético foi feito determinando a sua variação:

- a) Com o entre-ferro;
- b) Para um dado entre-ferro, com a intensidade da corrente inductora;
- c) Para valores fixos do entre-ferro e da corrente, com o ponto considerado, ficando assim a conhecer o que habitualmente se designa pela «topografia» do campo;
- d) Finalmente, verificando que tanto o material da câmara de vazio como o do espectrógrafo não têm influência no valor do campo.

Este estudo foi feito quasi que exclusivamente com o fluxímetro, tendo utilizado a balança de COTTON especialmente para verificação dos valores determinados com o fluxímetro.

Para reduzir ao mínimo as variações possíveis do campo, de uma experiência para outra, com a mesma intensidade de corrente, antes de cada experiência, invertia rápida e repetidas vezes o sentido da corrente inductora, utilizando o inversor montado no electro-íman. Esta forma de operar foi utilizada por investigadores como ELLIS e SKINNER [21], que, invertendo o campo cerca de 40 vezes, verificaram que o valor obtido se mantinha praticamente constante com um erro inferior a $1/300$. Devemos contudo notar que se, do ponto de vista da constância do campo inductor, há vantagem em proceder previamente a inversões repetidas do sentido da corrente nas bobinas do electro-íman e se, por outro lado, se pode utilizar este processo para medir o campo inductor com o fluxímetro, mantendo imóvel a bobina de exploração, o que é bastante cómodo, a verdade é que esta forma de operar conduz a um erro por causa do magnetismo remanescente.

A comparação de leituras feitas simultaneamente por inversão da corrente inductora, por inversão da bobina de exploração e com a balança de CORRON permitiram-me avaliar o grau de precisão dos diferentes processos de medida e o valor do magnetismo remanescente, cerca de 10 Oe, nas condições habituais de trabalho.

Sempre que pretendia medir H com rigor, fazia a medida mantendo a corrente constante em grandeza e sentido nas bobinas inductoras e rodando de 180° a bobina de exploração do campo. Para este efeito seria vantajoso construir um dispositivo análogo ao descrito por ELLIS e SKINNER, [21]; pela nossa parte limitámo-nos a fazer a inversão à mão.

Durante as experiências de espectrografia magnética, realizadas de 26/X/42 a 10/VI/43, em que utilizei a primeira câmara de vazio, descrita no § 34, o entre-ferro era de 62,35 mm; nas experiências seguintes, feitas com a segunda câmara de vazio, a largura do entre-ferro teve de ser ligeiramente aumentada para 65,5 mm.

Dessa modificação resultou naturalmente, para um mesmo valor da intensidade da corrente inductora, uma redução apreciável da intensidade do campo magnético.

Embora tivesse traçado curvas dando o valor do campo em função da intensidade da corrente inductora, não as reproduzo porque verifiquei a conveniência de, em cada experiência, medir o valor do campo que não se repete rigorosamente de experiência para experiência.

CAPÍTULO VI

Espectrografia magnética

41. MATERIAL FOTOGRÁFICO UTILIZADO.

a) *Películas:*

A quasi totalidade das experiências de espectrografia foi por mim realizada com películas *Ilford para raios X*.

Várias razões me levaram à escolha dessa película: o ser largamente utilizada, com bons resultados, em espectrografia de raios X e gama, mencionadamente no Laboratório de Física da Faculdade de Ciências de Lisboa onde realizei o meu trabalho; o ter sido adoptada em trabalhos de espectrografia magnética por experimentadores como ASTON [23], ARNOULT [3], ELLIS [21], [23], HARPER e ROBERTS [29] e SURUGUE [51]; finalmente, e razão principal, pela dificuldade de arranjar outra película que a substituísse com vantagem. Já quasi no fim do meu trabalho, pela impossibilidade de adquirir no mercado película *Ilford*, utilizei película *Imperial Duoplex* e é justo dizer que, tanto nas experiências preliminares como nas de espectrografia, não notei diferença sensível de comportamento destas duas películas.

BORRIES e KNOLL [9], numa tabela a que já fizemos referência no § 23, coloca em ordem decrescente de sensibilidade à acção electrónica, para exposições fracas, o seguinte material fotografico:

1) Chapas e películas		2) Papéis
Chapa	<i>Herzog Ortho Isodux</i>	<i>Agfa Oszillog</i>
»	<i>Agfa Isochrom</i>	<i>Dr. Stolze</i>
Película	»	<i>Palaphot</i>
.		
Película	<i>Agfa Extrarapid</i>	
»	» <i>Rontgen</i>	

YVETTE CAUCHOIS, num dos seus últimos trabalhos, utilizou a película *Cristallix Kodak* «dont la qualité et le contraste sont remarquables» [12].

Do material acima citado, só pudemos experimentar as películas *Agfa Isochrom* e *Agfa Rontgen*. Ensaio de impressão directa utilizando como fonte radioactiva a lâmina de ouro I, com exposições de 1/2, 1, 2 e 5 minutos, não me mostraram que houvesse qualquer vantagem no emprêgo da película *Agfa Isochrom*; em compensação, a película *Agfa Rontgen* deu-me tão bons ou melhores resultados do que a *Ilford X*. Resolvi por isso fazer uma experiência de espectrografia com a película *Agfa Rontgen* — experiência n.º 54 de 10/VI/43 — utilizando a fonte linear n.º 2 com uma exposição de duas horas, imediatamente após a retirada da fonte da câmara de activação, na esperança de obter as riscas mais intensas do RaB e do RaD; a película, porém, não apresentava nem fundo contínuo nem riscas.

Além destas películas experimentei ainda as películas *Ferrânia*, *pancromática*, para *Leica*, e *Kodak Orto X*, *anti-halo*, esta, com e sem tratamento por óleo *Apiezion*, em comparação com a *Ilford X*, em igualdade de circunstâncias. Pelos ensaios feitos, fiquei com a impressão de que a película *Ilford X* é mais sensível do que a *Kodak Orto X* e muito mais do que a *Ferrânia* e que a nitidez da imagem obtida não aumenta com o tratamento com o óleo, antes pelo contrário, as riscas aparecem mais largas e menos intensas dando a impressão de que o efeito de fluorescência do óleo é acompanhado dum efeito de difusão.

Tôdas as tentativas para encontrar uma película mais sensível à acção fotográfica dos electrões, eram plenamente justificadas pela economia considerável de tempo que daí poderia resultar, visto as condições de trabalho impostas pela relativamente fraca intensidade das fontes empregadas.

b) Reveladores:

É sabido que o revelador não pode modificar o resultado da exposição; desta e da qualidade da emulsão depende essencialmente a imagem obtida.

HESSE e AMÉDÉE-MANNHEIM dizem:

«Pour obtenir un résultat donné à partir d'une plaque donnée ayant reçu des éclairages donnés il est indifférent d'employer n'importe quel révélateur, à condition de choisir la durée du développement en conséquence [31].

Tanto a composição como a concentração e a temperatura do

revelador têm importância na determinação do tempo óptimo de revelação.

Em geral usámos a seguinte fórmula, aconselhada para mostrar detalhes em radiografias de tecidos moles, feitas com chapas Ilford para raios X:

Metol	7 gramas
Sulfito de sódio (crist.)	50 "
Carbonato de sódio (crist.) . . .	50 "
Brometo de potássio	1 "
Água até	500 cm ³

Este revelador foi usado diluído em água, na proporção de 1 para 3 e o tempo de revelação foi de 12 a 13 minutos, excepto em tempo frio em que o usámos com vantagem sem diluição. Isto não quer dizer que não tivéssemos também feito ensaios comparativos com os reveladores preconizados pelos fabricantes de cada um dos tipos de películas; além dêsses empregámos por vezes com bom resultado o *revelador contraste de BALDET (Laboratório COTTON)*:

Água.	1000 cm ³
Metol	1,5 gramas
Hidroquinona	12 "
Sulfito de sódio anidro	50 "
Carbonato de potássio anidro . .	50 "
Brometo de potássio	1 "

c) *Fixador*:

Se, para obter bons resultados na revelação, basta que o revelador tenha uma fórmula aceitável, seja preparado com produtos de boa qualidade e em bom estado de conservação e que seja empregado à temperatura e durante o tempo convenientes, igualmente é indiferente o fixador utilizado desde que as condições anteriores sejam também satisfeitas na fixação.

No § 16 indicámos já a fórmula do fixador por nós utilizado.

42. EXPERIÊNCIAS REALIZADAS E ESPECTOGRAFIAS OBTIDAS — Ter-se-ia tornado fastidiosa a descrição pormenorizada das 40 experiências de impressão fotográfica, em que gastei uma centena de horas, destinadas a avaliar não só das qualidades do material fotográfico de que podia dispor como também da actividade fotográfica das diferentes fontes radioactivas.

