

Determinação das Características Eléctricas de uma Junção PN e a sua Variação com a Temperatura

João Braz 69684, João Branco 69691, André Boné 69937, André Martins 70017

IST, MEFT, LCET, Prof. Dr. João Figueirinhas

Resumo

Nesta experiência estudámos as características eléctricas de uma junção PN, com silício dopado. Utilizámos dois modelos diferentes, os **modelos A e B**, descritos na introdução. Com o **modelo A** obtivemos $E_g = (1.3049 \pm 0.0007) \times 10^{-19} J$, que representa um desvio à exactidão de 25.87%. Com o **modelo B** obtivemos $E_g = (1.5 \pm 0.2) \times 10^{-19} J$, que representa um desvio à exactidão de 15.89%.

1 Introdução [1]

Os materiais semicondutores apresentam um hiato energético (E_g) entre os 0 e os 3 eV, que representa a diferença de energias entre as bandas de condução e de valência. No caso do silício esse valor é aproximadamente $1.11 eV = 1.76 \times 10^{-19} J$ [2].

Um semicondutor intrínseco (em geral Silício ou Germânio, grupo 14 da TP) tem uma estrutura cristalina em que cada átomo tem 4 electrões de valência, formando ligações covalentes com os átomos vizinhos. Nesta estrutura, as concentrações de electrões (n , portadores de carga negativa) e buracos (p , portadores de carga positiva, que resultam de ligações covalentes quebradas) são iguais.

A junção PN é constituída, em geral, por uma parte do semicondutor de tipo p e outra parte tipo n. O semicondutor extrínseco de tipo p (tipo n, respectivamente) baseia-se na dopagem de uma parte do semicondutor intrínseco com átomos de impureza aceitadora (dadora), do grupo 13 (grupo 15) da TP (e.g. Boro, Alumínio, Índio, aceptadores; Fósforo, Arsénio, Antimónio, dadores). Estes elementos têm menos um (mais um) electrão de valência do que um elemento de semicondutor intrínseco, introduzindo um acréscimo na concentração de buracos (electrões) na rede cristalina e uma concentração de iões aceptadores (dadores). Passamos a ter buracos (electrões) como portadores de maioria e electrões (buracos) como portadores de minoria.

Estes acréscimos nas concentrações de buracos e de electrões farão com que, para além de haver transporte de carga por condução dentro do semicondutor, haja transporte através de difusão na região de contacto (ou de transição), de buracos da parte p para a parte n, e de electrões no sentido contrário. As difusões dos portadores de maioria em cada lado causarão uma desblindagem parcial dos átomos de impureza na região de transição, da qual surgirão concentrações de iões dadores (na parte n) e aceptadores (na parte p). Passará a haver excessos de carga negativa e positiva dos lados p e n, respectivamente, o que criará um campo eléctrico no sentido $n \rightarrow p$. Este campo impõe uma barreira de potencial, estabelecendo um equilíbrio dinâmico entre a difusão de portadores e a blindagem dos átomos de impureza, quando o sistema está em equilíbrio termodinâmico.

Impondo uma d.d.p. favorável à polarização da junção PN (isto é, eléctrodo positivo com parte p e eléctrodo negativo com parte n), os portadores de maioria em cada parte do semicondutor são impelidos em direcção à região de transição e blindam os átomos de impureza, reduzindo a barreira. Esta diminuição da barreira conduz a uma concentração de portadores de minoria na região de transição superior à do equilíbrio não-polarizado, que por sua vez causa uma difusão com recombinação dos portadores de minoria em direcção à zona neutra do semicondutor. Surgem

assim correntes eléctricas.

