

**UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO GRANDE DO SUL
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM CIÊNCIA DOS MATERIAIS**

ROMPIMENTO DO DIELÉTRICO EM JUNÇÕES TÚNEL

DISSERTAÇÃO DE MESTRADO

por

Daiene de Mello Schaefer

Orientador: Prof. Paulo F. P. Fichtner

**Porto Alegre, RS, Brasil
Maio de 2010**

Mensagem do Orientador

Ao assumir a orientação dos trabalhos da aluna Daiene de Mello Schaefer eu procurei viabilizar sua titulação de mestrado por acreditar na sua capacidade e dedicação, bem como no sucesso do projeto tendo em vista a qualidade dos seus proponentes, Profs. Luiz Fernando Schelp e Marcos Carara, ambos do Departamento de Física da UFSM. Foram eles que efetivamente propuseram o assunto e proporcionaram o seu desenvolvimento do ponto de vista de infra-estrutura experimental e orientação. Da minha parte cabe agradecer a confiança depositada em mim e no PGCIMAT, bem como expressar minha satisfação em ver o crescimento profissional de uma pessoa que, por seus méritos, esforço e perseverança, qualifica-se para melhor contribuir ao ensino médio do Brasil. À Daiene, meus votos de felicidade e sucesso nesta nova etapa de vida profissional.

Paulo F. P. Fichtner

AGRADECIMENTOS

Ao final de um trabalho não podemos nos esquecer daqueles que propiciaram condições e suporte para que este tivesse êxito. Agradeço à colaboração dos integrantes do Laboratório de Materiais Magnéticos (LMMM) da Universidade Federal de Santa Maria: Alexandre, Callegari, Claudiosir, Felipe, Gündel, João, Kelly, Luciana, Lúcio, Mateus, Marcelo, Márcio, Ricardo, Sabrina, Teco, que me proporcionaram um ambiente agradável e ajuda durante a realização das medidas experimentais apresentadas neste estudo.

Em especial agradeço:

- Ao professor Paulo Fichtner por acreditar que este trabalho teria êxito.
- Ao Carara, por sua ajuda na discussão dos resultados experimentais obtidos.
- Ao Schelp, e por todo empenho dispensado para que esse estudo fosse realizado.
- Ao Lúcio, que teve uma contribuição especial na realização deste trabalho, na produção das amostras, na realização das medidas e por sua ajuda na própria discussão do trabalho.
- À Sandra e ao Stanis por seu amor, carinho e apoio incondicionais.

RESUMO

Neste estudo foi analisado o rompimento da camada isolante em junções túnel (BD). As amostras utilizadas foram produzidas por “magnetron sputtering” a partir de alvos de Al e a camada isolante obtida através da oxidação de parte da camada de Al depositada. As curvas experimentais de corrente versus tensão das junções foram ajustadas usando o modelo apresentado por Simmons. Nos ajustes realizados, os parâmetros: espessura, altura da barreira e também área efetiva foram considerados como parâmetros livres. Isto foi feito, levando em consideração, que a área efetiva pela qual ocorre o tunelamento de um eletrodo à outro na junção túnel é algumas ordens de grandeza menor do que a área física da junção túnel. A área efetiva de tunelamento a qual se refere este estudo, corresponde a “hot spots”, regiões onde, devido à flutuações na espessura da barreira, a probabilidade de tunelamento eletrônico é maior. O estudo do BD é realizado normalmente utilizando um grande número de amostras para que se possa fazer um tratamento estatístico dos dados. O que se busca aqui, é evitar a necessidade de um grande número de amostras para realização do estudo. Com os ajustes obtidos das curvas experimentais procurou-se delinear o ambiente em que o rompimento é favorável e dessa forma ter como predizê-lo, evitando a perda do material envolvido.

ABSTRACT

The breakdown in tunnel junctions was studied in this work. The samples were produced by magnetron sputtering from Al targets and the insulating layer obtained from the partial oxidation of the metallic Al layer. The current versus voltage experimental curves were analyzed using the Simmons' model, where the insulating layer thickness, barrier height and effective sample's area were used as fitting parameters. The term "effective area" corresponds to here total areas of hot spots, which occurs in the samples due to thickness fluctuations concentrating in the tunneling current. The study on the breakdown subject, in general, is made on a large set of samples in order to make a statistical treatment of the data. The study, here purposed, suggest a method to avoid a large number of samples to evaluate the breakdown on tunneling junctions. The proposed method shows how to predict the breakdown event without to run until there.

SUMÁRIO

| | | |
|----------|--|-----------|
| 1 | INTRODUÇÃO | 7 |
| 2 | TUNELAMENTO QUÂNTICO | 9 |
| 3 | ROMPIMENTO DO DIELÉTRICO EM JUNÇÕES TÚNEL | 18 |
| 3.1 | Testes elétricos para observação do rompimento..... | 19 |
| 3.1.1 | CVS – “stress” ou tensão constante..... | 19 |
| 3.1.2 | CCS – “stress” por corrente constante..... | 20 |
| 3.1.3 | RVS – “stress” por rampa de tensão..... | 22 |
| 3.1.4 | ERCS – “stress” por rampa exponencial de corrente..... | 22 |
| 3.2 | Estudo estatístico do rompimento..... | 23 |
| 3.2.1 | Modelo de Suñe | 25 |
| 3.2.2 | Modelo de Shatzkes e Av-Ron | 27 |
| 3.3 | Modelos para o “breakdown”..... | 32 |
| 3.3.1 | Modelo E (“ <i>E model</i> ”)..... | 33 |
| 3.3.2 | Modelo 1/E (“ <i>1/E model</i> ”)..... | 35 |
| 4 | PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL | 39 |
| 4.1 | Produção das Multicamadas..... | 44 |
| 4.2 | Produção das Junções Túnel..... | 46 |
| 4.3 | Caracterização Estrutural..... | 48 |
| 4.4 | Medidas de transporte..... | 49 |
| 4.5 | Ajuste dos dados à equação de Simmons..... | 50 |
| 5 | RESULTADOS E DISCUSSÃO | 52 |
| 6 | CONCLUSÕES | 68 |
| | REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS | 70 |

CAPÍTULO 1

INTRODUÇÃO

A utilização de junções túnel em dispositivos eletrônicos fez surgir a necessidade de estudos dos processos físicos envolvidos em seu funcionamento. Além dessa imposição tecnológica, uma diversidade de fenômenos envolvidos nesses dispositivos podem ser investigados. Como um dos processos críticos em seu funcionamento temos o rompimento da camada isolante (“breakdown”) e sua ocorrência estatística, tem influência direta no tempo de vida destes componentes.

Nas últimas décadas a relação entre a qualidade química e morfológica de barreiras de SiO_2 e o “breakdown” (BD) tem sido investigada utilizando um grande número de amostras devido a sua natureza estatística. Recentemente, os estudos tem incluído também o Al_2O_3 , em decorrência deste material possuir uma alta constante dielétrica e de sua utilização na produção de determinados dispositivos da microeletrônica. Além disso, o óxido de alumínio é uma opção comum como barreira isolante em junções túnel magnéticas.

Considerando a importância do BD na duração e confiabilidade de vários dispositivos tecnológicos, a percepção das condições favoráveis em que este rompimento ocorre é uma contribuição importante no delineamento do ambiente em que ocorrem as falhas desses componentes. Normalmente o estudo do BD é feito utilizando-se um grande número de amostras com o objetivo a fim de se fazer um tratamento estatístico dos dados experimentais. No caso das junções isso se torna mais difícil, não só pela dificuldade experimental de fabricação, mas também pela baixa reprodutibilidade das amostras, já que amostras fabricadas sob as mesmas condições de deposição podem apresentar características diferentes. Sendo assim, um método que possibilite a utilização de um menor número de amostras valendo-se das propriedades individuais de cada junção apresentaria vantagens.

Esse estudo do BD será realizado através de testes elétricos, com os quais são geradas as curvas experimentais. Serão realizados os seguintes tipos de testes: aplicação de uma corrente através dos eletrodos formadores da junção com o monitoramento da tensão até o rompimento completo do isolante; monitoramento da tensão sobre a junção em função do tempo, mantendo-se a corrente constante, buscando-se uma estimativa do tempo de funcionamento desses dispositivos frente a aplicação de uma corrente elétrica.

A análise do rompimento será feita sob dois enfoques, o ajuste dessas curvas através da utilização da equação de Simmons [1] e a análise dos mecanismos físicos envolvidos utilizando os modelos que se prestam a esse feito. Nas simulações realizadas serão obtidos parâmetros da junção tais como: área efetiva, altura da barreira e espessura da camada isolante. Isto é feito com o objetivo de se obter uma correlação entre estes parâmetros e o campo elétrico no momento do rompimento. Com a obtenção desses parâmetros é possível descrever o comportamento do campo elétrico de rompimento em função da área efetiva da amostra. A partir deste gráfico e sabendo-se o valor da área efetiva de uma junção é possível se fazer uma estimativa do valor de tensão em que a amostra terá o isolante rompido, sem que isso tenha que ocorrer. Isso é possível devido ao ajuste de Simmons ser realizado em porções da curva $I \times V$ que se encontram abaixo da tensão de rompimento. Esse procedimento vai ao encontro do objetivo anteriormente citado, ou seja, correlacionar o campo de rompimento aos parâmetros da junção evitando-se assim a necessidade de uma grande amostragem estatística dos resultados.

O objetivo principal desta dissertação é o estudo do rompimento da camada isolante em junções túnel, evitando a utilização de uma grande quantidade de amostras. A possibilidade da previsão de falhas e a análise dos mecanismos físicos envolvidos no fenômeno também são partes integrantes e fundamentais do estudo.