O mesmo direi das 75 experiências de espectrografia que

exigiram cerca de 3600 horas de exposição. Certo é porém que foi esta a parte mais importante e mais delicada do meu trabalho pelas dificuldades que tive de vencer até conseguir resultados satisfatórios. Não posso portanto deixar de lhes fazer referência. Para facilidade de exposição, agrupei as experiências de modo a poder dar indicações gerais de conjunto dentro de cada grupo.

Salvo indicação em contrário deve admitir-se que a película empregada foi *Ilford X*.

1.º Grupo: Experiências n.º 1 a 8 de 26/X a 6/XI/42 — Estas experiências foram realizadas com a fonte linear n.º 1, depois de 55 dias de activação, sendo a actividade da fonte de 12 a 13 microcuries.

Nestas experiências a intensidade da corrente no circuito inductor foi mantida em 0,75 ampere, sendo o campo magnético criado de cerca de 129 oersted. A abertura da fenda foi de 5 mm nas 6 primeiras experiências e de 3 mm nas duas restantes.

A sua utilidade foi apenas a de me permitir adquirir a técnica e verificar os cuidados necessários nas diferentes operações de colocação e retirada das películas da câmara de vazio, e de revelação e fixação das mesmas. Mas, quando tôdas estas operações foram correctamente executadas, as películas mostravam-se limpas, sem qualquer vestígio de riscas ou mesmo de fundo contínuo, tendo apenas impressos os dois traços de referência.

É de notar que uma experiência feita, sem campo magnético, com a película colocada directamente sobre a fenda de 5 mm, no interior da câmara de vazio com as bombas ao serviço, durante 4 horas de exposição — A em 2/XI/42 — impressionou a película nitidamente embora a impressão não fôsse muito forte.

O efeito fotográfico deve porém ser atribuído quasi que exclusivamente ao RaE visto que nas experiências 7 e 8 com 15 $\frac{1}{2}$ horas de exposição, não obtive vestígios de riscas nem fundo contínuo sobre a película. Efectivamente sendo, para os electrões nucleares e de conversão no nível L do RaE, respectivamente, 340 e 30 keV, os valores das energias médias, 43 e 11 os números correspondentes de partículas (segundo GRAY e O'LEARY) e 0,95 e 0,3 as actividades fotográficas correspondentes, verifica-se que, para obter um mesmo enegrecimento, se torna necessário, com a radiação beta secundária, um tempo de exposição

$$\frac{0,95}{0,3} \times \frac{43}{11} \times \frac{340}{30} = 140$$

vezes maior do que com a radiação beta primária do RaE. Isto é, para obter a mesma impressão que na película A, tornava-se necessário um tempo de exposição de 560 horas; por outras palavras podia admitir que, para obter a risca mais intensa do espectro de conversão interna, era necessária uma exposição de 7 millicurie-horas.

Podendo porém atribuir-se o insucesso não a fraqueza da fonte mas a uma má regulação do campo magnético ou a um vazio insuficiente, impunha-se verificar a influência de cada um dos factores. Foi este o motivo que me levou à construção das fontes a que faço referência no § 26 com as quais aspirava a obter rapidamente resultados eliminando, pelo menos, uma das causas prováveis de insucesso, a fraqueza da fonte.

2.º Grupo: Experiências n.º 9 a 17 de 19/XI/42 a 22/II/43

— Nas experiências 9 e 10 empreguei a fonte, constituída por tubos de emanção, abertos numa das extremidades, com cerca de 100 μ C de actividade.

Os tempos de exposição foram respectivamente 10 e 18 horas; durante estas experiências o vazio não se manteve em boas condições.

Nas experiências 11 a 16 utilizei a fonte, com uma actividade de 150 μ C, lâmina de vidro de 2 cm $\times$ 2 cm, com depósito activo constituído por pó de vidro de agulhas de emanção.

A película 12, impressionada durante 50 horas, das 13 horas do dia 5 às 15 horas do dia 7 de Dezembro de 1942, foi a primeira em que obtive uma impressão nítida; tratava-se, porém, apenas dum fundo contínuo e lógico era atribuir grande parte do efeito aos electrões nucleares do RaE difundidos pelo vidro que serve de suporte à matéria radioactiva. De qualquer modo, enquanto que na película 15, com 85 horas de exposição, o fundo contínuo é muito nítido e uniforme, a película 16, com 15 horas de exposição, apresenta-se perfeitamente transparente, sem riscas nem fundo contínuo.

Finalmente, a experiência 17 foi feita com a fonte linear n.º 2, durante 2 horas, imediatamente após a sua retirada da câmara de activação; a película não apresenta vestígios de riscas. Uma experiência de impressão directa com a mesma fonte durante uma hora — G em 22/II/43 — impressionou muito fracamente a película.

3.º Grupo: Experiências n.º 18 a 22 de 25/II a 15/III/43

— A fonte empregada foi a lâmina de ouro I, activada por electró-

lise, a que já me referi no § 28, cuja actividade, como mencionei no § 30, era de 186 μC .

A duração das experiências variou entre 10 e 21 horas, exposições de 1,86 a 3,9 milicurie-horas, tendo obtido apenas um fundo contínuo muito fraco.

O espectrógrafo empregado foi o apropriado para fontes lineares, colocando a fonte plana com uma grande inclinação, isto é, pouco desviada da vertical.

4.º Grupo: Experiências n.º 23 a 30 de 19 a 22/III/43 —

Este grupo é constituído por uma série de experiências de espectrografia directa, feitas com a lâmina de ouro I, colocando a película, 2 cm acima da fenda de 1 mm, num plano paralelo ao da fenda. A nitidez das imagens obtidas aumentou naturalmente com o aumento da exposição. A película n.º 30, reproduzida na estampa IV, mostra as duas imagens da fenda, correspondentes ao desvio do feixe electrónico para um e outro lado, conforme o sentido do campo actuante, de 300 oersteds, obtido com intensidades de corrente respectivamente de $+3$ e -3 amperes. A falta de simetria nas imagens obtidas justifica-se pela inclinação da fonte. Verifica-se que a película foi impressionada pelos raios beta do espectro contínuo do RaE, principalmente pelos electrões de $H\beta$ compreendido entre 1400 (máximo de intensidade) e 5280 oersted-cm (limite superior do espectro) a que correspondem, sob a acção do campo $H = 300$ Oe, raios de curvatura ρ respectivamente de 4,7 e 17,6 cm.

5.º Grupo: Experiências n.º 31 a 37 de 23/III a 2/IV/43 —

Pela primeira vez em 23/III/43 — película 31 — consegui impressionar uma película de modo a distinguir-se a radiação secundária do fundo contínuo.

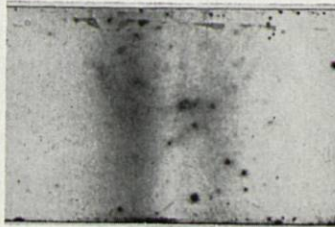
A fonte empregada foi a lâmina de ouro II, cuja actividade, medida na véspera, era de 300 μC , montada no único espectrógrafo que tinha nessa data e próprio para fontes lineares. A inclinação dada à fonte era tal que os planos verticais passando pelos bordos da fenda de 5 mm, mais afastado e mais próximo do porta-película, encontravam as arestas horizontais, respectivamente inferior e superior, da lâmina de 2 cm $\times$ 2 cm.

A intensidade da corrente nas bobinas do electro-íman era de 0,75 A e a intensidade do campo $H \cong 130$ Oe. Com uma exposição de 3,8 milicurie-horas, ou seja durante $12^h 40^m$, obtive 2 faixas com cerca de 14 mm de largura cada uma, cujas cabeças

*Espectrografias magnéticas
obtidas com fonte plana e fenda de 1 mm*

MÉTODO DIRECTO

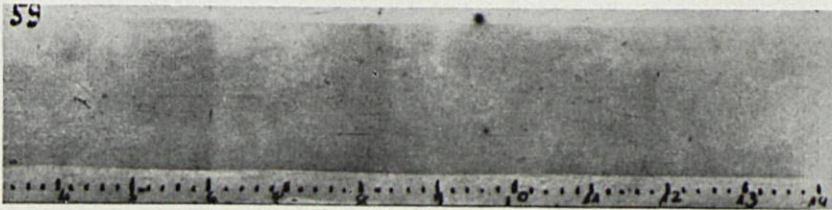
*Espectro contínuo
do
RaE*



$I = \pm 3$ amperes
 $H \approx 300$ oersted
Tempo
de
exposição:
 $T = 2 \times 3$ horas

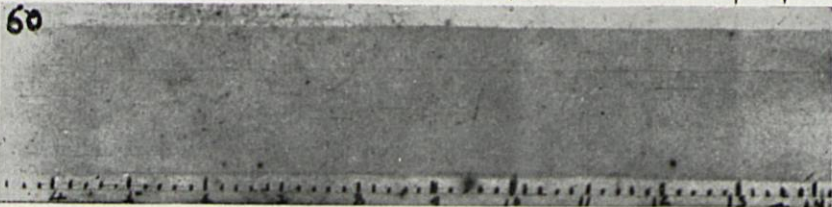
MÉTODO DE FOCALIZAÇÃO

Espectro da radiação beta secundária do RaD



$I = 0,7$ A
 $H = 116$ Oe
 $T = 70$ h

$H_{\rho} \approx 594$ (nível L_I)
 $H_{\rho} \approx 711$ (nível M_I)
 $H_{\rho} \approx 734$ (nível N_I)



$I = 0,475$ A
 $H = 86$ Oe
 $T = 96$ h

Películas Ilford X

CARLOS BRAGA

se encontram a 6,45 e 8,45 cm do 1.º traço de referência. Os raios de curvatura correspondentes são respectivamente 4,5 e 5,45 cm, o que mostra tratar-se da impressão produzida pelos electrões extraídos dos níveis L_I e M_I .

