

UNIVERSIDADE FEDERAL DA BAHIA
INSTITUTO DE FÍSICA
DEPARTAMENTO DE FÍSICA DO ESTADO SÓLIDO
FIS 101 – ESTRUTURA DA MATÉRIA I
PROF.: Edmar M do Nascimento
Turma: Teórica/ Prática
Equipe: *Adriano L. do Valle*

Data: Janeiro de 2005



EFEITO FOTOELÉTRICO
(RELATÓRIO / EXPERIMENTO - 3)

I - OBJETIVOS

Determinação da constante de Planck e da função trabalho f_0 do material que compõe uma célula fotoelétrica.

II - PARTE TEÓRICA

O Efeito Fotoelétrico

O efeito fotoelétrico consiste, basicamente, na emissão de elétrons induzida pela ação da luz. Para se observar este efeito de forma simples, pode-se utilizar uma lâmina de zinco ligada a um eletroscópio de folhas, como na Figura 1.

Inicialmente mede-se a velocidade de descarga do eletroscópio, com a lâmina carregada positiva e negativamente. A lâmina é então iluminada com a luz de uma lâmpada de arco voltaico, que tem boa quantidade de radiação ultravioleta.

Dois efeitos podem ser observados:

- se a lâmina de zinco está carregada positivamente a velocidade de descarga do eletroscópio não se modifica;
- no entanto, se a lâmina estiver carregada negativamente, o eletroscópio se descarrega (as folhas se aproximam) com grande rapidez.

Os dois resultados são consistentes com a interpretação de que a luz provoca a emissão de elétrons quanto interage com a lâmina. Se a lâmina está carregada negativamente, os elétrons são removidos e o eletroscópio se descarrega. Se estiver carregada positivamente, os elétrons eventualmente emitidos sob a ação da luz são atraídos e voltam à lâmina e, conseqüentemente, o tempo de descarga do eletroscópio não varia. Quando se utiliza luz de outros comprimentos de onda, vermelho, por exemplo, não se observa nenhuma modificação na descarga do eletroscópio, independente da intensidade do feixe de luz. Isto é observado também quando se coloca um filtro de vidro transparente na trajetória do feixe luminoso. Como é conhecido, o vidro é um excelente filtro ultravioleta. Pode-se concluir, então, que é a parte do espectro luminoso de alta frequência que provoca o fenômeno do efeito fotoelétrico. A dependência com a frequência, apesar de parecer simples, não pode ser explicada com base na teoria ondulatória da luz. Não se compreende por que as ondas de luz de pequena frequência não provocam a emissão de elétrons mesmo nos casos em que a amplitude da onda (a intensidade do campo elétrico) é grande.

A Figura 2 mostra o desenho esquemático de um aparelho básico para a realização de experimentos de investigação do efeito fotoelétrico. Luz ultravioleta incide sobre a superfície metálica C, provocando a emissão de elétrons da placa. Se alguns desses elétrons atingirem a placa A, haverá corrente no circuito. Note que, se a placa C está sob potencial positivo, o campo elétrico na região entre as placas será tal que o elétron será desacelerado, perdendo energia cinética ao longo do percurso entre as placas.