CAPÍTULO 2

TUNELAMENTO QUÂNTICO

Tão antigo quanto a própria mecânica quântica, o estudo do fenômeno de tunelamento tem sofrido muitos avanços no decorrer de sua história e o seu melhor entendimento tem contribuído em vários campos da Física. Inicialmente utilizado na explicação de diversos fenômenos, tem atualmente, várias aplicações tecnológicas tais como memórias magnéticas não voláteis (MRAM), sensores de gás, termômetros, entre outros. Na microeletrônica, efeitos deletérios (aumento das correntes de fuga e diminuição da vida útil em capacitores metal-óxido-semicondutor (MOS)) aparecem associados ao tunelamento quando da progressiva integração e miniaturização dos componentes.

Segundo a mecânica clássica quando um elétron atinge uma barreira de potencial cuja altura (V_0) é maior do que sua energia, o elétron tem probabilidade 1 de ser refletido [2]. Entretanto, segundo a mecânica quântica o movimento dessa partícula é descrito pela propagação da onda de de Broglie; quando esta onda alcança a barreira, ela encontra do outro lado uma região onde o índice de refração é diferente e com isso uma parte da onda atravessa a barreira e outra é refletida.

Um feixe de elétrons com energia E sob a influência do seguinte potencial (figura 2.1),

$$V(x) = V_0, \quad 0 < x < a \quad (2.1)$$

$$V(x) = 0, \quad x < 0, x > a$$

terá suas funções de onda descritas pela equação de Schrödinger, escrita abaixo para o caso unidimensional:

$$-\frac{\hbar}{2m} \frac{d^2 u}{dx^2} + V(x)u = Eu, \quad (2.2)$$

enquanto a função de onda, solução da equação acima, será:

$$\Psi(x, t) = u(x)e^{-\left(\frac{i}{\hbar}\right)Et} \quad (2.3)$$

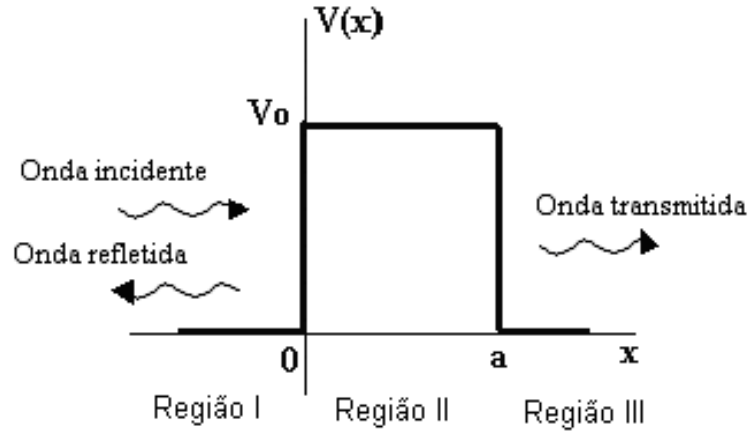


Figura 2.1 Barreira de potencial [2].

Nas equações acima x descreve a posição do elétron, m sua massa e h é a constante de Planck, i é o número imaginário e u a amplitude da função de onda Ψ .

Aplicadas às regiões definidas na Figura 2.1 a equação (2.1) fica

$$\frac{d^2 u}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2} E u = 0 \quad x < 0, \quad x > a \quad (2.4)$$

$$\frac{d^2 u}{dx^2} - \frac{2m}{\hbar^2} (V_0 - E) u = 0 \quad 0 < x < a \quad (2.5)$$

Considerando que a energia do elétron incidente é menor que a altura da barreira ($0 < E < V_0$) os coeficiente de transmissão (T) e reflexão (R) da onda ficam descritos por:

$$T = \frac{1}{\cosh^2 \alpha a + \frac{1}{4} \left(\frac{\alpha}{k} - \frac{k}{\alpha} \right)^2 \sinh^2 \alpha a} \quad (2.6)$$

$$R = \frac{\frac{1}{4} \left(\frac{\alpha}{k} + \frac{k}{\alpha} \right)^2 \sinh^2 \alpha a}{\cosh^2 \alpha a + \frac{1}{4} \left(\frac{\alpha}{k} - \frac{k}{\alpha} \right)^2 \sinh^2 \alpha a} \quad (2.7)$$

onde:

$$k^2 = \frac{2mE}{\hbar^2} \quad (2.8)$$

$$\alpha^2 = \frac{2m}{\hbar^2} (V_o - E), \quad 0 < E < V_o \quad (2.9)$$

Classicamente, quando a energia E da partícula incidente é inferior a V_o , ela não pode penetrar e atravessar a barreira:

$$E < V_o \Rightarrow T = 0, R = 1 \quad (2.10)$$

Já segundo a mecânica quântica, como mostra a equação 2.6, $T \neq 0$ mesmo para $E < V_o$. As funções estão representadas na figura 2.2. A curva oscilatória da região I é a superposição da onda incidente e da onda refletida; na região III a curva representa a onda transmitida.

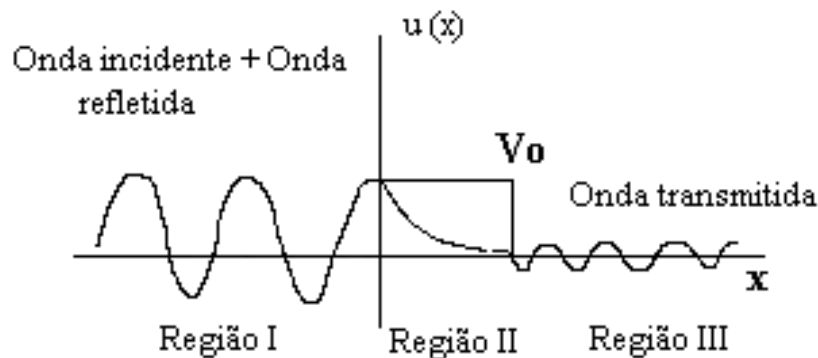


Figura 2.2 Representação esquemática das funções de onda incidente e refletida [3].

De modo geral pode-se dizer que o tunelamento, através de uma barreira de potencial, pode ser caracterizado pelo coeficiente de transmissão que representa a probabilidade de um elétron atravessar a barreira. O valor de T depende do formato, altura e largura da barreira. No caso do tunelamento em uma barreira formada por um óxido, por exemplo, quanto mais fino o óxido, tanto maior será o coeficiente de transmissão.

A passagem de uma partícula através de uma região classicamente proibida é chamada efeito túnel. Se considerarmos dois eletrodos separados por um fino filme isolante, a corrente pode fluir entre os dois eletrodos através do efeito túnel. O primeiro estudo teórico e experimental realizado sobre este tema foi feito por Sommerfeld e Bethe abrangendo tanto altas

como baixas voltagens [1]. O estudo com voltagens intermediárias foi realizado por Holm [4]. A base teórica inicial foi a aproximação de Wentzel-Kramers-Brillouin (WBK) [5], válida para variações pequenas na altura da barreira da junção quando comparadas ao decaimento da função de onda dentro da barreira. O ponto fraco dessa aproximação é a eliminação da densidade de estados na expressão da corrente de tunelamento

De acordo com o formato da barreira isolante que o elétron deve atravessar, a corrente de tunelamento pode ser estudada em três regimes de operação, conforme mostra a Figura 2.3 a seguir.

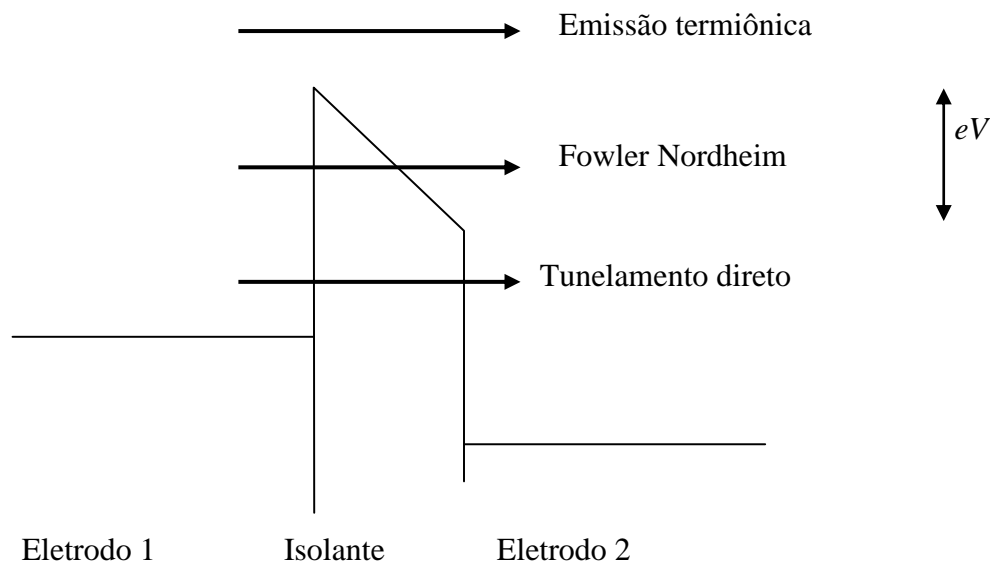


Figura 2.3 – Diagrama exemplificando os principais regimes de transporte de carga através de uma barreira isolante.