As experiências seguintes mostraram-me que não havia vantagem em inclinar a fonte no sentido oposto ao usado na experiência n.º 31 nem em diminuir o campo; com efeito, na película n.º 33 as faixas estão mais desviadas entre si e do 1.º traço de referência, de acôrdo com o valor de $H=106$ Oe, mas muito menos nítidas.

A experiência n.º 34 foi uma tentativa para obter com a fonte linear n.º 2 as riscas mais intensas do RaB às quais correspondem valores de $H\rho$ respectivamente 658,9 e 768,4 oersted-cm.

A experiência n.º 35, realizada com a fonte linear, nas mesmas condições de abertura da fenda, intensidade de campo, e tempo de exposição que as usadas na experiência n.º 31 com a fonte plana, foi um ensaio comparativo das possibilidades de obtenção de resultados com uma e outra das referidas fontes; nesta película notam-se mal duas riscas a 6,1 e 7,9 cm do primeiro traço de referência, principalmente porque porcaria, caídas da pinça empregada para suspender a película, a sujaram a todo o comprimento; os valores correspondentes de ρ são 4,69 e 5,45 cm e sendo o campo $H\approx 129$ Oe, encontrámos para valores de $H\rho$ respectivamente 605 e 705; estes valores, embora pouco rigorosos, correspondem sem dúvida às energias dos electrões extraídos dos níveis L_I e M_I .

A experiência n.º 36 foi feita na intenção de confirmar a posição da risca principal do RaD e de a obter com uma maior intensidade para o que aumentei o tempo de exposição para 24 horas; encontrei uma risca nítida à qual corresponde um raio de curvatura $\rho=4,65$ cm e um valor de $H\rho\approx 600$ (risca mais intensa, de conversão no nível L_I , da radiação de 266 U. X.).

A película n.º 37 foi uma aplicação dos métodos que tinha ensaiado de tratamento da película com óleo B de *Apiezon*, sendo a película lavada com acetona antes de a revelar; a exposição foi de duas horas, mas devido a uma avaria ocorrida na câmara escura, ao montar o espectrógrafo no interior da câmara de vazio, não consegui pôr a funcionar a tampa de chumbo da fenda e o ensaio, sob a acção do campo magnético, só começou dez minutos depois de retirada a fonte linear n.º 1 de junto do rádio; não admira portanto que não tivesse obtido a risca do RaB de $H\rho=658,9$; é contudo de notar que o fundo contínuo é nítido, embora o tempo de exposição tivesse sido relativamente curto.

6.º Grupo: *Experiências n.º 38 a 55 de 3I/V a 11/VI* 43

— Enquanto procedia à construção dum espectrógrafo, em condições de poder aplicar correctamente o método de focalização com fontes planas, realizei uma série de experiências com uma montagem «ad hoc» em que a película ficava sensivelmente no plano da fonte. Nas experiências n.ºs 38 a 42 a abertura da fenda foi de 1 mm; na primeira destas experiências, sendo $I = 0,75$ A a intensidade da corrente inductora, 21 o número de horas de exposição e a revelação feita com revelador Baldet, encontrei duas riscas suficientemente nítidas correspondentes aos electrões dos níveis L_I e M_I e possivelmente uma terceira risca, pouco visível, correspondente à conversão no nível N_I da radiação de 266 U. X. .

As experiências n.ºs 39 a 43 só apresentam a particularidade do aparecimento de certas manchas irregularmente distribuídas e que reapareceram em experiências seguintes; como, nessa ocasião, simultaneamente com as experiências de espectrografia procedia à extracção e purificação do RaD, as minhas mãos encontravam-se suficientemente activas para produzirem a infecção não só da película, que cortava para a utilizar, mas também das que ficavam na caixa em que tinha de mexer.

As experiências n.ºs 43 e 44 desta série foram feitas com a fonte inclinada como na experiência n.º 31, tendo tornado a obter duas faixas com a largura e na posição previstas.

Na experiência n.º 46 obtive duas faixas, como em 44, mas mais próximas da origem, de acôrdo com a modificação da posição da fonte.

Na película n.º 47 com $2f = 0,25$ cm; $I = 0,605$ A; $H = 106$ Oe e uma exposição de 22 horas obtive duas faixas, a mais nítida a 7 e a outra a 9,5 cm do extremo da película do lado da fonte.

Na película n.º 48 com $f = 0,5$ A; $H = 86$ Oe e uma exposição de 63 horas obtive 3 riscas a 10,6, 13,5 e 14,1 cm do extremo da película, distâncias a que correspondem valores de ρ respectivamente 6,9, 8,25 e 8,55 cm e de $H\rho$ 594, 709 e 735 oersted-cm.

Reconhecida e eliminada a causa de infecção das películas, a partir da experiência n.º 51, nem por êsse facto os resultados obtidos até à experiência n.º 55 foram satisfatórios; o fundo contínuo acentuava-se com o aumento do tempo de exposição mas as riscas não se viam com nitidez; tinha motivos para desconfiar que o grau de vazio não era o suficiente nem se mantinha em valores aceitáveis, mas faltavam-me instrumentos de medida por terem fundido os filamentos das lâmpadas que tinha aferido no Pôrto para utilizar como *Piranis*.

Esta série de experiências mostrou-me a necessidade de:

- a) resolver dum modo eficaz o problema da manutenção do vazio pela construção da nova câmara descrita no § 34;
- b) arranjar um grupo de bombas com o qual conseguisse um vazio mais elevado e a que me refiro no § 35;
- c) preparar e aferir novos vacuómetros.

Só na segunda quinzena de Setembro pude proceder a ensaios dêste novo material.

7.º Grupo: *Experiências n.º 56 a 65 de 1 a 29/X/43* — Como disse no § 32 tornou-se necessário afastar um pouco as peças polares do electro-íman para que a nova câmara coubesse no entre-ferro.

As experiências n.º 56 a 65 realizadas quasi ininterruptamente durante o mês de Outubro (662 horas de exposição total) foram feitas com a fonte plana, lâmina de ouro II, no plano da película e com uma largura da fenda que variou de 1 a 2 mm; a intensidade da corrente inductora variou também entre 0,47 e 0,7 A; sendo 400 μ C a actividade da fonte e tendo variado o tempo de exposição dum mínimo de 6 horas — experiência n.º 61 — na qual não obtive nem fundo contínuo nem riscas, a um máximo de 284 horas — experiência n.º 65 — a exposição variou de 2,4, que se verificou ser insuficiente, até 113,5 milicurie-horas.

Na película n.º 56, apenas com 12,5 horas de exposição, aparecem duas faixas nítidas, correspondentes aos electrões dos níveis L_I e M_I , a 6,2 e 8,5 cm do 1.º traço de referência, a que correspondem raios de curvatura $\rho_1 = 5,1$ e $\rho_2 = 6,1$ cm e, para $H = 116$ Oe, valores de $H\rho$ respectivamente 592 e 708 oersted-cm. Êstes resultados foram confirmados pela película n.º 57.

Tendo reproduzido na estampa IV a parte das películas n.º 59 e 60 onde aparecem riscas correspondentes à conversão interna nos níveis L_I , M_I e N_I , indico a seguir, sucintamente, os cálculos dos valores de $H\rho$ a partir da posição dessas riscas e do valor do campo actuante. A notação é a indicada no fim do § 33; os comprimentos são indicados em cm.

a) Película n.º 59		Tempo de exposição 70 horas.	
$I = 0,7$ A		$H = 116$ Oe	
$l = 5,6$	$e = 2,5$	$f = 0,05$	
$x_1 = 6$	$d_1 = x_1 + e + f = 8,6$	$\rho_1 = 5,13$	$H\rho_1 = 595$
$x_2 = 8,3$	$d_2 = x_2 + e + f = 10,9$	$\rho_2 = 6,13$	$H\rho_2 = 711$
$x_3 = 8,8$	$d_3 = x_3 + e + f = 11,4$	$\rho_3 = 6,35$	$H\rho_3 = 737$

b) Película n.º 60

Tempo de exposição 96 horas.