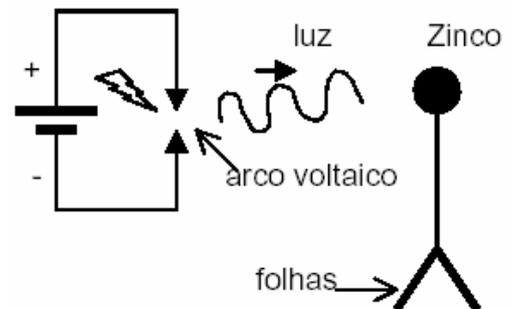


Figura 1. Lâmina de zinco ligada ao eletroscópio e fonte de luz

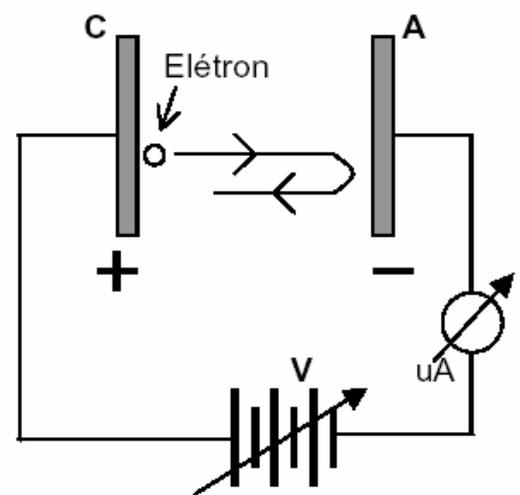


Fig. 2

Os experimentos realizados por Lenard mostram que o número de elétrons que atingem a placa A diminui à medida que o potencial V entre as placas ($C+ A-$) cresce, indicando que somente os elétrons que tenham energia cinética iniciais ($m v^2 / 2$) maiores que $|eV|$. podem atingir a placa A. Existe um potencial de frenagem V_0 para o qual nenhum elétron chega a placa A, ou seja,

$$\left(\frac{1}{2} m \cdot v^2 \right)_{\text{máx}} = eV_0$$

Por outro lado, se invertemos o potencial V entre as placas ($A+ C-$), desde que os elétrons emitidos transitam, agora acelerados, todos os elétrons que se desprendem da placa C atingem a placa A. neste modo, a corrente I não depende, neste caso, do potencial V elevado entre as placas.

O potencial de frenagem V_0 depende da frequência mas não depende da intensidade da luz incidente, o que pode ser visto nas Figuras 4 e 5. A corrente I no circuito, que mede o número de elétrons que atinge a placa A, é diretamente proporcional à intensidade incidente.

O resultado experimental obtido, revelando a independência de V_0 em relação à intensidade da luz incidente é surpreendente no modelo ondulatório.

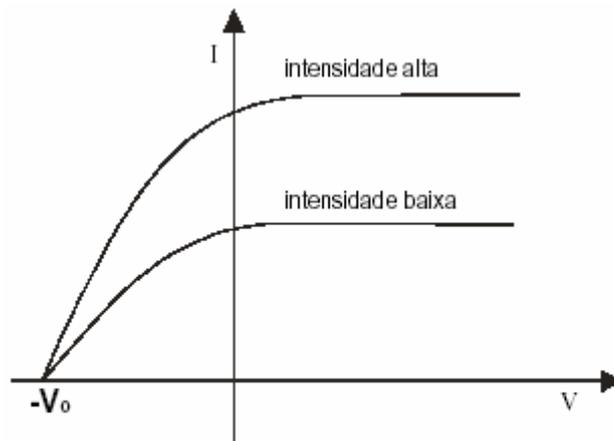


Figura 4 – Gráfico I versus V. O potencial é positivo quando A é positivo com relação a C.

Na visão ondulatória clássica, o aumento da taxa de energia luminosa incidente sobre a placa C deveria aumentar a energia absorvida pelos elétrons e conseqüentemente aumentar a energia cinética máxima dos elétrons emitidos. O experimento demonstrava que não era isso que acontecia.

A figura 5 mostra o gráfico do potencial de frenagem para o sódio em função da frequência. Por exemplo, para uma frequência de 10^{15} Hz obtém-se $V_0 = 2,2$ V. Assim, desconsiderando-se a energia necessária para o elétron se desprender da superfície, foi cedida ao mesmo, pela radiação, uma energia igual a 2,2 eV.