A emissão termiônica assume que os elétrons que tem energia maior do que da barreira vão atravessá-la independente do seu formato. Os elétrons podem ganhar energia térmica, pelo aumento da temperatura. A figura 2.3 mostra também que no regime de Fowler-Nordheim (F-N) o formato da barreira é triangular e no regime de tunelamento direto a barreira tem formato trapezoidal. De modo geral, para calcular a densidade de corrente deve-se somar sobre todos os elétrons o produto de sua carga pela sua velocidade e pela probabilidade de tunelar pela barreira isolante, ou seja

$$J = \frac{q}{2\pi\hbar} \int_0^{\infty} T(E)f(E)dE, \quad (2.11)$$

onde E é a energia do elétron, $f(E)$ é a probabilidade de se encontrar um elétron com energia entre E e $E+dE$, dada pela estatística de Fermi-Dirac, e $T(E)$ é o coeficiente de transmissão de um elétron com energia E pela barreira isolante. No que segue, será feita uma descrição para o tunelamento eletrônico entre dois eletrodos metálicos separados por um filme fino isolante, seguindo a descrição de John G. Simmons [1].

Quando dois eletrodos metálicos são separados por um filme fino, as condições de equilíbrio requerem que o topo do “gap” de energia do isolante esteja acima do nível de Fermi dos eletrodos. Assim a ação do filme isolante é introduzir uma barreira de potencial entre os eletrodos, o que impede o fluxo dos elétrons entre eles.

Considerando que o filme isolante é fino o suficiente para permitir o tunelamento à temperatura zero, tal que a emissão termiônica possa ser desprezada, a probabilidade $D(E)$ de que um elétron possa penetrar uma barreira de potencial de altura $V(x)$ – a barreira é assumida como sendo genérica (Figura 2.4) e o elétron a cruza na direção x – é dada, dentro da aproximação WKB, por

$$D(E_x) = \exp \left\{ -\frac{4\pi}{\hbar} \int_{s_1}^{s_2} \sqrt{[2m(V(x) - E_x)]} dx \right\} \quad (2.12)$$

onde $E_x (= \frac{mv^2}{2})$ é a componente da energia na direção x , s_1 e s_2 são os parâmetros da barreira. O número de elétrons que tunelam do eletrodo 1 para o 2 (figura 2.4) é

$$N_1 = \frac{1}{m} \int_0^{E_m} n(v_x)D(E_x)dE_x, \quad (2.13)$$

onde E_m é a energia máxima dos elétrons no eletrodo 1 e $n(v_x)dv_x$ é o número de elétrons por unidade de volume com velocidades entre v_x e $v_x + dv_x$. Considerando uma distribuição isotrópica

de velocidades para calcular $n(v_x)$, e também que os elétrons obedecem a uma distribuição tipo Fermi-Dirac $f(E)$, N_1 pode ser reescrito como com $E_r = mv_r^2/2$ e $v_r^2 = v_x^2 + v_z^2$.

$$N_1 = \frac{4\pi m^2}{h^2} \int_0^{E_m} D(E_x) dE_x \int_0^\infty f(E) dE_r, \quad (2.14)$$

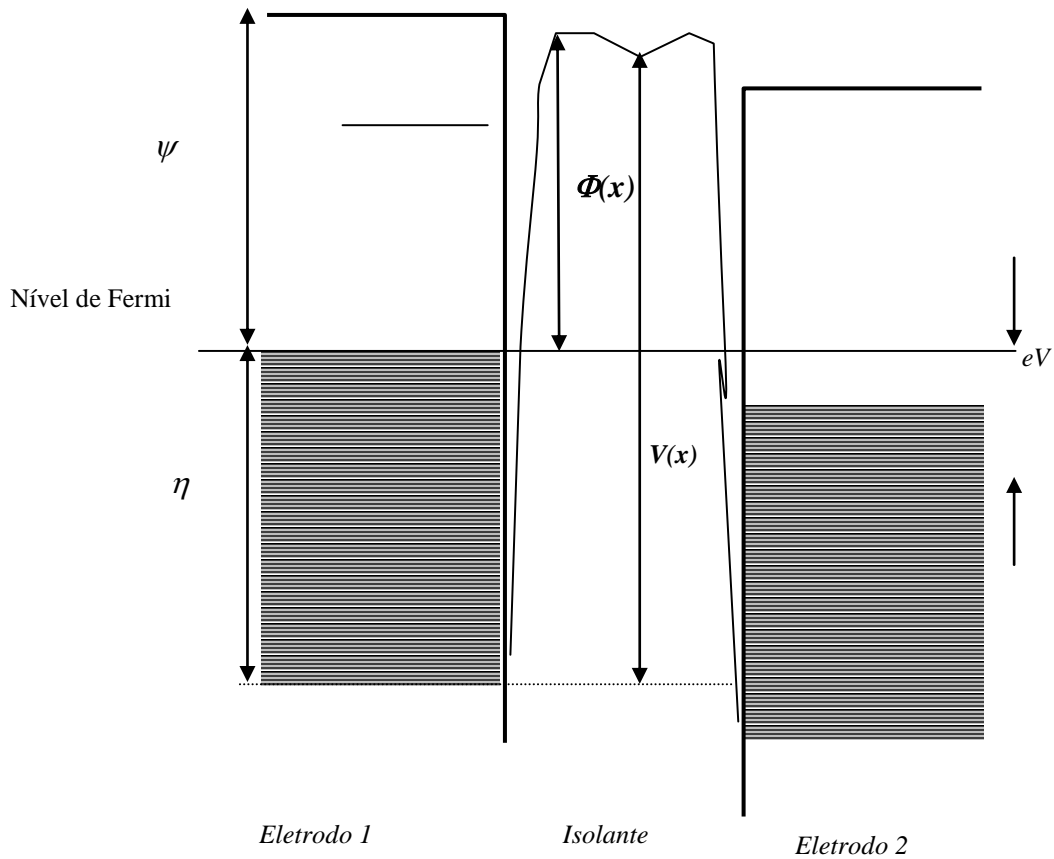


Figura 2.4 – Barreira genérica de um filme isolante entre dois eletrodos metálicos [1]

O número de elétrons que tunelam do eletrodo 2 para o 1 (figura 2.4) pode ser determinado de modo parecido, $D(E_x)$ é o mesmo nos dois sentidos. Se o eletrodo 2 está em um potencial positivo V com relação ao 1 e introduzindo esse potencial na distribuição de elétrons, N_2 pode ser escrito como

$$N_2 = \frac{4\pi m^2}{h^2} \int_0^{E_m} D(E_x) dE_x \int_0^\infty f(E + eV) dE_r, \quad (2.15)$$

mas o fluxo líquido de cargas que atravessa a barreira isolante é $N (= N_1 - N_2)$ ou

$$N = \int_0^{E_m} D(E_x) dE_x \frac{4\pi m^2}{h^2} \left\{ \int_0^\infty [f(E) - f(E + eV)] dE_r \right\} \quad (2.16)$$

Finalmente a densidade de corrente J pode ser escrita numa forma aproximada à equação 2.11, ou:

$$J = \int_0^{E_m} D(E_x) \xi dE_x, \quad (2.17)$$

onde foram usadas as seguintes definições

$$\xi_1 \equiv \frac{4\pi m^2 e}{h^2} \int_0^\infty f(E) dE_r, \quad \xi_2 = \frac{4\pi m^2 e}{h^2} \int_0^\infty f(E + eV) dE_r \quad e \quad \xi \equiv \xi_1 - \xi_2$$

As diferenças na descrição dos tunelamentos tipo FN e direto vão depender dos valores relativos entre a altura da barreira e a diferença de potencial (eV) aplicada entre os eletrodos. A figura 2.5 esclarece essa afirmação.

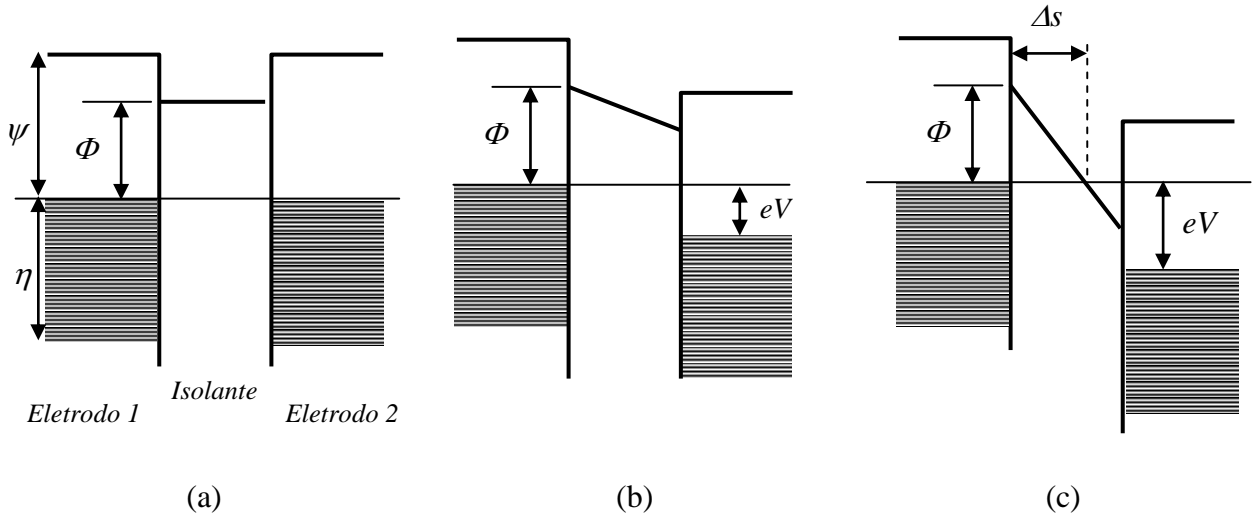


Figura 2.5 – Barreira de potencial retangular em um filme isolante entre dois eletrodos metálicos. (a) Diferença de potencial (V) nula (b) $V < \Phi/e$ (c) $V > \Phi/e$ [1].