$I = 0,475 \text{ A}$		$H = 86 \text{ Oe}$	
$l = 5,6$	$e = 2,5$	$f = 0,05$	
$x_1 = 10$	$d_1 = 12,6$	$\rho_1 = 6,86$	$H\rho_1 = 590$
$x_2 = 12,98$	$d_2 = 15,5$	$\rho_2 = 8,24$	$H\rho_2 = 709$
$x_3 = 13,6$	$d_3 = 16,2$	$\rho_3 = 8,55$	$H\rho_3 = 735$

Estas películas foram por mim observadas com um luxímetro *Rektolux* gentilmente pôsto à disposição pelo Ex.^{mo} Sr. Prof. Cyrillo Soares.

Traçadas as curvas de enegrecimento tanto para a película n.º 59 como para a n.º 60 notam-se, além dos máximos correspondentes às riscas L_I , M_I e N_I , outros máximos, devidos talvez ao facto de as películas estarem um pouco manchadas, o que prejudica sensivelmente a observação com um luxímetro ou um microfotómetro. Êsses máximos porém não correspondem a riscas mas a enegrecimentos numa zona limitada não abrangendo toda a altura útil da película. A radiação de AMALDI e RASETTI tendo uma energia compreendida entre 41,83 e 43,84 keV (trabalhos de extracção dos electrões do nível K do Pr e do Nd) sendo absorvida no nível L_I do elemento 83, a que corresponde um trabalho de extracção de 16,38 keV daria uma radiação com uma energia compreendida entre 25,45 e 27 keV.

Os valores correspondentes de $H\rho$ seriam 545 e 562 e portanto, para $H = 116 \text{ Oe}$, $\rho = 4,7 \div 4,85 \text{ cm}$. A risca correspondente, a existir, devia aparecer entre o 1.º traço de referência e a risca L_I da radiação de 266 U. X., com a intensidade que é de prever partindo do valor calculado por AMALDI e RASETTI, a uma distância desta de 5 a 8 mm e portanto suficientemente afastada para se poder distinguir. O mesmo diríamos da película n.º 60, com maioria de razão, por a dispersão ser maior.

8.º Grupo: Experiências n.º 66 a 75 de I/XI/43 a 31/I/44

— Todas as experiências deste último grupo foram feitas com o espectrógrafo para fontes lineares, fenda de 7 mm de abertura e fonte linear n.º 2.

Em todas obtive resultados satisfatórios dependendo a maior ou menor nitidez das riscas do tempo de exposição e do valor do campo magnético; com efeito, mais uma vez, a diminuição do campo teve como consequência uma menor nitidez que só pode ser atribuída a uma difusão maior dos raios beta por ser

também maior o seu trajecto no ar rarefeito contido na câmara de vazio.

A película n.º 66, apenas com 48 $\frac{1}{2}$ horas de exposição e um campo relativamente pouco intenso, $H=85$ Oe, apresenta as duas riscas de conversão nos níveis L_I e M_I da radiação γ que acompanha a transformação RaD-RaE.

A experiência n.º 67 diferiu da anterior apenas no tempo de exposição que foi de 330 horas; a película obtida confirma os resultados anteriores, vendo-se nitidamente as riscas L_I e M_I e também a risca N_I ; a região onde poderiam aparecer as riscas de conversão nos níveis L_I e M_I da radiação de 290 U. X. apresenta-se perfeitamente limpa com um fundo uniforme e não muito acentuado, sem quaisquer vestígios de riscas que deveriam ver-se se, para os electrões de conversão, se mantivesse a intensidade relativa das radiações γ e essa fôsse de 5:1 como pretendem AMALDI e RASETTI.

As experiências seguintes foram todas realizadas com uma intensidade de corrente inductora $I=0,7$ A de modo a aumentar a intensidade do campo magnético e reduzir o trajecto dos raios β reduzindo conseqüentemente a difusão.

A experiência n.º 68 teve de ser interrompida ao fim do 5.º dia de exposição, por avaria da bomba de vácuo elevado; mas, na experiência n.º 69, com 187 horas de exposição, obtive riscas mais intensas do que as obtidas na experiência n.º 67 com 330 horas.

Não me sendo possível reproduzir todas as películas, nem interessando repetir sempre os mesmos cálculos, detenho-me um pouco mais no estudo da película n.º 69, que reproduzi na estampa V juntamente com um microfotograma da mesma película, obtido com um microfotómetro Zeiss.

A notação é a indicada no fim do § 33; os comprimentos são indicados em cm.

Película n.º 69

Tempo de exposição 187 horas

$I=0,7$ A	$H=113,5$ Oe			
$l=3,73$	$e=2,27$	$f=0,35$		
$x_1=7,15$	$l_1=9,77$	$\rho_1=5,23$	$H\rho_1=594$	$W_1=30,11$
$x_2=x_1+0,19$	$l_2=9,96$	$\rho_2=5,318$	$H\rho_2=604$	$W_2=31,14$
$x_3=x_1+0,48$	$l_3=10,25$	$\rho_3=5,454$	$H\rho_3=620$	$W_3=32,76$
$x_4=x_1+2,18$	$l_4=11,95$	$\rho_4=6,26$	$H\rho_4=711$	$W_4=42,60$
$x_5=x_1+2,61$	$l_5=12,38$	$\rho_5=6,465$	$H\rho_5=734$	$W_5=45,41$

As distâncias entre as diferentes riscas, para maior rigor, foram medidas no microfotograma Zeiss, obtido com um factor de amplificação de 2,09.

Os valores de $H\rho$ são os correspondentes aos electrões de conversão nos níveis L_I , L_{II} , L_{III} , M_I e N_I . Se somarmos aos valores correspondentes da energia, os trabalhos de extracção dos electrões desses níveis [12] obtemos:

$$W_1 + L_I = 30,11 + 16,38 = 46,49$$

$$W_2 + L_{II} = 31,14 + 15,70 = 46,84$$

$$W_3 + L_{III} = 32,76 + 13,41 = 46,17$$

$$W_4 + M_I = 42,60 + 4,00 = 46,60$$

$$W_5 + N_I = 45,41 + 0,95 = 46,36$$

$$\text{Média} \quad 46,49 \text{ keV}$$

a que corresponde um comprimento de onda da radiação γ :

$$\lambda = \frac{12\,385,5}{46,49} = 266,4 \cdot 10^{-11} \text{ cm} = 266 \text{ U. X.}$$

Na película n.º 70, apenas com 24 horas de exposição, já se observam as duas riscas L_I e M_I da radiação de 266 U. X.; o mesmo aconteceu na experiência n.º 72, feita com película *Imperial Duoplex*, também durante 24 horas.

As películas n.º 71, com 190 horas de exposição, n.º 73 com 327 horas, n.º 75 com 163 horas confirmam os resultados da película n.º 69 e não apresentam igualmente quaisquer vestígios de riscas de conversão da radiação de 290 U. X..

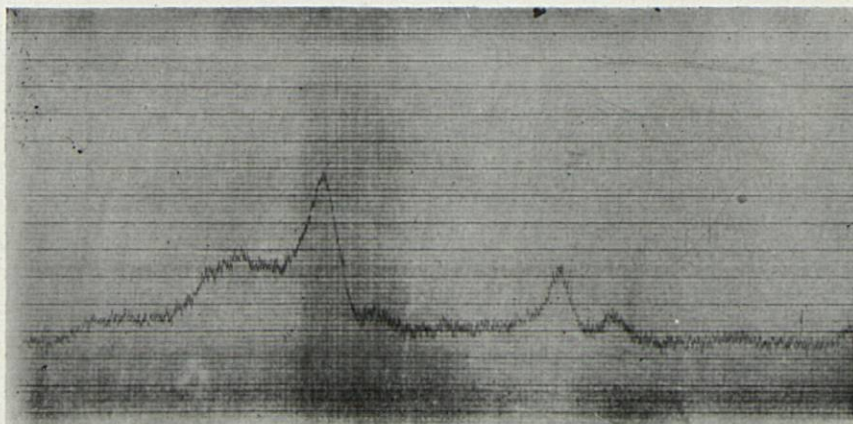
43. ESTUDO DO MICROFOTOGrama DUMA PELÍCULA — O Sr. Dr. Francisco Mendes prontificou-se gentilmente a passar ao microfotómetro Zeiss do Instituto Superior Técnico uma das minhas películas.

A estampa V reproduz o microfotograma da película n.º 69.