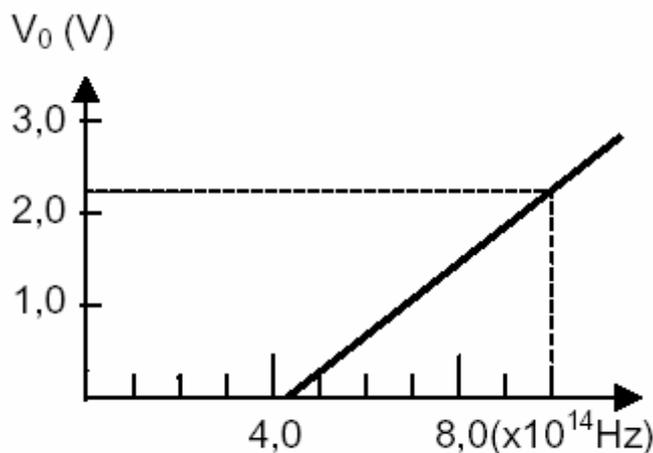


Figura 5. Gráfico V_0 versus frequência

Levando em conta o modelo ondulatório, um feixe de intensidade igual a 10^{-10} W/m^2 , de frequência 10^{15} Hz , incidindo em um átomo de sódio de raio aproximadamente 10^{-10} m , é capaz de transferir ao átomo (ou a um de seus elétrons), em 1 segundo, uma energia igual a $p(10^{-10} \text{ m})^2 (10^{-10} \text{ W/m}^2) \sim p 10^{-30} \text{ joules} \sim 2 \cdot 10^{-11} \text{ eV}$, e, para completar a energia cinética adquirida pelo elétron é necessário um tempo aproximado de 10^{11} segundos, ou, cerca de 4.000 anos. Considerando uma proposta feita por Rayleigh esse tempo se reduz para cerca de 5 horas. Entretanto, é verificado experimentalmente, para as condições descritas, que o tempo para a emissão de um elétron é muito pequeno, ocorrendo emissão logo após a incidência da radiação. Este fato indica a impropriedade da teoria ondulatória para explicar o fenômeno.

Em 1905, Einstein demonstrou que o resultado experimental poderia ser explicado se a energia luminosa não fosse distribuída continuamente no espaço, mas fosse quantizada, como pequenos pulsos, cada qual denominado de fóton. A energia de cada fóton é $h\nu$, onde ν é a frequência e h a constante de Planck.

Um elétron ejetado de uma superfície metálica exposta a luz, recebe a energia necessária de um único fóton. Quando a intensidade da luz, de uma certa frequência, for aumentada, maior será o número de fótons que atingirão a superfície por unidade de tempo, porém a energia absorvida por um elétron ficará imutável.

Um elétron, dentro de um metal, está sujeito a uma forte energia potencial das partículas vizinhas e também da própria superfície. Essa energia potencial, que chamaremos de f , necessita ser vencida para que a emissão ocorra. Assim, o elétron, ao receber a energia do fóton terá uma energia cinética igual a

$$m \cdot v^2 / 2 = h \nu - f$$

Se o elétron está na superfície a relação torna-se

$$eV_0 = (m v^2 / 2)_{\text{máxima}} = h \nu - f_0$$

onde f_0 é chamada função trabalho e representa a quantidade de trabalho necessário para retirar a elétron da superfície. Esta equação foi a solução proposta por Einstein, em seu trabalho de 1905, para o efeito fotoelétrico.

Pode-se, ainda, definir a frequência de corte, ou seja, o valor limite da frequência para o qual ainda existe emissão. Isto é calculado considerando tal que a energia cinética máxima seja muito próxima de zero. Nesta situação, temos $\nu_0 = f_0 / h$ onde ν_0 é a frequência de corte.

Dessa maneira, podemos ainda escrever, $eV_0 = h (\nu - \nu_0)$ e o potencial de frenagem V_0 tem dependência linear com a frequência, e que concorda com os dados experimentais obtidos por Millikan em 1916. Desses resultados, Millikan pôde encontrar, calculando a inclinação da reta para vários materiais, o valor da constante de Planck, h , e verificar a concordância com valores anteriormente encontrados.

Teoria da Medida

O modelo simples de fotoemissão de metais cumpre a equação de Einstein

$$(m v^2 / 2)_{\text{máxima}} = eV_0 = h \nu - f_0$$

Quando iluminamos o cátodo da célula fotoelétrica com a luz monocromática de $h \nu > f_0$, os elétrons emitidos carregam a energia cinética, que varia entre o valor zero e o valor $h \nu - f_0$. Essa energia causa uma fotocorrente entre o cátodo e o ânodo até mesmo sem diferença de potencial entre eles. Além disso, os elétrons podem superar a barreira de potencial com o ânodo negativo com relação ao catodo e constituem uma corrente convencional na direção oposta. Aumentando a d.d.p. inversa (ânodo negativo em relação ao cátodo) podemos suprimir a fotocorrente com uma certa d.d.p. V_0 . Nesta situação a energia cinética máxima é exatamente gasta para vencer a barreira de potencial. Variando-se o comprimento de onda da iluminação podemos obter uma dependência de V_0 com $1/\lambda$, que deve ser linear $V_0 = hc / e\lambda - f_0 / e$

A partir do gráfico $(V_0 \times 1/\lambda)$ determinamos f_0 da interseção da reta com o eixo $1/\lambda$ e a constante de Planck é dada pela inclinação da reta.