A fim de se obter a densidade de corrente é necessário a resolução das integrais que aparecem nas expressões acima. Para tanto algumas aproximações devem ser feitas. Inicialmente, $V(x)$ deve ser reescrito como $\eta + \Phi(x)$, de modo que a probabilidade de um elétron penetrar a barreira fica

$$D(E_x) \approx \exp \left\{ -A\sqrt{(\eta + \bar{\Phi}(x) - E_x)} \right\}, \quad (2.18)$$

onde $\bar{\Phi}$ é a altura média da barreira dada por $\bar{\Phi} = \frac{1}{\Delta s} \int_{s_1}^{s_2} \phi(x) dx$ e $A = \sqrt{\frac{4m\beta\Delta s}{\hbar}}$ e β um fator de correção próximo de 1. A temperatura nula, as integrais sobre as densidades de estado que definem ξ_1 e ξ_2 serão dadas por $\xi_1 = \frac{4\pi m e}{\hbar^2} (\eta - E_x)$ e $\xi_2 \equiv \frac{4\pi m e}{\hbar^2} (\eta - E_x - eV)$.

Quando esses resultados são substituídos na equação 2.17, para a densidade de corrente, chega-se a

$$J = \frac{4\pi m e}{\hbar^2} \left\{ eV \int_0^{\eta - eV} \exp \left[-A\sqrt{\eta + \bar{\Phi} - E_x} \right] dE_x + \int_0^{\eta - eV} (\eta - E_x) \exp \left[-A\sqrt{\eta + \bar{\Phi} - E_x} \right] dE_x \right\} \quad (2.19)$$

que, quando integrado e fazendo as aproximações adequadas, reduz-se à seguinte expressão

$$J = J_o \left\{ \bar{\Phi} \exp \left(-A\sqrt{\bar{\Phi}} \right) - (\bar{\Phi} + eV) \exp \left(-A\sqrt{\bar{\Phi} + eV} \right) \right\}, \quad (2.20)$$

onde

$$J_o = \frac{e}{2\pi\hbar(\beta\Delta s)^2}. \quad (2.21)$$

A equação 2.20 tem a vantagem de que ela pode ser usada para qualquer forma de barreira de potencial, desde que a altura média da barreira seja conhecida. Ela pode ser interpretada como

uma corrente cuja densidade é $J = J_o [\bar{\phi} \exp(-A\sqrt{\bar{\phi}})]$ fluindo do eletrodo 1 para o 2 e outra $J_o(\bar{\phi} + eV) \exp(-A\sqrt{\bar{\phi} + eV})$ fluindo de 2 para 1, resultando na corrente líquida descrita pela equação 2.20. Quando $V = 0$, o sistema atinge um estado de equilíbrio em que correntes de mesma intensidade fluem nos dois sentidos.

A aplicação da equação 2.20 às junções túnel para a comparação com curvas experimentais de densidade de corrente, requer que sejam feitas considerações a respeito da forma da barreira (retangular a partir daqui) e o nível de tensão comparado com a altura da barreira (ϕ/e).

CAPÍTULO 3

ROMPIMENTO DO DIELÉTRICO EM JUNÇÕES TÚNEL

Sabendo que o propósito básico deste trabalho é a análise do mecanismo de rompimento da camada isolante (“breakdown”) em junções túnel, é necessário uma breve revisão sobre seus principais conceitos, mecanismos envolvidos e alguns modelos atualmente conhecidos que realizam a sua descrição.

A própria definição de “breakdown” (BD) merece discussão na literatura, basicamente são dois os tipos estudados: (i) “hard breakdown” (HBD) [6– 8], ou rompimento severo, ocorre quando o dispositivo sob teste apresenta, repentinamente, uma redução significativa de sua resistência que passa a apresentar um caráter ôhmico, danificando completamente seu funcionamento; (ii) “soft breakdown” (SBD) [6 - 8] também resulta em uma diminuição da resistência do dispositivo, no entanto, a condução continua não ôhmica, o dispositivo mantém suas características dielétricas e não é destruído. Ambos os processos podem ser disparados em um sistema dependendo das condições de aplicação de tensão e do modo de medida [8]. A figura 3.1 identifica em uma curva de $I \times V$ os dois processos.

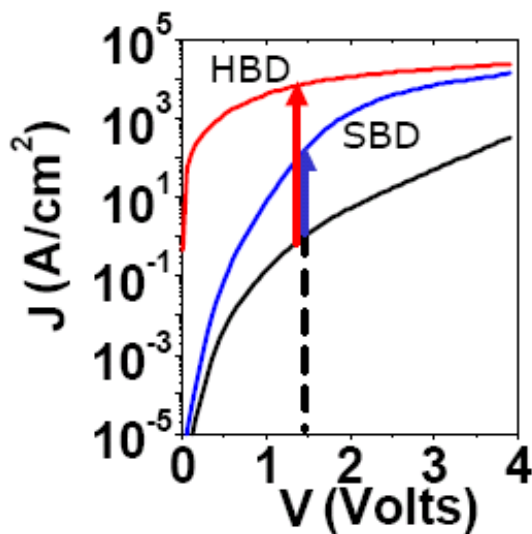


Fig. 3.1. Curvas $I \times V$ identificando os processos de condução após eventos tipo “hard breakdown” (HBD), curva em vermelho, e “soft breakdown” (SBD), curva em azul, comparados com a condução da mesma amostra antes da ocorrência dos eventos de breakdown.

Diferentes testes são usados a fim de determinar o tipo de rompimento do dielétrico. O que se deseja é, a partir deles, inferir a confiabilidade do dispositivo sob teste e estimar a vida média de uma coleção de dispositivos. Esses testes são chamados de acelerados e realizados em uma amostragem. Na seção 3.1 serão descritos alguns tipos de testes e a seção 3.3 apresentará os modelos físicos que tentam descrever o BD, diferenciando os defeitos que o acarretam em intrínsecos (relacionado às propriedades físicas do óxido e da interface óxido/eletrodo) e extrínsecos (relacionados a defeitos induzidos durante o processo de fabricação do dispositivo). Como em geral o estudo do BD é feito de modo estatístico, deve ser salientado que todos esses modelos devem descrever a estatística encontrada e essa está descrita, brevemente, na seção 3.2.

3.1 Testes elétricos para observação do rompimento.

O “breakdown” é um dos mecanismos de falha que limitam a confiabilidade de vários dispositivos, tais como capacitores e transistores que utilizam a tecnologia MOS (metal-óxido-semicondutor), além dos recentes dispositivos de memória MRAM (memória magnética de acesso randômico). Experimentalmente, o fenômeno pode ser visualizado como uma mudança abrupta das propriedades elétricas do material. Seu estudo e detecção é feito através de testes elétricos tais como [6]: (i) CVS- aplicação de uma tensão constante sobre o dielétrico, usado para medir o tempo até a ocorrência do BD a diferentes campos elétricos aplicados; (ii) CCS - aplicação de uma corrente constante - usado para a medida da carga que cruza o dispositivo até o BD; (iii) RVS - aplicação de uma rampa de corrente com o monitoramento da corrente de rompimento, usado para medir o campo de BD e a característica $I \times V$; (iv) ERCS - aplicação de uma rampa de corrente exponencial até o rompimento, empregado para obter uma medida rápida da carga para o BD, os valores máximos de corrente e campo elétrico que o dispositivo suporta além de obter a característica $I \times V$.

3.1.1 CVS – “stress” a tensão constante.

Freqüentemente usado para a medida do tempo para o breakdown, t_{bd} , e extrapolação do tempo de vida do óxido, o teste desse tipo detecta o rompimento do dielétrico quando a medida de corrente aumenta drasticamente ou quando alcança um valor previamente definido, I_{break} .

Quando o rompimento ocorre, o comportamento da corrente em função do tempo é observado, como pode ser visto na figura 3.2. Como neste teste o dispositivo é exposto a situações operacionais extremas, tanto em termos de campo elétrico como temperatura de operação, seus resultados podem ser vistos como bons indicadores da qualidade do óxido.

Antes da ocorrência do evento do BD (HBD no caso da figura 3.2 (a)) ocorre um ruído na corrente medida e isto está associado ao SBD. Após, inevitavelmente, ocorrerá o HDB, destruindo o dispositivo.

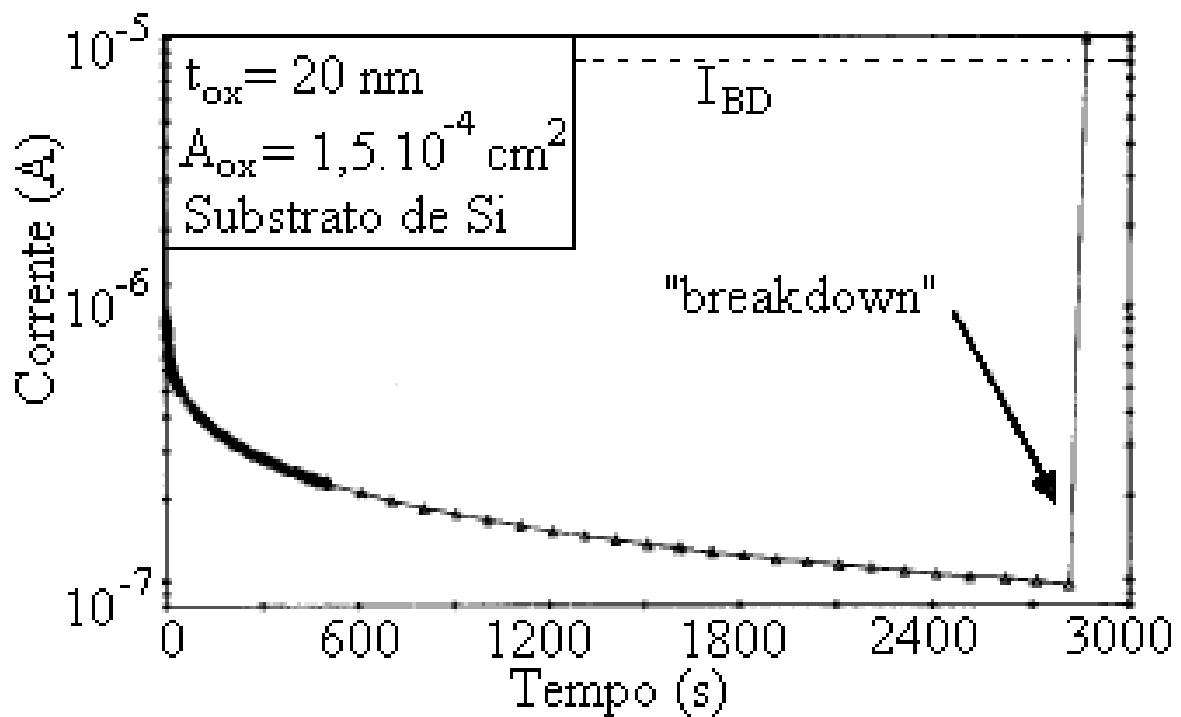
3.1.2 CCS – “stress” por corrente constante.