Na mesma estampa reproduzimos, em verdadeira grandeza, as porções da película em que aparecem riscas e a curva de enegrecimento, cotada em mm, obtida no microfotómetro com um factor de amplificação de 2,09.

Usando a notação indicada no § 20, medimos os enegrecimentos seguintes:

Microfotograma

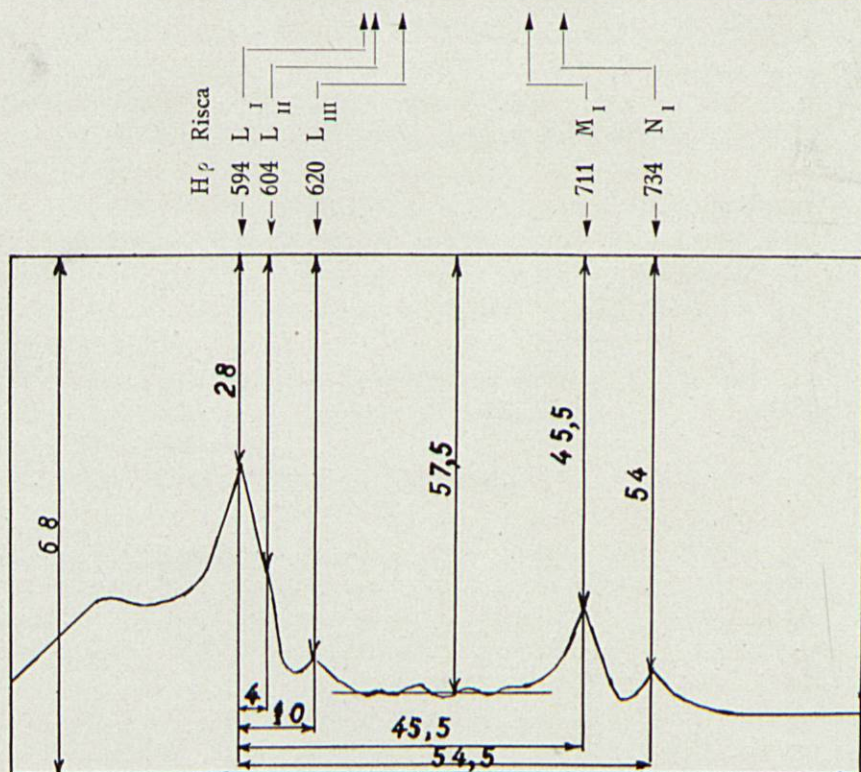
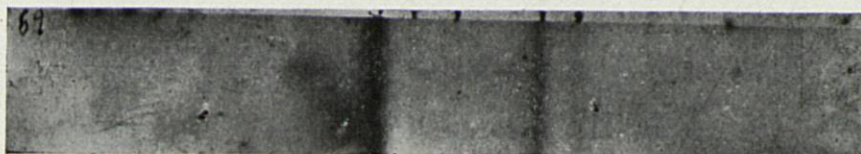


de uma película obtida com fonte linear e fenda de 7 mm

$I = 0,7 \text{ A}$

$H = 113,5 \text{ Oe}$

Tempo de exposição 187 horas



Reprodução em verdadeira grandeza, de parte do microfotograma,
Factor de amplificação, em relação à película: 2,09.

		Enegrecimentos	Intensidades relativas
Fundo próprio	$d_0 = 68$		
» contínuo	$d_f = 57,5$	$D_f = 1,8 \log \frac{d_0}{d_f} = 0,1311$	11,65
Risca L_I	$d_1 = 28$	$D_1 = 1,8 \log \frac{d_f}{d_1} = 0,5625$	50
» M_I	$d_4 = 45,5$	$D_4 = 1,8 \log \frac{d_f}{d_4} = 0,1830$	16,3
» N_I	$d_5 = 54$	$D_5 = 1,8 \log \frac{d_f}{d_5} = 0,0511$	4,55

Atendendo a que, segundo as medidas de ELLIS a que fizemos referência na pág. 26, o trôço linear da curva de enegrecimento começa para valores de $D = 0,3$, os valores dos enegrecimentos medidos têm apenas um interesse relativo, sendo preferível, para determinação das intensidades relativas das diferentes riscas, servirmo-nos de películas diferentes para as quais obtivemos, para riscas diferentes, um mesmo enegrecimento, com diferentes tempos de exposição.

44. A RADIAÇÃO DE 290 U. X. — A radiação de cerca de 290 U. X., atribuída por RASETTI e AMALDI à transformação RaD-RaE, tem uma energia, compreendida entre os trabalhos de extracção do nível K do praseodímio e do neodímio, de 41,83 a 43,38 keV.

Os electrões de conversão no nível L_I desta radiação teriam portanto uma energia de 25,5 a 27 keV, a que corresponde uma actividade fotográfica de cerca de 270 enquanto que o valor correspondente para a risca L_I da radiação de 266 U. X. é 295 (fig. 4, § 22).

Isto é, 100 electrões de conversão no nível L_I da radiação de 266 U. X. produzem o mesmo efeito fotográfico que

$$\frac{295}{270} \times 100 = 109$$

electrões de conversão, no mesmo nível, da radiação de 290 U. X..

Sendo 24 horas de exposição, tempo suficiente para tornar visíveis, com a fonte linear n.º 2, as riscas L_I e M_I da radiação de 266 U. X., bastariam

$$\frac{109}{100} \times 24 = 26,2$$

horas, para as riscas correspondentes de conversão da radiação de 290 U. X. serem também igualmente visíveis, se os números correspondentes de electrões fôsssem os mesmos; como fizemos exposições de 330 horas sem as encontrar podemos afirmar que o seu número é inferior a

$$\frac{26,2}{330} \times 100 = 8\%$$

mesmo sem entrar em conta com o facto de a risca L_I aparecer em menor número de horas que a risca M_I para a qual já 24 horas são suficientes.

Não é de supor que o coeficiente de conversão no nível L_I seja menor, para a radiação de 290 U. X., que para a de 266 U. X., por os cálculos teóricos, § 45, permitirem prever precisamente o contrário; mas, se assim fôsse, a radiação devia ser facilmente observada por espectrografia cristalina. Ora L. SALGUEIRO [45] não a observa ao fim de 240 horas de exposição, quando, em igualdade de circunstâncias, a radiação γ de 266 U. X. já se torna perfeitamente visível ao fim de 24 horas.

A aplicação dos métodos de espectrografia cristalina e magnética mostram portanto que a radiação γ de 290 U. X. atribuída por RASETTI e AMALDI à transformação RaD-RaE não deve ser atribuída a esta transformação ou que, para que tal seja possível, teremos de lhe atribuir uma intensidade, pelo menos, duas e meia vezes menor do que a calculada por aquêles dois ilustres experimentadores.

O método de absorção e o emprêgo de contadores de partículas não permitem resultados tão precisos como os métodos de espectrografia, cristalina ou magnética, associados à impressão fotográfica. Mas o alto valor e a vasta obra científica dos dois físicos italianos não permite supor, sequer, que se trate dum êrro de observação; a sua afirmação da existência duma nova radiação de 290 U. X. na transformação RaD-RaE deve portanto basear-se na dificuldade de lhe encontrar outra explicação; e sendo assim de duas uma: ou essa radiação que, no nosso modo de ver, pode ser atribuída a qualquer das transformações do RaD ao RaG não acompanha a transformação RaD-RaE ou houve êrro, por excesso, na avaliação da sua intensidade que, em vez de 20 %, é certamente inferior a 8 %.

45. A RADIAÇÃO DE 396 U. X. — No artigo já citado [45] L. SALGUEIRO verifica a existência duma nova radiação γ de 396 U. X. que acompanha uma das transformações do RaD ao RaG.

Esta radiação a que corresponde uma energia de 31,2 keV daria, por conversão no nível L_1 , electrões com uma energia de 15 keV, aproximadamente.

Êstes electrões têm uma actividade fotográfica apenas de 140, isto é, seriam necessários

$$\frac{295}{140} \times 100 = 210$$

electrões para produzirem o mesmo efeito fotográfico que os electrões de conversão da radiação de 266 U. X..

Se o número de electrões convertidos na unidade de tempo fôsse o mesmo seria portanto necessária uma exposição de

$$2,1 \times 24 \doteq 50 \text{ horas}$$

para que a risca correspondente se tornasse visível. Mas L. SALGUEIRO atribui-lhe uma intensidade da ordem de grandeza de $1/20$ da radiação principal; portanto nas condições das nossas experiências e, dentro das hipóteses feitas, só com uma exposição de

$$50 \times 20 = 1000 \text{ horas}$$

a referida radiação se tornaria visível. Por outras palavras, não admira que tivesse escapado à nossa observação, mesmo que o coeficiente de conversão interna no nível L_1 seja para a radiação de 396 U. X. triplo do que é para a radiação de 266 U. X..