A teoria que desenvolvemos baseia-se no fato de que apenas o catodo é iluminado pela fonte de luz. Na fotocélula usada no experimento, o anodo também recebe luz, direta ou refletida no próprio catodo de modo que o anodo também emite elétrons. A fotocorrente produzida pelo anodo é menor que a fotocorrente produzida pelo catodo. Ela pode ser medida na situação em que o anodo é colocado em um potencial negativo com relação ao catodo, aumentando-se esse potencial reverso além do ponto em que a corrente é anulada, até que a corrente inversa chegue a uma situação de saturação.

Como consequência da existência da corrente do anodo, o Potencial de parada V_0' , obtido ao anular a corrente, não é o potencial que anula a fotocorrente do catodo, ele anula a corrente resultante. O potencial de parada da fotocorrente do catodo, o verdadeiro V_0 pode ser determinado a

partir da extrapolação do trecho linear da corrente no gráfico I versus V conforme a figura 6.

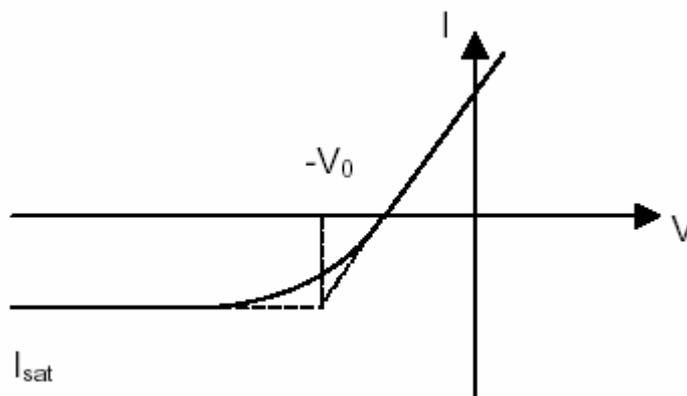


Fig. 6

III - PARTE EXPERIMENTAL

MATERIAL

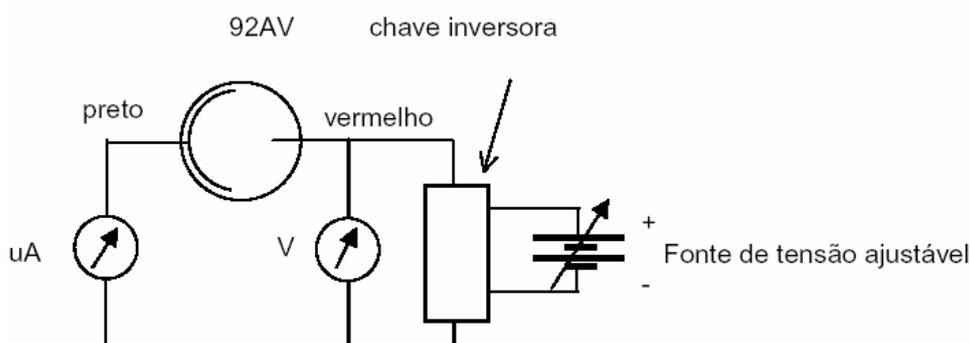
1. Fonte de luz;
2. Filtros de interferência;
3. Multímetros digitais;
4. Fonte de tensão variável;
5. Chave inversora.

Selecione os comprimentos de onda que vão incidir na célula, através de filtros que devem ser postos num suporte adequado em frente à lâmpada halógena (devem ser utilizados todos os filtros disponíveis na bancada).

Inicialmente, observe a produção da fotocorrente sem aplicação de diferença de potencial externa utilizando luz branca com baixa intensidade .