Tendo isto, a relação $I(V)$ para a junção PN é dada pelo que chamaremos **Modelo A**:

$$I = I_s \left(e^{\frac{qV_d}{kT}} - 1 \right) \quad (1)$$

$$I_s = k_1 T^3 e^{-\frac{E_g}{kT}} \quad (2)$$

No entanto, a junção PN utilizada em laboratório será de Silício. Para melhorar o modelo, acrescentaremos um termo que contabiliza os estados de condução resultantes de impurezas irremovíveis, inerentes ao material. Notamos que estes estados se verificam predominantemente nos semicondutores de Silício, sendo que o primeiro modelo se aplica bem aos de Germânio. Estes estados têm uma banda de condução com início a meio da banda proibida do Si, portanto chamaremos **Modelo B** a:

$$I = I_s \left(e^{\frac{qV_d}{kT}} - 1 \right) + I_r \left(e^{\frac{qV_d}{2kT}} - 1 \right) \quad (3)$$

$$I_s = k_1 T^3 e^{-\frac{E_g}{kT}} \quad (4)$$

$$I_r = k_2 T^{\frac{5}{2}} e^{-\frac{E_g}{2kT}} \quad (5)$$

Nas equações, K é a constante de Boltzmann, q é a carga elemental, V_d a tensão aos terminais do díodo, I_s e I_r são dados pelas expressões (4) e (5), respectivamente, e η é o chamado parâmetro de qualidade, que depende do material utilizado e aproxima os resultados ao **modelo B**. k_1 e k_2 são constantes.

Notamos que em laboratório não estaremos a medir a tensão aos terminais da junção mas sim de todo o díodo, que tem uma resistência interna em série com a junção, resultante das partes neutras do semicondutor, que assumimos independente da corrente. Feita esta consideração e a partir das equações tiram-se as relações $V(I)$ para os modelos **A** e **B**, dadas respectivamente por (6) e (7):

$$V = RI + b \ln I + c \quad (6)$$

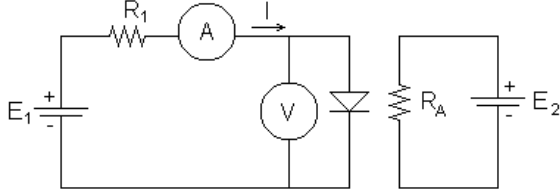
$$V = RI + \frac{2KT}{q} \ln \left[\sqrt{\left(\frac{I_r}{2I_s} \right)^2 + \frac{I + I_r}{I_s} + 1} - \frac{I_r}{2I_s} \right] \quad (7)$$

$$b = \frac{\eta KT}{q} \quad (8)$$

$$c = -\frac{\eta KT}{q} \ln I_s \quad (9)$$

2 Experiência Realizada

Neste trabalho utilizaremos uma junção PN com silício dopado, como no díodo comercial 1N5332. Iremos colocar em contacto com o silício duas resistências, cuja temperatura será alterada com uma fonte de tensão adicional regulável, E_2 no circuito da figura 1. A temperatura T a que se encontra o silício será medida com um termómetro digital.



R_1 - Resistência do sistema
 R_A - Resistência de aquecimento
 I - Corrente
 E_1 - Tensão aplicada ao sistema
 E_2 - Tensão de aquecimento

Figura 1: Esquema do circuito eléctrico

Alterando os valores de E_1 num circuito como o da figura 1, é possível retirar pares de valores $V(I)$ no voltmímetro e amperímetro.

Começámos por montar o circuito da figura 1. Como foi referido, fazendo variar o valor de E_1 é possível retirar pares de valores $V(I)$, no entanto, tanto por limitações das fontes de tensão, como para evitar usar tensões e correntes demasiado elevadas, podemos alterar R_1 para aumentar o espectro de valores recolhidos.

Para $E_2 = 0V$, ou seja, à temperatura ambiente, começámos com $R_1 = 100k\Omega$ por variar E_1 de modo a que I varie $\approx 10\mu A$, dos 10 aos $100\mu A$. De seguida mudámos R_1 para $20k\Omega$, e fizemos variar E_1 de modo a variar $I \approx$ de 100 em $100\mu A$, desde os 100 até aos $1000\mu A$. Alterando novamente R_1 para 1000Ω , variámos E_1 de modo a obter intervalos de $\approx 1mA$, desde $1mA$ a $10mA$. Por fim, para $R_1 = 300\Omega$, variámos E_1 de modo a que se obtivessem intervalos de $\approx 10mA$, desde os 20 aos $100mA$.