O que acabámos de expor mostra que, para poder encontrar por espectrografia magnética o espectro de conversão interna desta radiação, ou mesmo apenas a sua risca mais intensa, se impõe o emprêgo de fontes radioactivas muito mais fortes do que as que conseguimos preparar ou a utilização de material fotográfico muito mais sensível, se não quisermos cair em tempos de exposição verdadeiramente proibitivos.

CAPÍTULO VII

Conversão interna

46. A CONVERSÃO INTERNA DO PONTO DE VISTA TEÓRICO — A conversão, no interior dum átomo, da radiação gama, que o núcleo excitado é capaz de emitir, em radiação beta, constituída pelos electrões periféricos expulsos, pode considerar-se como um caso intermédio entre o efeito foto-eléctrico externo e uma inter-acção directa entre o núcleo excitado e o electrão. Foi SMEKAL quem primeiro, em 1922, mostrou ser mais correcto admitir que um átomo, que se encontra num estado energético superior ao normal, tem duas possibilidades de emitir a energia em excesso: ou sob a forma duma radiação gama nuclear ou duma radiação beta proveniente das camadas periféricas do átomo. Se designarmos por p_γ a probabilidade de emissão dum fotão γ , por p_β a probabilidade de emissão do foto-electrão β e por $p_\beta + p_\gamma$ a probabilidade total de emissão duma partícula β ou γ , os cálculos teóricos conduzem à determinação da razão

$$\delta = \frac{p_\beta}{p_\gamma}$$

Se admitirmos que a probabilidade de emissão do foto-electrão β corresponde à absorção interna dum certo número de fotões γ emitidos pelo núcleo mas que não chegam a sair para fora do átomo, podemos definir um *coeficiente de conversão interna*

$$\alpha = \frac{p_\beta}{p_\beta + p_\gamma}$$

Esta razão é igual à razão entre o número de *quanta* convertidos e o número total de *quanta* emitidos pelo núcleo enquanto que a razão δ é a razão entre o número de partículas β emitidas

num dado tempo dt e o número de *quanta* γ saindo *para fora do átomo* no mesmo tempo.

Entre α e δ existem as relações

$$\delta = \frac{\alpha}{1 - \alpha} \quad \text{e} \quad \alpha = \frac{\delta}{\delta + 1}$$

Os cálculos teóricos são feitos considerando o núcleo como um dipolo ou um quadrupolo, infinitamente pequeno, colocado no centro do átomo. Esses cálculos foram desenvolvidos por

HULME [Proc. Roy. Soc. A 138, 643 (1932)]

para a radiação dum dipolo e por

TAYLOR e MOTT [Proc. Roy. Soc. A 138, 665 (1932)]

para a radiação dum quadrupolo.

TAYLOR e MOTT [Proc. Roy. Soc. A 142, 215 (1933)]

mostraram que se p_γ^0 representa a probabilidade de emissão dum fóton pelo núcleo, na ausência de electrões periféricos, e se p_γ representa a probabilidade para o núcleo do átomo completo, contrariamente ao que se admitia anteriormente, não é $p_\gamma = p_\gamma^0 - p_\beta$ mas muito sensivelmente $p_\gamma = p_\gamma^0$.

Segundo TAYLOR e MOTT, a probabilidade de emissão duma radiação γ é um fenómeno nuclear, relacionado com a radiação de frenagem e independente da camada de electrões periféricos; esta hipótese é admissível e conduz a resultados concordantes com as determinações experimentais quando a probabilidade p_β de emissão do foto-electrão é pequena; o mesmo não acontece quando a conversão interna é quasi total, em que se tem de admitir uma forte reacção dos electrões periféricos sobre o núcleo.

FISK [24] calculou os seguintes valores dos coeficientes δ e α de conversão interna no nível L_1 em função da energia E da radiação γ para as duas hipóteses dum dipolo δ (D) e dum quadrupolo δ (Q):

$E =$	47	40	31,2 keV
δ (D) =	1,82	2,57	8,0
δ (Q) =	2,75	4,55	—
α (D) =	0,645	0,84	0,89
α (Q) =	0,735	0,82	—

Êstes valores são suficientes para mostrar que a conversão interna aumenta rapidamente com a diminuição da energia da radiação (que necessariamente se tem de manter superior ao

trabalho de extracção do nível considerado L_1) e que não há diferença sensível entre os valores de α calculados para a radiação dum dipolo e dum quadrupolo.

47. NÚMERO DE PARTÍCULAS β E γ NA TRANSFORMAÇÃO RaD-RaE. RESULTADOS EXPERIMENTAIS — Deve-se a KIKUCHI, Jap. Journ. of Physics, 4, 143, 1927, [44], uma primeira avaliação do número de foto-electrões que acompanham a transformação RaD-RaE; esse número é $n_\beta = 0,90$ ou $0,95$ por desintegração.

GRAY e O'LEARY [26] concluem que, da transformação de 43 átomos de RaD em RaE resulta a emissão, por 11 átomos, duma radiação γ de fraca energia proveniente do nível L e, por 5 átomos, duma radiação γ relativamente penetrante; baseados nos resultados de CURTISS, *julgam poder concluir* que outros 8 átomos emitem uma radiação que é convertida nos níveis M e N e chegam assim ao seguinte resultado: de 43 átomos que se desintegram, 24 emitem uma radiação γ , e dessas 24 radiações 19 sofrem conversão interna; a ser assim seria:

$$n_\gamma = \frac{5}{43} = 0,116 \quad n_\beta = \frac{19}{43} = 0,444$$

e, para a conversão no nível L

$$n_{\beta_L} = \frac{11}{43} = 0,25.$$

Os valores correspondentes de δ e de α são respectivamente:

$$\delta_{\text{total}} = \frac{n_\beta}{n_\gamma} = \frac{19}{5} = 3,8 \quad \delta_L = \frac{11}{5} = 2,2$$

$$\alpha_{\text{total}} = \frac{n_\beta}{n_\beta + n_\gamma} = 0,794 \quad \alpha_L = \frac{2,2}{3,2} = 0,69$$

BRAMSON (S) [Z. f. Phys. 65, 721 (1930)] avalia o número de *quanta*, por desintegração, saindo do átomo, em

$$n_\gamma = 0,031 \pm 0,012$$

e conclui que, sendo verdadeiro o número indicado por KIKUCHI, por cada átomo de RaD que se desintegra, há emissão duma radiação γ .

STAHEL e SIZOO [Z. f. Phys. 66, 741 (1930)] chegam a um valor ligeiramente menor

$$n = 0,024 \pm 0,007$$

RICHARDSON [Proc. Roy. Soc. 133, 367, (1931)] estuda por fotografia estereoscópica o espectro β do RaD e encontra por 0,86 electrões nucleares, 0,38 de conversão nos níveis L, 0,29 de conversão nos níveis M e N e 0,19 electrões terciários.

GRAY [26 a], em face dos valores de BRAMSON e STAHEL e SIZOO rectifica mais uma vez os seus valores e conclui que menos de 4 % dos átomos de RaD desintegrados emitem uma radiação γ primária e que cerca de 30 % emitem uma radiação proveniente do nível L.

STAHEL [Helv. Phys. Acta 8,651, (1935)] determina experimentalmente a radiação L emitida, chegando ao seguinte resultado: 25,1 % dos átomos de RaD que se desintegram emitem *quanta* L e visto que, segundo LAY, o rendimento de fluorescência é 42 %, conclui que 60 % dos átomos de RaD que se desintegram, têm camadas L excitadas. E, como só cerca de 3,5 % dos *quanta* primários saem do átomo, nota o facto de ser

$$\delta_L = \frac{0,60}{0,035} = 17,1$$

enquanto que os cálculos teóricos de FISK conduzem a valores $\delta_L(D) = 1,82$ e $\delta_L(Q) = 2,75$, francamente diferentes.

RICHARDSON e LEIGH-SMITH [39] referindo-se aos trabalhos anteriores de BRAMSON, STAHEL e SIZOO dizem ser

$$n_\gamma = 0,035$$

AMALDI e RASETTI [2] calculam que 92 % da radiação γ é convertida internamente, correspondendo mais de 60 % ao nível L_I dos quais 5/6 à radiação de 265 U. X. e 1/6 à radiação de 290 U. X..

LEE e LIBBY [34] frisam o facto de que, não havendo raios β do RaD, com energia correspondente à passagem do estado fundamental do RaD ao estado fundamental do RaE, é de supor a existência de duas ou mais emissões de raios γ *em cascata*, e concluem ser provável que os investigadores anteriores tenham confundido, essas radiações γ e os raios β secundários correspondentes, com as radiações L e os electrões AUGER relativos à radiação γ

principal. Para determinarem separadamente a ionização produzida pelos electrões de energia diferente, empregam um campo magnético variável e da contagem do número de electrões correspondentes aos diferentes valores de $H\rho$ concluem que, por cada 100 desintegrações, só são emitidos 5 a 10 electrões de conversão da radiação γ de 47 keV.