Quando a intenção é medir a carga na qual o “breakdown” ocorrerá (carga para o breakdown - Q_{bd}), realiza-se o teste do tipo CCS. Neste método monitora-se a tensão sobre o óxido, no momento do rompimento observa-se normalmente uma queda de voltagem. São utilizados como critérios de falha os seguintes: diminuição da tensão abaixo de um valor previamente estabelecido ou a razão V^* de duas medidas de tensão sucessivas, a qual é definida como:

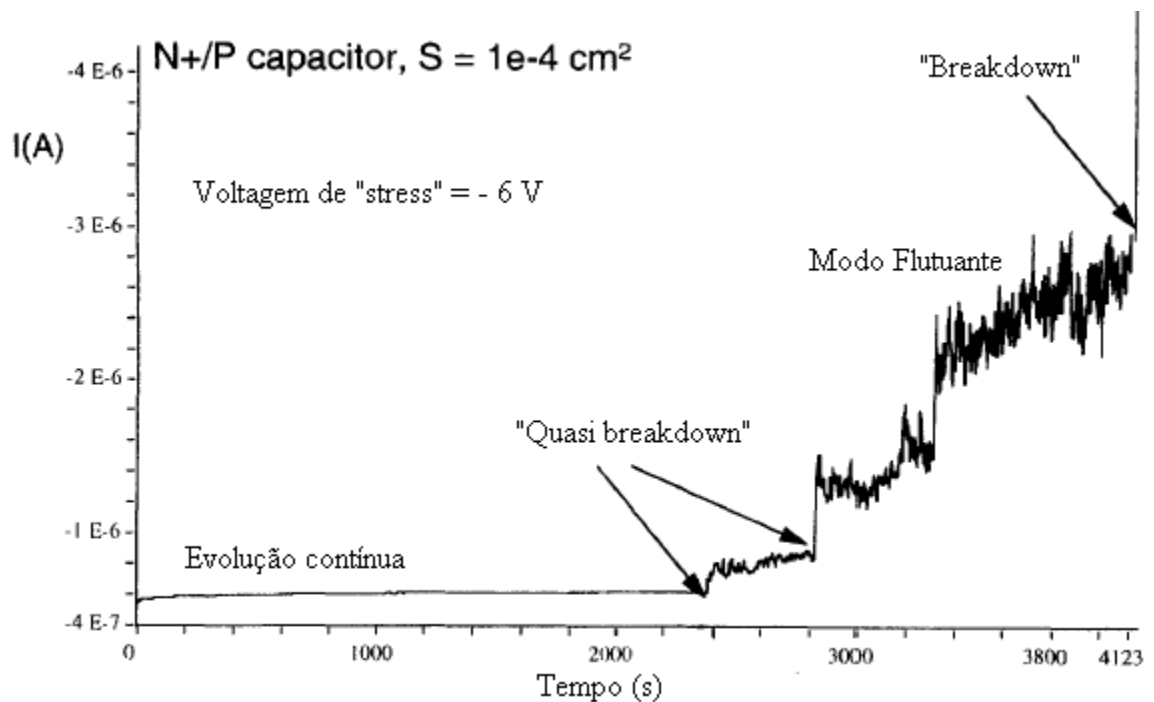
$$V^* = V_n / V_{n-1} \quad (3.1)$$

onde V_n é a medida de voltagem atualmente aplicada e V_{n-1} a voltagem aplicada anteriormente. Quando V^* torna-se baixo ($\ll 1$) ou alto ($\gg 1$) o fenômeno é detectado.

Considerando óxidos com espessuras menores que 5 nm, a detecção do “breakdown” não é tão mais tão clara, pois a curva de tensão inicialmente estável, torna-se ruidosa, após uma queda de voltagem. Devido ao ruído e a dificuldade na identificação do breakdown, é útil para óxidos finos observar a evolução da tensão em função do tempo para verificar o também chamado “quasi breakdown” ou SBD (conforme figura 3.2(b)).



(a)



(b)

Figura 3.2 (a) Corrente em função do tempo para estrutura MOS com 20 nm de dielétrico registrando durante um CVS com 9,65 MV/cm [4]. (b) Corrente em função do tempo para estrutura MOS com 4,5 nm de dielétrico registrando durante um CVS com 11,4 MV/cm [4]. Enquanto em (a) apenas o HBD ocorre em (b) o ruído antes do BD é associado ao SBD.

As medidas de CCS têm papel importante na caracterização do dielétrico para aplicações tecnológicas tais como memórias não voláteis além de ser um método simples no monitoramento de Q_{bd} . Alguns autores [9,10] apontam, através de estudos realizados usando a técnica CCS, que Q_{bd} é dependente da densidade de corrente e independente da espessura do óxido para espessuras acima de 5nm.

3.1.3 RVS – “stress” por rampa de tensão.

Esse é talvez o teste de dielétricos mais utilizado. Ele é um método rápido que fornece informações sobre a intensidade dos campos de BD intrínseco e extrínseco. O princípio é simples; aumenta-se continuamente a tensão sobre o dielétrico até que o BD é detectado. Na prática a forma da rampa pode variar, desde contínua até passos crescentes em que a tensão é mantida constante por um curto espaço de tempo (tipicamente 1 segundo). O critério para o BD nesse caso também pode depender da espessura do óxido. Para óxidos espessos ($t_{ox} > 15\text{nm}$) o critério é simples e determinado por um aumento repentino da corrente que é monitorada. Para óxidos mais finos ($t_{ox} < 5\text{nm}$) o aumento da corrente para tensões mais altas aplicadas deve ser diferenciado do tunelamento de elétrons através do óxido.

A integração da corrente medida através do óxido durante a rampa dá uma estimativa da Q_{bd} , contudo para uma medida mais precisa uma rampa de corrente é mais adequada. Por outro lado o monitoramento da curva característica $I \times V$ oferece uma maneira de se estudar os mecanismos de condução que ocorrem no dielétrico.

3.1.4 ERCS – “stress” por rampa exponencial de corrente.

Esse método é similar ao RVS. Em ambos os casos o “stress” é aumentado até o BD. No ERCS a corrente é mantida constante a cada passo e a tensão sobre o dielétrico monitorada. A rampa exponencial é usada porque a corrente depende exponencialmente com o campo elétrico no regime de tunelamento. Nesse método tanto a densidade de corrente de BD como campo de BD podem ser determinados e ambos parâmetros são importantes na descrição dos processos que levam ao BD. Esses parâmetros são também dependentes da taxa em que a rampa cresce. Em geral como será visto no capítulo dos resultados, E_{bd} cresce com o aumento da velocidade da

rampa. Como corrente e tensão são monitoradas, a curva característica $I \times V$ também, pode ser medida. A Q_{bd} também pode ser facilmente determinada pela integração da curva da corrente no tempo, no entanto a Q_{bd} não pode ser diretamente comparada com qualquer outro método de stress constante com CVS e CCS pois a Q_{bd} é fortemente dependente da densidade de corrente da medida.

3.2 Estudo estatístico do rompimento

O estudo experimental da estatística do “breakdown” apresenta diversas dificuldades. Primeira de todas, para se obter uma distribuição experimental confiável, é necessário realizar um grande número de medidas (isto é $10^2 - 10^3$ eventos de rompimento). Este fato implica que, em princípio, necessita-se de grande um número de amostras com características homogêneas para obter resultados confiáveis. Entretanto, se o óxido não tem alta qualidade, ou se a área não é pequena o suficiente, os dois modos de breakdown (intrínsecos e extrínsecos) se encontram misturados. Hoje em dia, com a alta qualidade dos capacitores metal-óxido-semicondutor (MOS) que tem sido fabricados, a estatística do BD pode ser obtida através da realização do evento em, aproximadamente, 100 dispositivos.

A análise estatística vale-se de um conjunto de amostras que são medidas através de um dos métodos acima descritos e a taxa cumulativa de falhas ($F(t)$) é colocada em um gráfico em função de algum parâmetro relevante da medida. Esses são os chamados “Weibull plots”. A figura 3.3 apresenta um gráfico desse tipo para três níveis de parâmetros aceleradores, que poderiam ser, por exemplo, densidade de corrente, campo elétrico ou temperatura. Se o conjunto de amostras fosse idêntico haveria apenas um ponto em $F(t_{bd}) = 1$. Qualquer diferença que houver entre as amostras do mesmo grupo faz com que seus dielétricos rompam-se em tempos diferentes dando origem à distribuição apresentada na figura 3.3. Por outro lado, quanto mais semelhantes forem as amostras dentro do grupo tanto mais vertical será a distribuição. Esse tipo de distribuição é também chamado de “hazard model”, ou modelo de acaso. Não há um modelo físico que leve a um “hazard model”, no entanto, nada impede que se usem tais modelos para identificar a origem e importância das variáveis exploratórias. Entre outras variáveis, além dos parâmetros aceleradores citados acima, estão a área do dispositivo, sua espessura e sentido da corrente (especialmente quando se trata de materiais semicondutores dopados).