Repetimos este processo com E_2 a 8.91V, 12.54V, 15.46V, 17.88V e 19.95V, cada um correspondendo a temperaturas diferentes. Cada vez que alterávamos o valor de E_2 tínhamos que esperar que o valor da Temperatura estabilizasse, o que demorava alguns minutos.

3 Tratamento de Dados e Resultados

Modelo A

Após a recolha de dados, foi efectuado um ajuste a (6), obtendo-se, para cada temperatura, os seguintes dados:

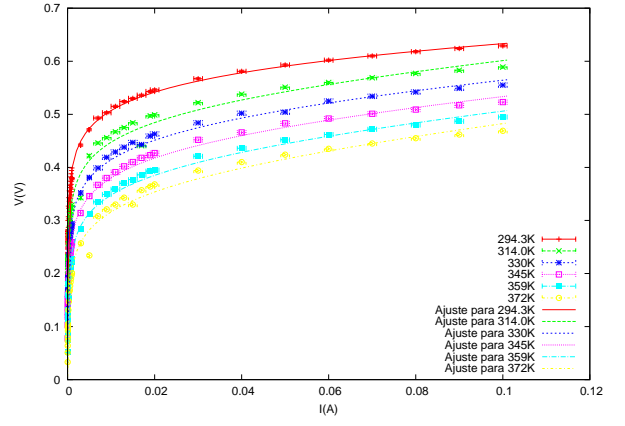


Figura 2: 1º Ajuste ao modelo A

Foi efectuado um segundo ajuste, desta vez utilizando uma escala logarítmica:

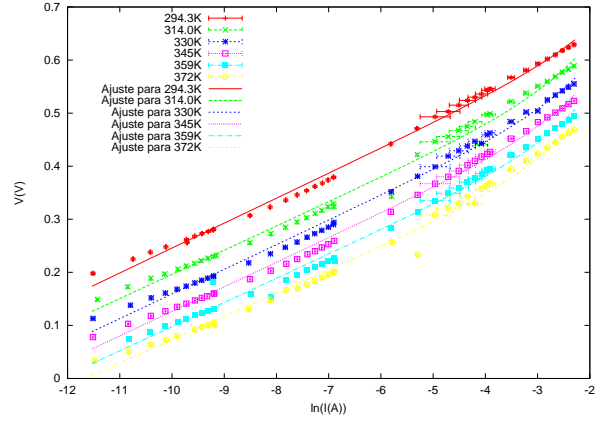


Figura 3: 2º Ajuste ao modelo A

Embora os resultados dos ajustes sejam muito próximos, não eram iguais, e alguns valores nem sequer se encontravam dentro da margem de erro. Decidimos por isso calcular uma média, onde o erro era a soma da média dos erros com o desvio à média.

Os valores obtidos foram:

T(K)	R (Ω)	b(mV)	c(mV)
294.3 ± 0.4	0.25 ± 0.09	47.0 ± 0.3	719 ± 6
313.9 ± 0.8	0.54 ± 0.02	45.6 ± 0.2	652 ± 2
330 ± 1	0.48 ± 0.02	46.4 ± 0.2	623 ± 2
345 ± 1	0.52 ± 0.03	46.2 ± 0.3	588 ± 3
353 ± 2	0.59 ± 0.04	45.2 ± 0.6	551 ± 5
372 ± 1	0.73 ± 0.02	43.7 ± 0.2	510 ± 2

Tabela 1: Resultados dos ajustes ao método A

Efectuou-se agora ajustes aos valores de b e c pelas equações (8) e (9) respectivamente. Os gráficos obtidos foram:

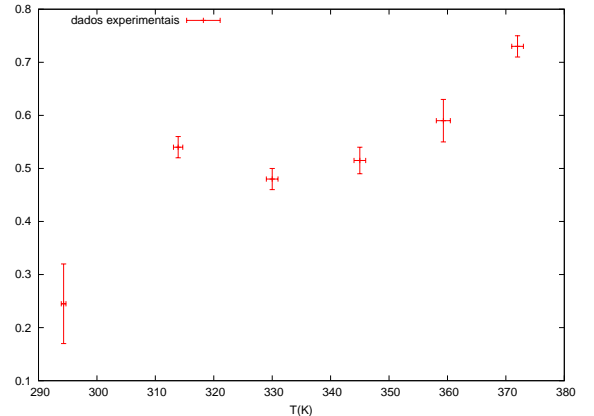


Figura 4: Ajuste aos valores de R

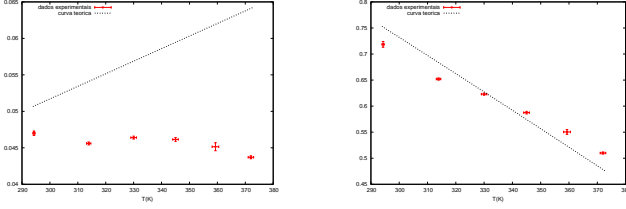


Figura 5: Ajuste aos valores de b

Figura 6: Ajuste aos valores de c

Para os valores de c obteve-se $E_g = (1.3049 \pm 0.0007) \times 10^{-19} J$.

Este valor de E_g apresenta um erro relativo de 0.05%, e um desvio à exactidão de 25.86%

Foi também calculado o valor de I_s para ser comparado com i_{min} , para verificar a validade do modelo:

T (K)	I_s (μA)	i_{min} (μA)	I_s/I_{min} (%)
294.3	0.23	10.0	2.30
313.9	0.62	10.9	5.66
330	1.48	10.0	14.75
345	2.96	10.0	29.60
359	5.07	9.9	51.19
372	8.54	10.4	82.14

Modelo B

Foi efectuado um ajuste dos dados experimentais a (7), desta vez apenas para a escala logarítmica:

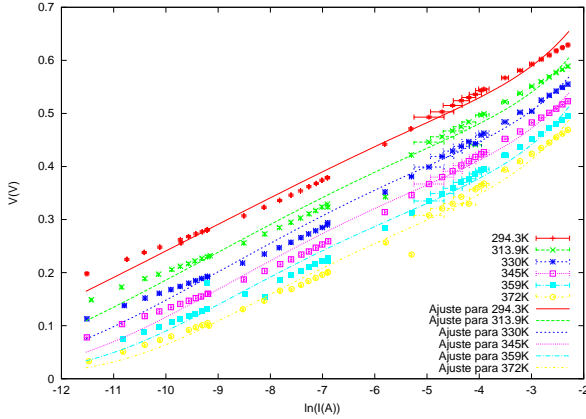


Figura 7: Ajuste ao modelo B

Os valores obtidos são:

T(K)	R (Ω)	I_s (nA)	I_r (μA)
294.3 ± 0.4	0.8 ± 0.2	0.013 ± 0.003	0.40 ± 0.03
313.9 ± 0.8	0.8 ± 0.2	0.3 ± 0.2	1.5 ± 0.2
330 ± 1	0.8 ± 0.2	2.8 ± 0.9	3.6 ± 0.3
345 ± 1	0.8 ± 0.2	20 ± 5	7.4 ± 0.6
353 ± 2	0.9 ± 0.2	120 ± 30	13 ± 2
372 ± 1	1.0 ± 0.2	500 ± 100	25 ± 3

Tabela 2: Resultados dos ajustes ao método B

A partir destes dados foram feitos ajustes teóricos a (4) e (5). De seguida calculou-se a média do E_g , com um erro igual à média dos erros, pois desta vez os dois valores encontravam-se dentro das margens dos erros. De seguida voltou-se a ajustar, desta vez fixando E_g . Os resultados obtidos foram:

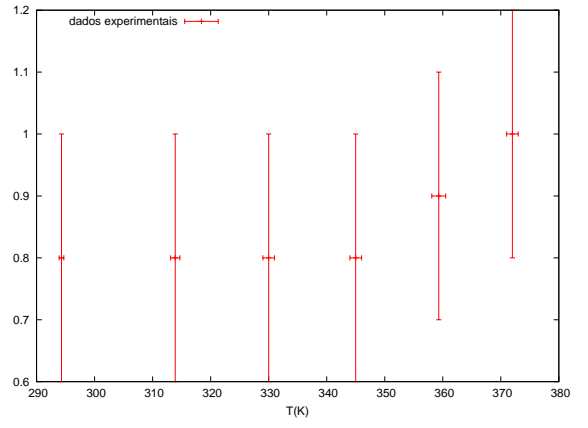


Figura 8: Ajuste aos valores de R

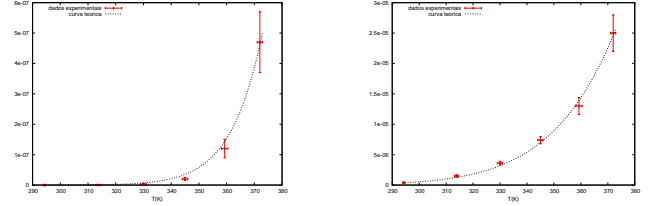


Figura 9: Ajuste aos valores de I_s

Figura 10: Ajuste aos valores de I_r

$E_g (\times 10^{-19} J)$			
I_s	I_r	$k_1 (AK^{-3})$	$k_2 (\times 10^{-6} AK^{-3})$
1.5 ± 0.2	1.41 ± 0.08	0.1 ± 0.3	8 ± 7
1.5 ± 0.2		0.027 ± 0.001	1.63 ± 0.04

Este valor de $E_g = (1.5 \pm 0.2) \times 10^{-19} J$ apresenta um erro relativo de 13%, e um desvio à exactidão de 14.89%

4 Críticas e Conclusões

Os ajustes ao modelo mais simples não são muito bons para nenhuma das temperaturas estudadas. De fato, uma análise cuidada dos ajustes $V(\ln(I))$ faz notar que, para uma porção considerável dos pontos experimentais, o erro não cobre a diferença de tensão à curva de ajuste (indicar um conjunto de pontos em que tal ocorre). Uma situação que pode ter contribuído foi a oscilação térmica durante o ensaio, já que o tempo de espera não foi suficiente para garantir rigorosamente o equilíbrio térmico.

A resistência da parte neutra dos semicondutores apresenta uma tendência para aumentar quando aumenta a temperatura tal como se esperava. No entanto, verifica-se existir um ponto (assinalar) cuja resistência é superior à resistência dos dois pontos seguintes. Este ponto não deve seguir a tendência física do modelo, sendo antes uma flutuação. Pelo ajuste $V(\ln(I))$ para $T = 314K$ é possível perceber que a generalidade dos pontos neste caso tem um desvio à curva de ajuste superior ao mesmo desvio para outras temperaturas.

A variação do parâmetro de ajuste b com a temperatura não evidência uma correspondência com a sua previsão teórica. Já a variação do parâmetro c com a temperatura apresenta a mesma tendência decrescente do modelo, mas não é bem ajustada pela curva teórica, observando-se que o erro de b não cobre a distância à curva de ajuste para todos os pontos excepto um.

O ajuste à variação do parâmetro c com a temperatura permitiu calcular a largura da banda de energia proibida $E_g = (1.3049 \pm 0.0007) \times 10^{-19} J$ com um erro relativo de 0.05% e um desvio à exactidão de 26%. O erro relativo não explica a diferença ao valor considerado exacto e como tal confirma que

o modelo mais simples não é adequado para a descrição física da situação estudada assumindo que os erros experimentais foram devidamente estimados. A importância de contar com esta hipótese reside em dizer que os erros experimentais não são responsáveis pela incoerência dos resultados e portanto o problema deverá estar no modelo. Assumir esta hipótese é fiável já que as incertezas experimentais medidas foram sempre majoradas e a propagação de erros foi realizada por derivadas parciais.