Não é natural que LEE e LIBBY tivessem conhecimento do trabalho de RASETTI e AMALDI ao admitirem a existência de duas ou mais emissões de raios γ ; de qualquer modo, a recente verificação, feita por L. SALGUEIRO [45], da existência duma radiação de 396 U. X. nas transformações do RaD ao RaG pode ser uma confirmação dessa hipótese perfeitamente lógica. Os resultados experimentais anteriores, discordantes entre si, quando não francamente contraditórios, poderão talvez ter uma explicação se realmente as radiações de 396 e 290 U. X. acompanharem a transformação RaD-RaE. É partindo dessa hipótese que escrevemos o § seguinte.

48. CONJUNTO DE RADIAÇÕES EMITIDAS POR UMA FONTE DE RA ($D + E$) EM EQUILÍBRIO — Uma fonte de Ra ($D + E$) em equilíbrio emite:

a) Uma radiação β penetrante, constituindo o espectro contínuo do RaE, de energias compreendidas entre zero e 1170 keV, com um máximo de intensidade para 150 keV e uma energia média de 340 keV.

b) Uma radiação β mole, constituindo o espectro contínuo do RaD, de energias compreendidas entre zero e 25,5 keV, com um máximo de intensidade cerca de 10 keV, em que não mais de 3% dos electrões têm uma energia superior a 13 keV e $57 \pm 8\%$ têm energias inferiores a 4 keV.

A passagem ao estado fundamental do átomo excitado de RaE* faz-se pela emissão de:

c) Uma radiação γ de energia 46,49 keV a que corresponde um comprimento de onda de 266 U. X., ou de

d) Uma radiação γ' de 396 U. X. a que corresponde uma energia de 31,2 keV que levaria o átomo de RaE do estado excitado RaE* a um estado menos excitado RaE**, do qual passaria para o estado fundamental pela emissão de

e) Uma radiação γ'' de energia $46,49 - 31,2 \approx 15,3$ keV.

f) Provavelmente ainda, embora com menos intensidade, duma radiação γ''' de 290 U. X..

Cada uma destas radiações deve sofrer no átomo que a emite, uma forte absorção interna, mais elevada para a radiação γ' do que para a radiação γ .

g) Da mais intensa destas radiações resulta o espectro β de conversão interna constituído pelas 5 radiações cujas energias medimos no nosso trabalho.

h) Da radiação de 396 U. X. deve resultar uma radiação β secundária constituída principalmente por electrões de energia $31,2 - 16,38 = 14,82$ keV, extraídos do nível L_I .

i) Sendo pelo menos 60 % o número de electrões extraídos do nível L_I , 42 % destes, ou sejam cerca de 25 % dos átomos desintegrados, emitem uma radiação X de fluorescência correspondente à transição $2s - 3p$; as riscas β_3 e β_4 dessa radiação têm energias, respectivamente:

$$W_{L_I} - W_{M_{III}} = 16,382 - 3,183 \approx 13,2 \text{ keV}$$

$$\text{e } W_{L_I} - W_{M_{II}} = 16,382 - 3,702 = 12,68 \text{ keV}$$

a que correspondem comprimentos de onda

$$\lambda_3 = 936,4 \text{ e } \lambda_4 = 974,8 \text{ U. X.}$$

Sendo os trabalhos de extracção dos níveis L_{II} e L_{III} respectivamente 15,704 e 13,414 keV, a radiação X de fluorescência não pode ser convertida nesses níveis e por isso natural é que as riscas β_3 e β_4 apareçam com relativamente grande intensidade; efectivamente RASETTI e AMALDI encontraram, como tinham previsto, esta radiação entre os limites de absorção do ^{85}As e do ^{85}Br .

j) Uma radiação terciária ou *Auger*, de conversão das radiações β_3 e β_4 nos níveis M.

k) É de supor ainda que haja um certo número de electrões periféricos que sejam arrancados por colisão dos electrões nucleares do RaD e do RaE.

CONCLUSÕES

Fiz o estudo da transformação RaD-RaE por espectrografia magnética da radiação beta secundária. Para isso tive de

- a) preparar fontes radioactivas, quer por activação junto de 35 mg de Ra, durante um ano, quer por electrólise duma solução azótica de Ra ($D + E + F$) extraída de agulhas velhas de emanção;
- b) adaptar um electro-íman construindo novas peças polares e bobinas inductoras suplementares;
- c) construir dois espectrógrafos e duas câmaras de vazio e montar e ensaiar a aparelhagem acessória indispensável.

Os resultados obtidos estão de acôrdo com os que tinham sido já obtidos anteriormente por espectrografia magnética, como o provam os quadros I e II, mas em desacôrdo com os de RASETTI e AMALDI no que diz respeito à intensidade relativa das radiações de 266 e 290 U. X.

QUADRO I

Medidas de:	DANYSZ	ELLIS	MEITNER	BLACK	CURTISS	BRAGA
Ano de:	1913	1922	1922	1925	1926	1943
$H_{\rho 1}$	602	600	602	600	594,3	594
$H_{\rho 2}$	607	605	—	606	600,3	604
$H_{\rho 3}$	—	628	—	—	—	620
$H_{\rho 4}$	718	717	718	714	709,1	711
$H_{\rho 5}$	743	742	741	738	735,2	734
$H_{\rho 6}$	—	—	—	—	742,5	—

Dos valores de H_{ρ} acima indicados deduziram-se os do comprimento de onda da radiação γ que constam do quadro II.

QUADRO II

Medidas de:	DANYSZ	ELLIS	MEITNER	BLACK	CURTISS	BRAGA
Comprimento de onda em U. X.	261	263	262	263	266	266

As diferenças principais na avaliação do comprimento de onda da radiação provêm, por um lado, dos valores admitidos para os trabalhos de extracção dos diferentes níveis do átomo, de número atómico 83, por outro lado, do valor adoptado para a constante de DUANE e HUNT, relacionando o comprimento de onda com a energia da radiação.

O facto de não ter obtido com 330 horas de exposição nenhuma das riscas do espectro de conversão da radiação de 290 U. X. mostra que a sua intensidade é certamente inferior a 8 % da intensidade da radiação de 266 U. X. contrariamente à estimativa de 20 % feita por AMALDI e RASETTI.

Admito, em alternativa, a hipótese de essa radiação não ser emitida na transformação RaD-RaE mas numa das seguintes RaE-RaF ou possivelmente RaF-RaG.

Reconheço a conveniência de prosseguir este estudo com fontes mais intensas, para tentar determinar o número e intensidade relativa das diferentes radiações emitidas, de modo a obter resultados experimentais relativos às radiações de menor intensidade que foram recentemente observadas como acompanhando provavelmente a transformação RaD-RaE.

*

*

*

Resta-me agradecer a todas as pessoas, desde as mais altamente colocadas ao mais modesto operário, que, directa ou indirectamente, contribuíram para que pudesse realizar este trabalho, como *bolseiro* do Instituto para a Alta Cultura, no Centro de Estudos anexo ao Laboratório de Física da Faculdade de Ciências de Lisboa.

ÍNDICE DO TEXTO

PRIMEIRA PARTE

Objectivo e bases teóricas do trabalho

	Págs.
1—Objectivo do estudo.	1

CAPÍTULO I

Estudo da radiação beta

2—Resenha histórica	5
3—Método de absorção.	6
4—Método de desvio magnético.	7
5—Notações, fórmulas e valores numéricos fundamentais adoptados	8
6—Determinação analítica de W e de λ em função de $H\phi$	9
7—Realizações do método de desvio magnético	10
8—Método directo	11
9—Método de focalização.	11
10—Estrutura das riscas do espectro magnético	14
11—Correcção de Hartree	14
12—Precisão das medidas	15

CAPÍTULO II

Noções fundamentais de fotografia

13—Emulsão fotográfica	17
14—Teoria da formação da imagem latente.	18
15—Acção do revelador.	19
16—Acção do fixador.	21
17—Estudo do enegrecimento das emulsões fotográficas	21
18—Lei de reciprocidade de Bunsen e Roscoe	21
19—Curvas de Hurter e Driffield (H e D)	22
20—Medida do enegrecimento com o microfotómetro	23
21—Lei de Schwarzschild	25
22—Acção fotográfica dos electrões.	25
23—Rendimento fotoquímico	29