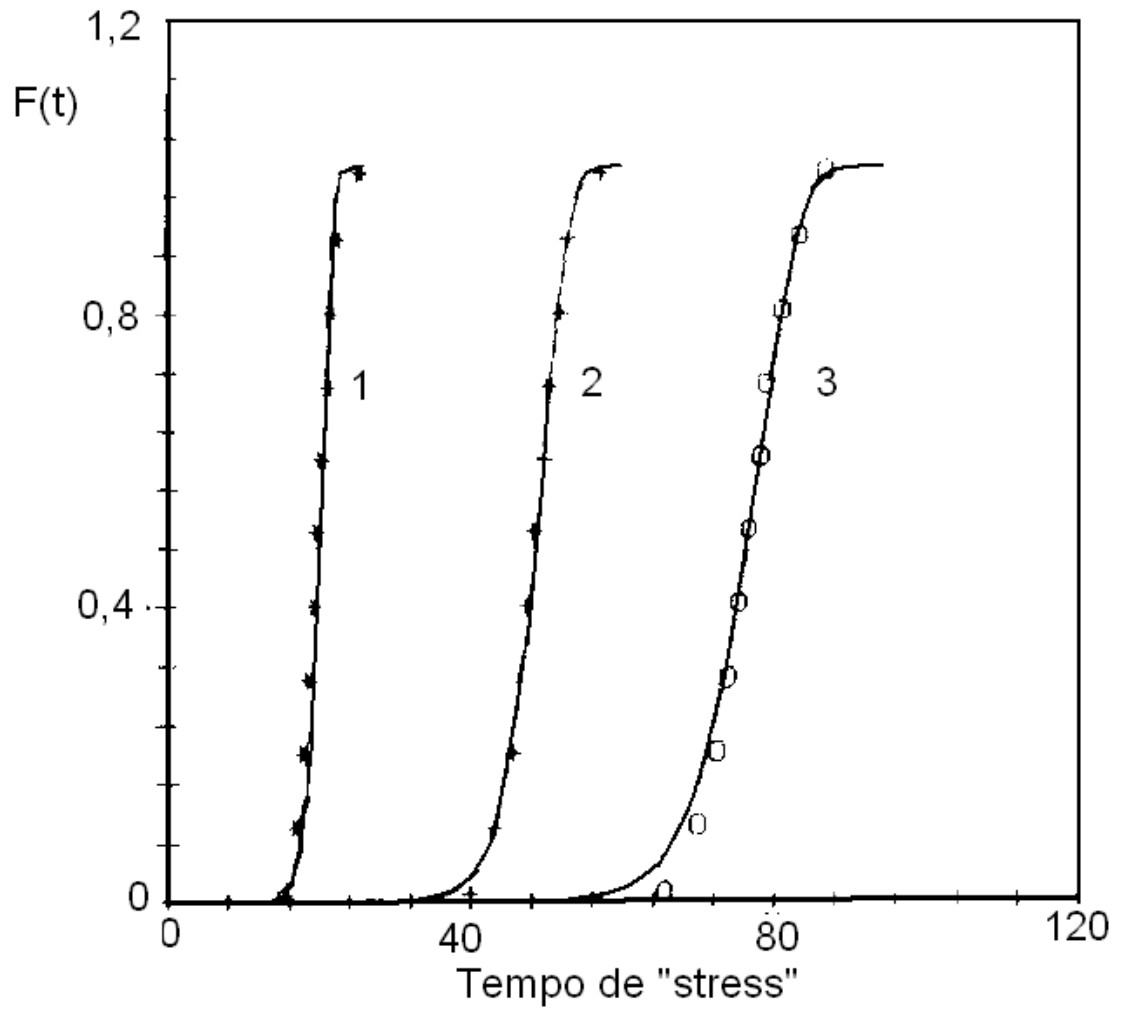


Figura 3.3 Taxa cumulativa de falhas $F(t)$ em função do tempo de um conjunto de dispositivo até o BD para três diferentes parâmetros aceleradores (P). Na figura $P(1) > P(2) > P(3)$. O parâmetro acelerador poderia ser, por exemplo, densidade de corrente, campo elétrico ou temperatura .

O tempo para o rompimento de um isolante, como o da figura 3.3, é um parâmetro que é distribuído de acordo com a estatística de Weibull, onde a distribuição cumulativa de falhas pode ser descrita como [9]:

$$F(t) = 1 - \exp\left[-\left(\frac{t}{\eta}\right)^\beta\right] \quad (3.2)$$

onde β é o fator do formato da distribuição e indica o quão semelhantes são as amostras dentro do grupo. É freqüentemente chamado de inclinação de Weibull, e η é o fator de escala ou 63 % do valor da distribuição. A equação 3.2 pode ser reescrita como:

$$\ln[-\ln(1-F(t))] = \beta \ln(t) - \beta \ln(\eta) \quad (3.3)$$

o que implica que o gráfico de $\ln(-\ln(1-F))$ versus o logaritmo do tempo (figura 3.3) fornecerá uma linha reta com inclinação β . A idéia principal dos modelos estatísticos é tentar relacionar a física de algum processo que leve ao BD com a distribuição cumulativa de falhas.

São dois os modelos estatísticos de maior impacto na comunidade científica. Os dois tratam o evento do BD como sendo devido ao uso do dispositivo (“wear out”) e a defeitos produzidos no óxido devido ao campo elétrico estabelecido nele. A diferença básica é que enquanto o primeiro a ser apresentado, de Suñe e colaboradores [11], considera de modo estatístico o BD de um dispositivo e extrapola para uma amostragem maior, o segundo, de Shatzkes e Av-ran [12], trata direto do BD em uma coleção de dispositivos semelhantes. Nos dois há a idéia de que a compreensão da estatística pode ajudar a entender os mecanismos do BD.

3.2.1 Modelo de Suñe.

Neste modelo [11] o dispositivo, um capacitor por exemplo, é dividido em um grande número de pequenas células. Assume-se que durante a aplicação de voltagem podem ser gerados defeitos no óxido em posições aleatórias na área do capacitor. Quando um número crítico de defeitos (n_{bd}) for gerado em uma única célula, por definição o “breakdown” ocorre. A idéia é que, quando esse valor é alcançado, cria-se um caminho condutivo do anodo para o catodo.

Em uma primeira aproximação, é assumido que a taxa de geração de defeitos é independente do grau de degradação já atingido e também que as células são independentes umas das outras. Considerando essas hipóteses, a probabilidade de encontrar uma célula com n defeitos, sendo \bar{n} o número médio de defeitos por célula, é dado por uma distribuição do tipo Poisson, será

$$P(n, \bar{\rho}) = \frac{(\bar{\rho} S_o t_{ox})^n e^{(-\bar{\rho} S_o t_{ox})}}{n!} \quad (3.4)$$

onde $\bar{\rho} = \bar{n}/S_o t_{ox}$ trata-se da densidade média de defeitos. Uma vez definido a probabilidade de encontrar uma célula com n defeitos, pode-se determinar a probabilidade com que a célula tenha seu dielétrico rompido,

$$\bar{n}P_{BD}(\bar{\rho}) = 1 - \sum_{n=0}^{n_{BD}-1} \frac{(\bar{\rho} S_o t_{ox})^n e^{(-\bar{\rho} S_o t_{ox})}}{n!} . \quad (3.5)$$

Nessas condições, a probabilidade de que o dispositivo de área $S_T = N.S_o$ sobreviva será

$$V(\bar{\rho}) = \{1 - P_{BD}(\bar{\rho})\}^N, \quad (3.6)$$

de modo que a taxa cumulativa de falhas será dada por

$$F(\bar{\rho}) = 1 - \left\{ \sum_{n=0}^{n_{BD}-1} \frac{(\bar{\rho} S_o t_{ox})^n e^{(-\bar{\rho} S_o t_{ox})}}{n!} \right\}^N, \quad (3.7)$$

que num gráfico do tipo Weibull, a curva seria regida pela expressão,

$$\ln [-\ln \{1 - F(\bar{\rho})\}] = \ln S_T + \ln \left\{ \bar{\rho} t_{ox} - \frac{1}{S_o} \ln \sum_{n=0}^{n_{BD}-1} \frac{(\bar{\rho} t_{ox} S_o)^n}{n!} \right\} \quad (3.8)$$

Dessa expressão fica claro a relação entre a área da amostra (S_o) e o BD, resultado bem conhecido na literatura. Medidas em sistemas com dispositivos que diferem apenas na área, mostram que há um deslocamento vertical na curva de um “Weibull plot” de $\ln(S_2/S_1)$.

Além disso S_0 e n_{BD} dependeriam da qualidade e da espessura do óxido, além, é claro, do princípio físico que rege a evolução dos defeitos no óxido.