Para o modelo mais elaborado, os ajustes $V(\ln(I))$ verificam, à semelhança do modelo anterior, que para uma fracção dos pontos, o erro da tensão não cobre a distância à curva de ajuste (indicar um conjunto de pontos em que tal ocorre). A oscilação térmica que já se referiu pode ser a causa desta situação.

Relativamente aos parâmetros de ajuste, verifica-se que a resistência da parte neutra da junção varia no mesmo sentido que a temperatura, o que já se esperava, e com uma relação que parece não linear. Este modelo, ao contrário do anterior, não resultou no aparecimento de um ponto com resistência fora da tendência. Por um lado, a variação do parâmetro de corrente de saturação, I_s , com a temperatura verifica um ajuste bom à curva teórica. O comportamento desse parâmetro está pois de acordo com o modelo usado, no entanto é visível o ligeiro afastamento de pelo menos um ponto à previsão teórica, mesmo contando com o erro. Por outro lado, a evolução experimental do parâmetro de corrente I_r com a temperatura assenta bem sobre curva teórica. De facto a concordância com o modelo é verificada sem que nenhum ponto, contando com o seu erro, fuja à dita previsão.

No que toca à largura da banda de energia proibida $E_g = (1.5 \pm 0.2) \times 10^{-19} J$ determinou-se esse seu valor com um erro relativo de 13% e um desvio à exactidão de 15%. Estas percentagens próximas permitem tomar por satisfatório o resultado e o modelo, mas para justificar esta margem põe-se a questão de até que ponto os ajustes recorrentes não resultam numa acumulação de erros não relacionados com a experiência, i. e., dos próprios programas de ajuste, dos seus métodos numéricos e das suas limitações (isto será possível?).

Ao contrário da ideia que se possa ter transmitido, importa

referir que a curva de ajuste ao primeiro modelo sobrepõem-se melhor aos dados experimentais do que a curva do segundo modelo. Isto poderia em primeira análise levar a concluir que o ajuste é melhor para o primeiro caso em detrimento do segundo, mas esta situação é apenas aparente. O que realmente acontece é que, apesar dessa melhor sobreposição, o segundo modelo descreve fisicamente melhor a característica corrente-tensão da junção e, tendo em conta a temperatura, esse mesmo modelo justifica melhor a alteração dessa característica.

O modelo mais simples foi inicialmente concebido para uma junção de germânio e posteriormente adaptado para o silício, por alteração do parâmetro η . Note-se também que se incorreu na aproximação $I \gg I_s$ que, para as temperaturas mais altas, é uma muito má aproximação quando se compara I_s com a corrente mais baixa de cada temperatura (cf. figura ?). Por fim e mais importante, é não se considerar a existência de um segundo termo associado à existência de finas bandas de condução entre a banda de valência e a banda de condução principal e portanto de se desprezar a corrente ligada às impurezas, irremovíveis, inerentes ao material. Apesar de se ter confirmado que a aproximação é muito boa (*6), as restantes razões permitem compreender a fragilidade deste modelo simplificado para descrever com rigor a experiência. Por comparação, o modelo mais complexo, não sofre destas limitações e descreve com uma inexactidão inferior a física do problema já que tem em conta o termo da corrente associada às impurezas e .

Em suma, o modelo mais simples adapta-se pior que o seguinte à descrição física, real, da característica corrente-tensão de uma junção PN de silício.

Referências

- [1] A. Martins. Notas das aulas teóricas de Laboratório de Complementos de Termodinâmica e Electromagnetismo do Prof. Dr. João Luís Maia Figueirinhas, 2012.
- [2] Band gap - wikipedia, the free encyclopedia.