SEGUNDA PARTE

Realização prática do trabalho

CAPÍTULO III

Fontes radioactivas

	Págs.
24—Preparação e activação de fontes lineares	31
25—Cálculo do depósito activo de RaD sobre a aresta da lâmina de níquel, em presença de 35 mg de Ra, em função do tempo	33
26—Preparação de outras fontes	36
27—Extracção e purificação do RaD de antigas agulhas de radão . . .	37
28—Preparação de fontes planas a partir do soluto azótico de Ra (D + E + F)	42
29—Contadores de partículas ionizantes de Geiger-Muller	42
30—Medidas de actividade com os contadores de partículas	46

CAPÍTULO IV

Aparelhagem espectrográfica

31—Generalidades	49
32—Electro-íman	50
33—Espectrógrafo propriamente dito	52
34—Câmara de vazio	54
35—Instalação produtora do vazio	56
36—Vacuómetro	56

CAPÍTULO V

Campo magnético

37—Fluxímetro e bobinas de exploração do campo	59
38—Cálculo e realização de novas bobinas de exploração	60
39—Balança de Cotton	62
40—Estudo do campo magnético	63

CAPÍTULO VI

Espectrografia magnética

41—Material fotográfico utilizado	65
42—Experiências realizadas e espectrografias obtidas	67

	Págs.
43 — Estudo do microfotograma duma película.	76
44 — A radiação de 290 U.X.	77
45 — A radiação de 396 U.X.	79

CAPÍTULO VII

Conversão interna

46 — A conversão interna do ponto de vista teórico	81
47 — Número de partículas β e γ na transformação RaD-RaE. Resultados experimentais	83
48 — Conjunto de radiações emitidas por uma fonte de Ra(D + E) em equilíbrio	85
CONCLUSÕES	87

BIBLIOGRAFIA

- 1 — ABBAD (M.) e RIVOIR (L.) — Anales de Fisica y Quimica, t. XXXVII, 419. 1941.
- 2 — AMALDI (E.) e RASETTI (F.) — La Ricerca scientifica, XVII, 111. 1939.
- 3 — ARNOULT (R.) — Annales de Physique, t. 12, 241. 1939.
- 4 — BAEYER, HAHN e MEITNER — Physikalische Zeitschrift, t. 11, 488. 1910. 12, 273, 378. 1911. 13, 264. 1912.
- 5 — BEARDEN (J.) — Journal of Applied Physics, 12, 395. 1941.
- 6 — BECQUEREL (H.) — Comptes Rendus, 1896, 1897, 1899 e 1900.
- 7 — BIRGE (R.) — The Physical Review, 60, 766. 1941.
- 8 — BLACK (D.) — Proceedings of the Cambridge Philosophical Society, 22, 838. 1925.
- 9 — BORRIES e KNOLL — Physikalische Zeitschrift, 35, 279. 1934.
- 10 — BRETT — Proceedings of the Leeds Philosophical and Literary Society, 1. 1925.
- 11 — BRUHAT (G.) — Électricité — ed. Masson. 1934.
- 12 — CAUCHOIS (Y.) — Cahiers de Physique, 8, 25. 1942.
- 13 — COLE (K.) — The Physical Review, 28, 781. 1926.
- 14 — CURIE (I.) — Journal de Chimie Physique, 22, 471. 1925.
- 15 — CURIE (M.^{me} P.) — Radioactivité — ed. Hermann. 1935.
- 16 — CURTISS (L.) — The Physical Review, 27, 257. 1926.
- 17 — DANYSZ (J.) — Le Radium, 9, 1. 1912.
- 18 — DANYSZ (J.) — Le Radium, 10, 4. 1913.
- 19 — ELLIS (C.) — Proceedings of the Cambridge Philosophical Society, 21, 121. 1922.
- 20 — ELLIS (C.) e SKINNER (H.) — Proceedings of the Royal Society of London, 105, 60. 1924.
- 21 — ELLIS (C.) — Proceedings of the Royal Society of London, 114, 266. 1927.
- 22 — ELLIS (C.) e WOOSTER (W.) — Proceedings of the Royal Society of London, 114, 276. 1927.
- 23 — ELLIS (C.) e ASTON (G.) — Proceedings of the Royal Society of London, 119, 645. 1928.
- 24 — FISK (J.) — Proceedings of the Royal Society of London, 143, 674. 1934.

- 25 — GIBERT (A.) — Revista da Faculdade de Ciências de Lisboa, 6, 96. 1941.
8, 197. 1942.
- 26 — GRAY e O'LEARY — Nature, 123, 568. 1929.
- 26-a — GRAY — Nature, 130, 738. 1932.
- 27 — GURNEY (R.) e MOTT (N.) — Proceedings of the Royal Society of London.
164, 151. 1938.
- 28 — HAHN (O.) — Applied Radiochemistry — ed. Oxford Univ. Press. 1936.
- 29 — HARPER (A.) e ROBERTS (N.) — Proceedings of the Royal Society of London,
178, 170. 1941.
- 30 — HARTREE (D.) — Proceedings of the Cambridge Philosophical Society,
21, 746. 1923.
- 31 — HESSE (M.) e AMÉDÉE-MANNHEIM (C.) — La Photographie — col. Arm.
Colin, 1932.
- 32 — HEVESY (G.) e PANETH (F.) — A manual of radioactivity — ed. Oxford
Univ. Press, 1938.
- 33 — KAYE (G.) e LABY (T.) — Tables of Physical and Chemical Constants-ninth
ed. Sept., 1941.
- 34 — LEE (D.) e LIBBY (W.) — The Physical Review, 55, 252. 1939.
- 35 — LI (K.) — Proceedings of the Cambridge Philosophical Society, 33,
164. 1937.
- 36 — MEITNER (L.) — Zeitschrift für Physik, 9, 131, 145. 1922. 11, 35. 1922.
- 37 — PASCAL (P.) — Traité de chimie minérale, t. XII — ed. Masson, 1934.
- 38 — PIRANI (M.) — Deutsch Phys. Gessell. Verh., 8, 24, 686. 1906.
- 39 — RICHARDSON (H.) e SMITH (A.) — Proceedings of the Royal Society of
London, 160, 454. 1937.
- 39-a — RICHARDSON (H.) — Proceedings of the Royal Society of London, 133,
367. 1931.
- 40 — ROBINSON (H.) — Proceedings of the Royal Society of London, 104,
455. 1923.
- 41 — RUARK (A.) e MAXFIELD (F.) — The Physical Review, 47, 107. 1935.
- 42 — RUTHERFORD (E.) e RICHARDSON (H.) — Philosophical Magazine, 26,
324. 1913.
- 43 — RUTHERFORD (E.) e ROBINSON (H.) — Philosophical Magazine, 26, 717. 1913.
- 44 — RUTHERFORD (E.), CHADWICK (J.) e ELLIS (C.) — Radiations from radioac-
tive substances — ed. Cambridge Univ. Press, 1930.
- 45 — SALGUEIRO (L.) — Portugaliae Physica, I, 67. 1944.
- 46 — SCHONLAND — Proceedings of the Royal Society, 104, 235. 1923.
- 47 — SCHONLAND — Proceedings of the Royal Society, 108, 187. 1925.
- 48 — SEDGWICK (W.) — Proceedings of the Cambridge Philosophical Society,
38, 280. 1942.
- 49 — SMYTHE-MICHEL — Advanced Electrical Measurements — ed. Van Nos-
trand, 1932.



- 50 — STRONG, NEHER, etc. — Procedures in Experimental Physics — ed. Prentice-Hall, 1938.
- 51 — SURUGUE (J.) — Annales de Physique, 8, 511. 1937.
- 52 — THIBAUD (J.) — Annales de Physique, 5, 73. 1926.
- 53 — THIBAUD (J.), CARTAN (L.) e COMPARAT (P.) — Quelques techniques actuelles en Physique nucléaire — ed. Gauthier-Villars, 1938.
- 54 — VALADARES (M.) — Thèse — Paris — ed. Masson, 1933.
- 55 — WEBB (J.) — Journal of Applied Physics, 11, 18. 1940.
- 56 — WERTENSTEIN (L.) — Radioactivité — ed. Hermann, 1940.
- 57 — WHIDDINGTON (R.) e TAYLOR (J.) — Proceedings of the Royal Society of London, 136, 651. 1932.
- 58 — WOOSTER (W.) — Proceedings of the Royal Society of London, 114, 729. 1927.

ERRATA

PÁGINA	LINHA	ONDE SE LÊ	DEVE LER-SE
9	penúltima	$A = \left(\frac{m_o c}{H_{pe}} \right)^2 = 1 - \beta^2$	$A = \left(\frac{m_o c}{H_{pe}} \right)^2 = \frac{1 - \beta^2}{\beta^2}$
10	primeira	$W = m_o c^2 (\beta - 1)$	$W = m_o c^2 (\gamma - 1)$

Nas referências bibliográficas feitas a págs. 28, 30, 32, 37 e 64

Onde se lê: [11] [14] [10] [16] [15] [21]

Deve ler-se: [10] [13] [9] [15] [14] [20]