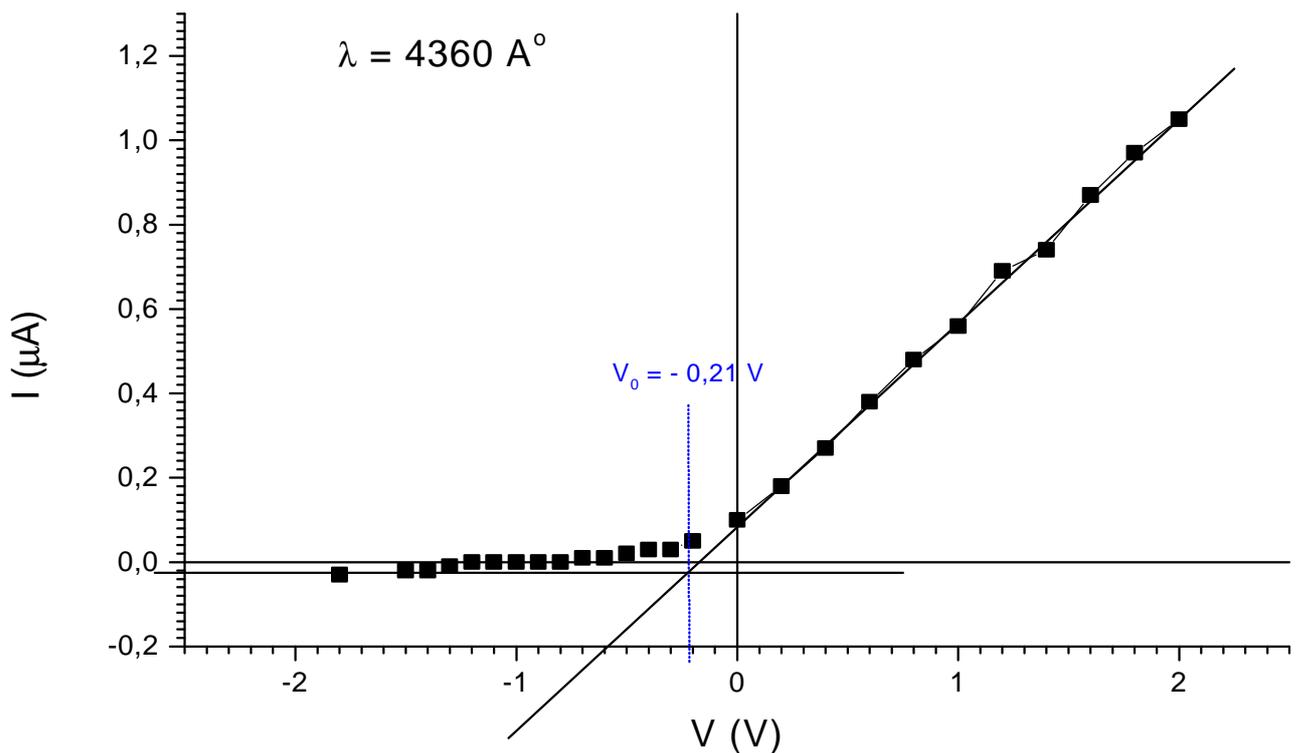
Em seguida, para cada comprimento de onda que vai incidir na célula, utilizando os filtros de 4047Å^0 , 4358Å^0 , 5461Å^0 e 5780Å^0 aplique um campo elétrico entre o cátodo e o ânodo, cátodo negativo com relação ao ânodo, (com intensidade suficiente para a fotocorrente não ultrapassar $5\mu\text{A}$) de maneira a favorecer a fotocorrente. Uma d.d.p. em torno de 2,0 volts deverá ser suficiente. Aos poucos diminua esse valor até zerar a tensão aplicada entre o cátodo e o ânodo anotando os valores de tensão e corrente. Inverta então o campo elétrico aplicado e aumente sua intensidade até obter valores negativos para a fotocorrente. Continue a aumentar o valor absoluto da tensão até obter a saturação da fotocorrente inversa anotando sempre os valores de tensão e corrente.