Considerando a equação 3.7, o problema fundamental que relaciona a degradação do óxido com a estatística do “breakdown” está resolvido, mas a equação 3.7 não pode ser comparada diretamente com resultados experimentais. Falta introduzir uma relação entre ρ e o tempo de “stress”. A dependência $\bar{\rho} = \bar{\rho}(t)$ é diferente para cada tipo de “stress”, no entanto, essas relações já foram determinadas experimentalmente para os modos CCS [13] como

$$\bar{\rho}(t) = \bar{\rho}(0) + \frac{2\varepsilon_{ox} V_{in}}{qt_{ox}^2} \left\{ e^{(t/\tau_v)} - 1 \right\}, \quad (3.9)$$

onde ε_{Ox} é a permissividade elétrica do óxido, $\bar{\rho}(0)$ é a densidade inicial de defeitos, V_{in} é a tensão inicial aplicada a fim de estabelecer a corrente de “stress”, q a carga do elétron e τ_v o tempo característico de evolução da tensão, que é devida a geração de novos defeitos. No caso de CVS $\bar{\rho}(t)$ é dado por [13]

$$\bar{\rho}(t) = \bar{\rho}(0) + \frac{2\varepsilon_{ox} E_o^2}{K_2 q t_{ox}} \left\{ \frac{\ln(1+t/\tau_J)}{1 + (E_o/K_2) \ln(1+t/\tau_J)} \right\}, \quad (3.10)$$

onde E_o é o campo elétrico constante aplicado, K_2 parâmetro exponencial da expressão da corrente de Fowler-Nordheim e τ_v o tempo característico de evolução da densidade de corrente deste tipo de teste. Casos de RVS ou RCS requerem métodos numéricos para a obtenção de $\bar{\rho} = \bar{\rho}(t)$.

3.2.2 Modelo de Shatzkes e Av-Ron

O ponto de vista básico dessa aproximação é que o BD ocorre em diferentes regiões, inicialmente com defeitos ou livre de defeitos, no entanto os processos envolvidos são os mesmos. O modelo é

baseado na ionização por impacto e a recombinação, processo que leva ao BD e que será discutido na próxima secção. Os autores consideram o comportamento

médio de de um sistema e assumem que o estado do sistema pode ser especificado pela magnitude do campo no cátodo (E_C). Além disso o número médio $G(E_C)$ de ionizações por elétron injetado é uma função de E_C . Essa aproximação é correta desde que a taxa de ionização cresça rapidamente com o campo e os maiores campos estão na vizinhança do cátodo. Segundo os autores, considerando que o BD é um evento localizado, o campo E_C que dispara o BD pode ser maior que o médio estimado pela razão entre a tensão aplicada e a espessura do óxido. A figura 3.4 abaixo ilustra essa situação.

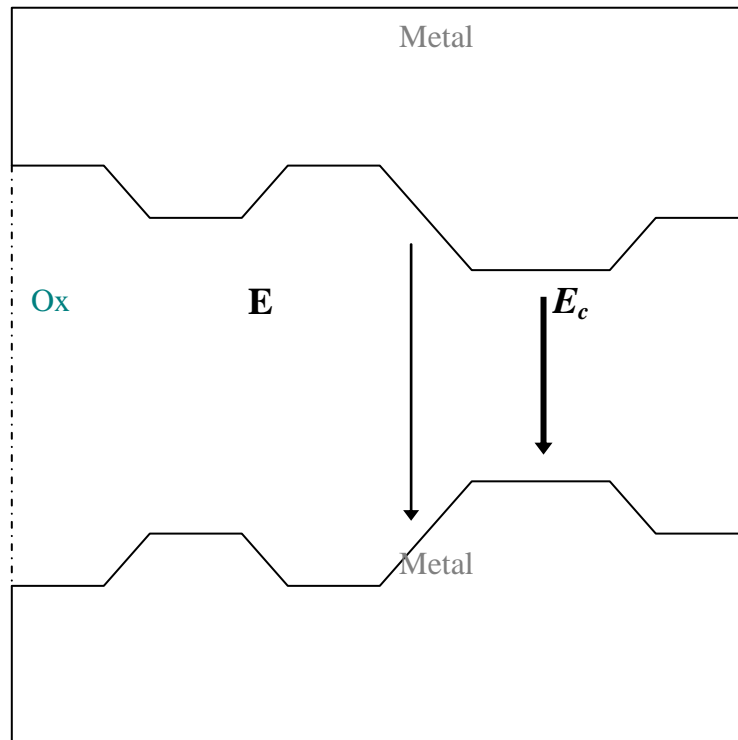


Figura 3.4 Representação em corte de um dispositivo, um capacitor, onde é identificada a região mais estreita do óxido onde ocorreria o BD.

No modelo é assumido que a dependência de $G(E_C)$ (ionização por elétron) é aquela esquematizada na figura 3.5. Tal curva seria resultado, por exemplo, de $G(E_C) \propto \exp(-H/E_C)$, com H constante como o, encontrado no SiO_2 . A taxa de recombinação $R(E_C, E)$ de buracos por elétrons injetados é proporcional ao número de buracos por unidade de área que, por sua vez, é

proporcional a $E_c - E$, onde E é o campo aplicado. Se forem desprezadas outras dependências, $R(E_c, E)$ está representado na curva da figura 3.5, pelo conjunto de retas que cruzam por $G(E_c)$. As duas curvas podem cruzar-se três, duas ou apenas uma vez. Quando forem três os cruzamentos, o campo E_{CS} é estável, o campo central E_C^* é instável, enquanto que o campo E_C é considerado como o de BD. Percebemos que o comportamento médio levará o sistema ao BD se o campo do cátodo for E_C^* .

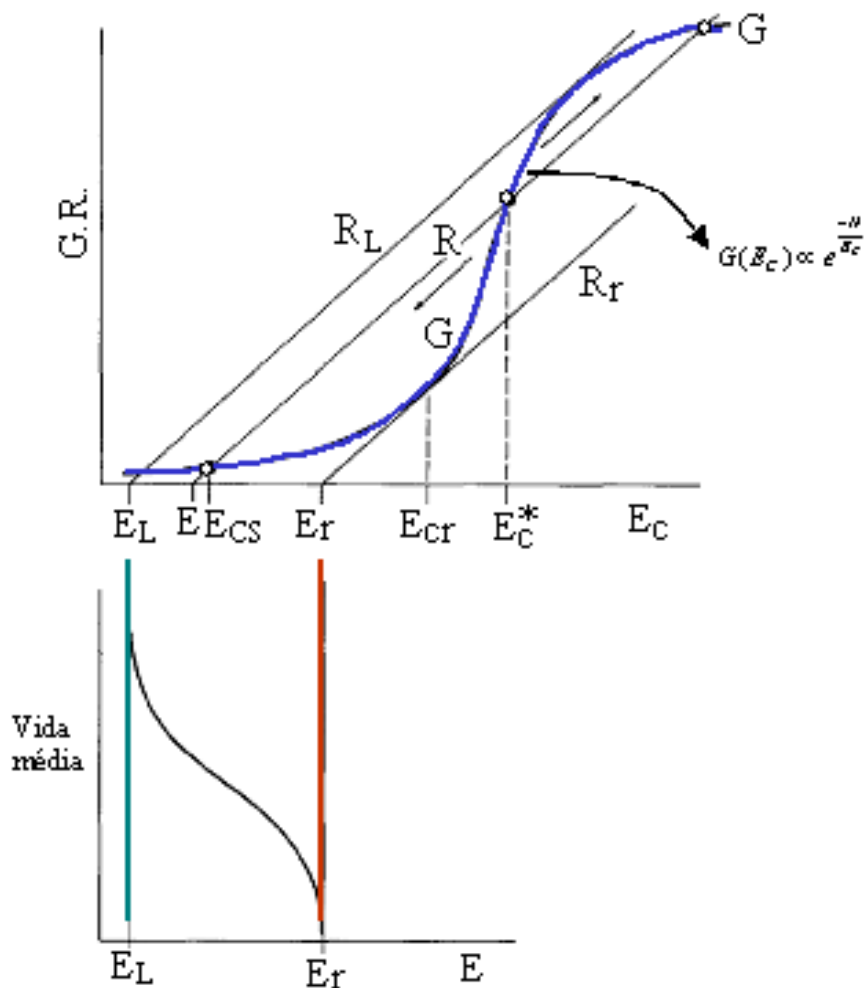


Figura 3.5 – Representação esquemática da geração e recombinação de buracos em função do campo do cátodo. Enquanto o campo de cátodo E_{CS} é estável a E_C^* é instável. Abaixo de E_L não há soluções instáveis, enquanto que acima de E_r não há soluções estáveis.

Num sistema real espera-se que ambos G e R flutuem. Para $E_L < E < E_r$, se os buracos são gerados a uma taxa maior do que $G(E_{CS})$ e se $E_C < E_C^*$, $R(E_C, E)$ vai dominar $G(E_C)$ e o sistema vai evoluir aproximando-se de E_{CS} . Um retorno similar à estabilidade ocorreria havendo flutuações em R . É esperado que a seguinte situação dinâmica ocorra: quando uma secção transversal do dispositivo paralela à interface injetora é vista, diferentes campos E_C devem ser observados em diferentes regiões. A fração de tempo de qualquer valor E_C observada em qualquer região se tornará, após um tempo suficientemente longo, independente do tempo. Do mesmo modo espera-se que a fração da área total do cátodo que tenha um determinado valor de E_C , se tornará independente do tempo. Se essa fração for chamada de $r(E_C, E)$ e se $P(E_C^* | E_C, E)$ com a probabilidade condicional de que a flutuação levará o campo do cátodo exceder E_C^* , dado que agora ele é E_C e que o campo aplicado é E , espera-se que $P(E_C^* | E_C, E)$ cresça na medida de $E_C^* - E_C$. A taxa de BD ($1/\tau$) será então aproximada por:

$$\frac{1}{\tau} = \frac{A}{e} \int_E^{E_C^*} r(E_C, E) P(E_C^* | E_C, E) J(E_C) dE_C, \quad (3.11)$$

onde A , $J(E_C)$ e e são a área do eletrodo, a densidade de corrente injetada e a carga do elétron, respectivamente. Nessa aproximação, para $E < E_1$, $P(E_C^* | E_C, E) = 0$ e a taxa de BD é nula ou a vida média do dispositivo tende ao infinito ($\tau \rightarrow \infty$). Por outro lado se $E = E_r$, $P(E_C^* | E_C, E) = 1$ e $1/\tau \rightarrow I/e$ (I sendo a corrente a $E_C = E_{CR}$). Para $E > E_r$, $\tau \rightarrow 0$. Assim espera-se que a vida média do dispositivo tenha uma dependência com o campo reproduzida no painel inferior da Figura 3.5. Isso posto o problema passa a ser como determinar P .