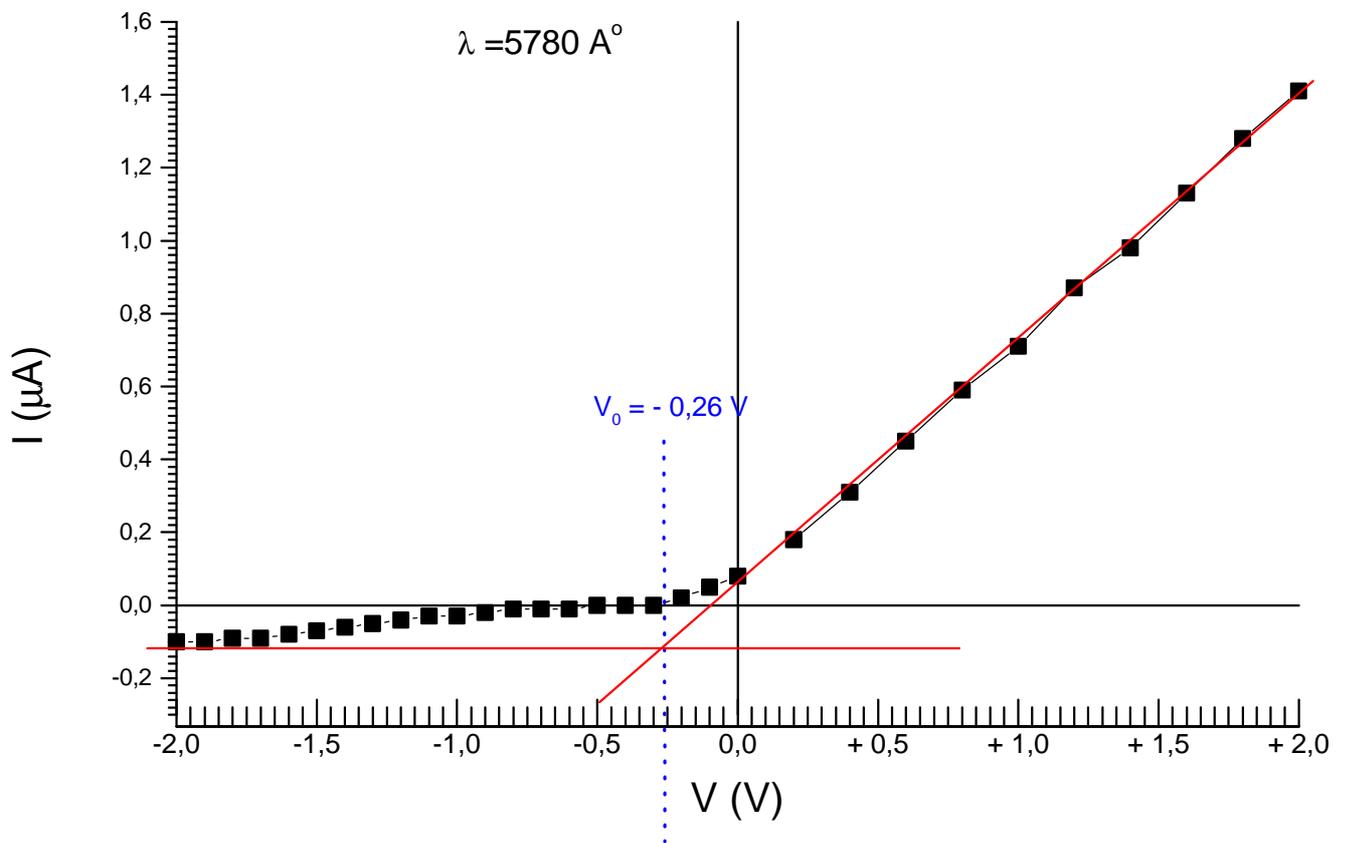
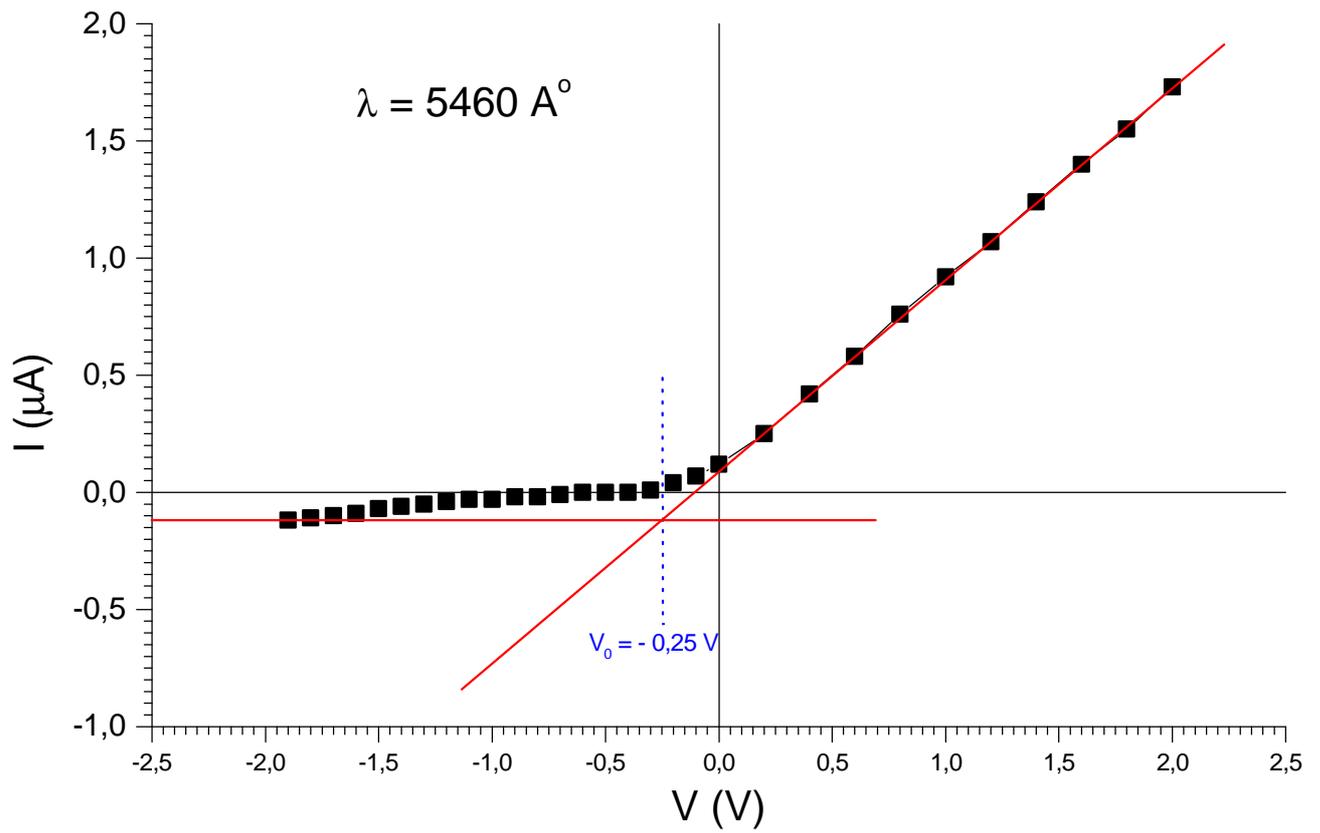
Diagrama elétrico:



d.d.p. (V)	$\lambda = 4360 \text{ \AA}$ I (μA)	$\lambda = 5460 \text{ \AA}$ I (μA)	$\lambda = 5780 \text{ \AA}$ I (μA)
2,00	1,05	1,73	1,41
1,80	0,97	1,55	1,28
1,60	0,87	1,40	1,13
1,40	0,74	1,24	0,98
1,20	0,69	1,07	0,87
1,00	0,56	0,92	0,71
0,80	0,48	0,76	0,59
0,60	0,38	0,58	0,45
0,40	0,27	0,42	0,31
0,20	0,18	0,25	0,18
0,00	0,10	0,12	0,08
-0,10		0,07	0,05
-0,20	0,05	0,04	0,02
-0,30	0,03	0,01	0,00
-0,40	0,03	0,00	0,00
-0,50	0,02	0,00	0,00
-0,60	0,01	0,00	-0,01
-0,70	0,01	-0,01	-0,01
-0,80	0,00	-0,02	-0,01
-0,90	0,00	-0,02	-0,02
-1,00	0,00	-0,03	-0,03
-1,10	0,00	-0,03	-0,03
-1,20	0,00	-0,04	-0,04
-1,30	-0,01	-0,05	-0,05
-1,40	-0,02	-0,06	-0,06
-1,50	-0,02	-0,07	-0,07
-1,60		-0,09	-0,08
-1,70		-0,10	-0,09
-1,80	-0,03	-0,11	-0,09
-1,90		-0,12	-0,10
-2,00			-0,10

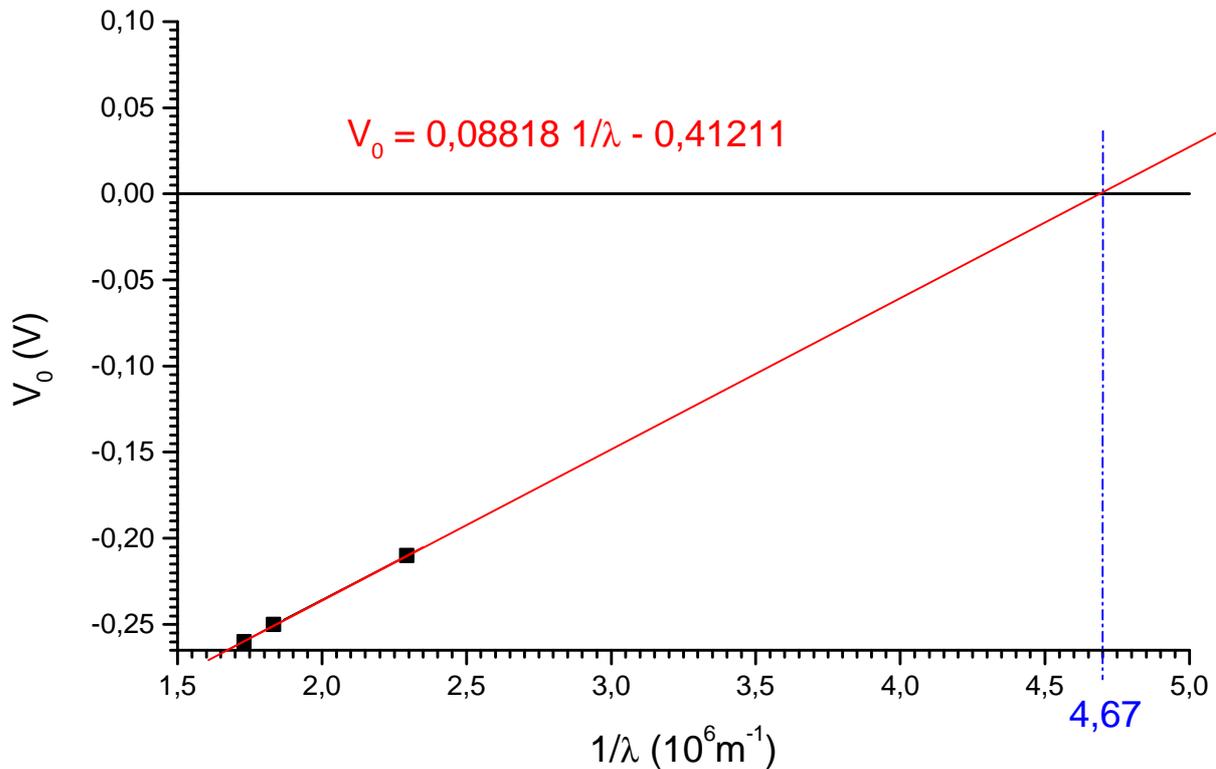
Determine graficamente a d.d.p. de parada, V_0 , como explicado anteriormente.





Faça um gráfico de V_0 em função de $1/\lambda$ e determine os valores de h e f como indicado na sessão anterior.

V_0 (V)	$1/\lambda$ (10^6 m^{-1})
-0,21	2,293
-0,25	1,832
-0,26	1,730



Infelizmente, a fotoemissão do catodo da válvula **92AV** não corresponde ao modelo simples de Einstein. Devido a estrutura complicada da camada fotoemissora, a função trabalho não é univocamente definida. Esse fato causa um erro relativamente grande no valor de h encontrado. Entretanto se pode verificar a dependência linear de V_0 sobre $1/\lambda$ e a ordem de grandeza certa de h .

$$V_0 = \frac{hc}{e} \cdot \frac{1}{\lambda} - \frac{j_0}{e}$$

$$\frac{hc}{e} = 0,08818 \cdot 10^{-6}$$

$h = \frac{0,08818 \cdot 10^{-6}}{3 \cdot 10^8} e = 2,9^{-16} \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} = 0,47 \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$ que é da mesma ordem de grandeza do valor conhecido

O valor da função trabalho será dado por:

$$\frac{j_0}{e} = 4,67 \cdot 10^6 \Rightarrow j_0 = 4,67 \cdot 10^6 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} = 7,472 \cdot 10^{-13} \text{ J}$$

IV – CONCLUSÃO

Ao determinarmos a constante de Planck e da função trabalho f_0 do material que compõe uma célula fotoelétrica não conseguimos um bom resultado. Atribuímos esse erro ao equipamento ou à nossa falta de habilidade ao manuseá-lo.

V - BIBLIOGRAFIA

- 1 - 1. Optics – Eugene Hetch – 2a Edição, Addison-Wesley.
- 2 - 2. FÍSICA- D. Halliday e R. Resnick 4a Edição, LTC Editôra.
- 3 - 3. Berkley Physics Laboratory, Parts C and D. Experiment C-5.
- 4 - 4. Experiments in Modern Physics – A. Melissinos .