O problema básico em consideração é determinar a probabilidade de que n dispositivos queimem dentro de algum tempo t , quando em $t = 0$ haviam N dispositivos. O caminho então para determinar P é através da solução de uma equação diferencial simples, conhecida como “Markoff dead process”. Para esse fim considera-se primeiro uma coleção de N_α indivíduos que não interagem e que sejam não regenerativos. Supõem-se que eles falhem a uma taxa $1/\tau_\alpha$ e que $P_{\eta_\alpha}(N_\alpha)$ seja a probabilidade de que η_α dos N_α sofram BD dentro de um intervalo t . As equações diferenciais para esse problema serão

$$\frac{dP_{\eta\alpha}}{d\chi_\alpha} = -(N_\alpha - \eta_\alpha)P_{\eta\alpha} + (N_\alpha - \eta_\alpha + 1)P_{\eta\alpha-1} \quad 0 \leq \eta_\alpha \leq N_\alpha \quad (3.12)$$

com $P_0(N_\alpha, 0) = 1$, $P_{\eta_\alpha}(N_\alpha, 0) = 0$ e $P_{-1}(N_\alpha, t) = 0$ e $\chi_\alpha = \int_0^t \frac{1}{\tau_\alpha} dt$

A solução será:

$$P_{\eta_\alpha}(N_\alpha, t) = \binom{N_\alpha}{\eta_\alpha} \rho_\alpha^{\eta_\alpha} (1 - \rho_\alpha)^{N_\alpha - \eta_\alpha}, \quad (3.13)$$

onde $\rho_\alpha = 1 - e^{-\chi_\alpha}$. O que deve ficar claro nessas soluções é que existem classes α de falhas com taxas de falhas τ_α . Finalmente a taxa cumulativa de falhas, considerando (i) a independência espacial dos defeitos (ii) os defeitos estão distribuídos aleatoriamente (Poisson) e (iii) que a exceção dos defeitos, a estruturas dos dispositivos são iguais:

$$f = \frac{\langle \eta \rangle}{N} = 1 - Q_0 e^{\{-\sum \mu_i (1 - Q_i)\}}, \quad (3.14)$$

com

$$Q_0 = e^{\left(\int_0^t \frac{1}{\tau_0} dt\right)} \quad \text{e} \quad Q_i = e^{\left(\int_0^t \frac{1}{\tau_i} dt\right)},$$

que é a probabilidade de que um defeito do tipo i não ocorra até o tempo t . As curvas da figura 3.6 resumem a forma geral da taxa cumulativa de falhas esperada para dois tipos diferentes de defeitos que causariam BD. Defeitos severos (os quais possuem uma taxa de BD maior) levam ao BD, na média, em um tempo mais curto, mas não existe uma relação direta entre a intensidade do defeito e o seu tempo para o BD.

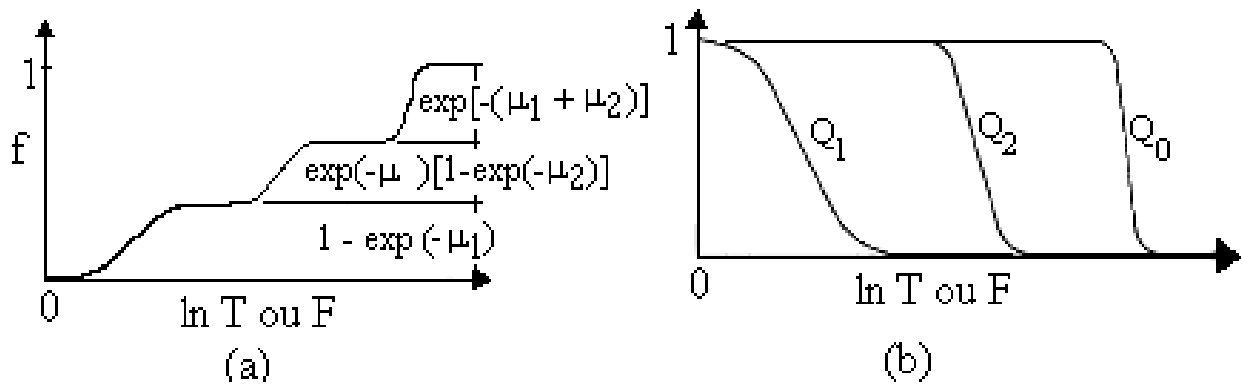


Figura 3.6 (a) Estrutura da taxa cumulativa de falhas (f) para dois defeitos com números médios μ_1 e μ_2 .
 (b) Probabilidades Q_0 , Q_1 , Q_2 em função do tempo.

3.3 Modelos para o “breakdown”.

Os modelos para o BD em óxidos possuem pelo menos dois aspectos importantes: (i) a evolução da densidade de defeitos sob condições de stress; e (ii) o disparo do evento do BD e a estatística relacionada, considerada na secção anterior. Com relação à evolução da densidade de defeitos são pelo menos dois os modelos mais usados na literatura, o “E model” e o “1/E model”. Os dois modelos tentam prever o tempo de vida de um dispositivo sujeito a uma condição de “stress” promovida pelo campo elétrico (E). Segundo dados da literatura as previsões de vida média de um dispositivo podem variar enormemente entre um e outro modelo, conforme apresenta a figura 3.7 [14].

Na figura 3.7, deve-se notar que as extrapolações feitas por ambos modelos não podem ser diferenciadas para campos acima de 9 MV/cm. No entanto, se fossem realizados testes a campos inferiores (como 7 MV/cm) a meia vida do dispositivo seria da ordem de meses ou anos, dependendo do modelo utilizado. Entretanto, na maioria das vezes, os testes de um dispositivo limitam-se a horas. Isso indica que é crucial o uso do modelo físico correto, a estatística do BD e os parâmetros aceleradores (como tensão e temperatura) para projetar adequadamente a vida do dispositivo a partir de testes de “stress” acelerados.

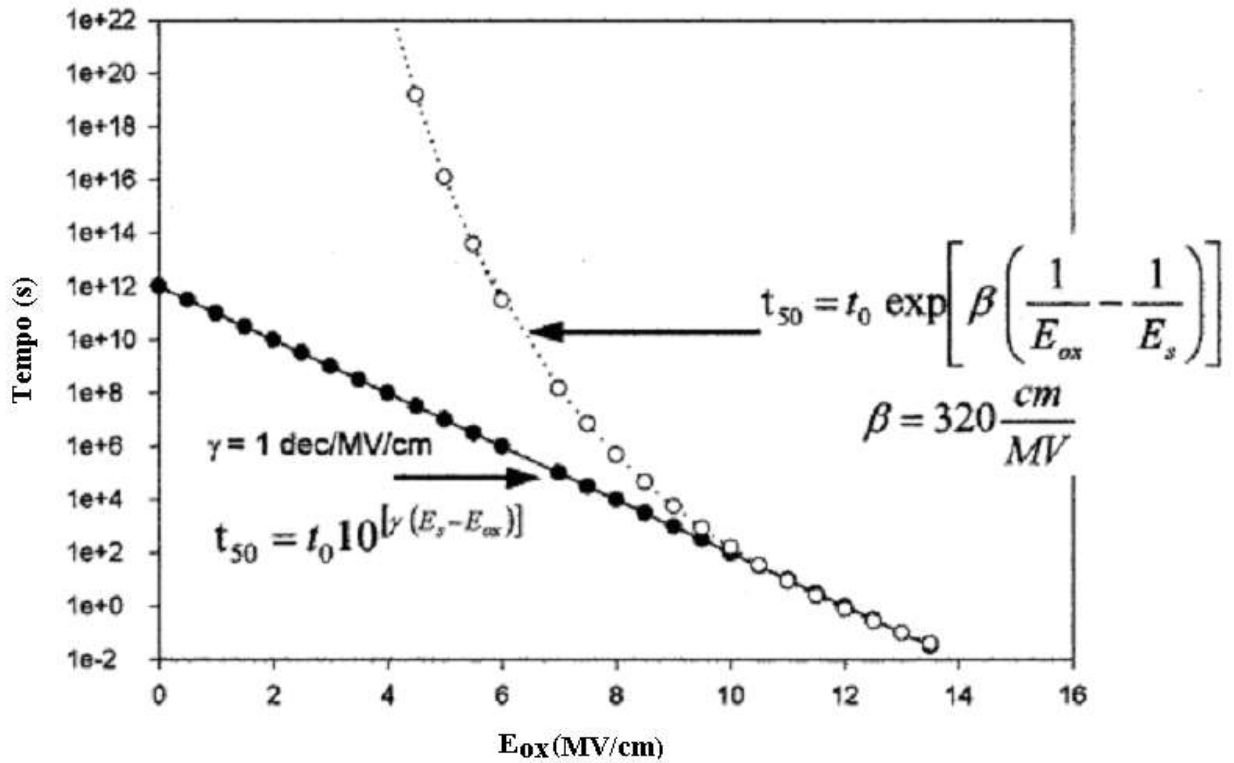


Figura 3.7 – Extrapolação da vida média de um dispositivo baseado nos modelo “E” e “1/E”, para campos acima de 9 MV/cm, os modelos são indistinguíveis.

3.3.1 Modelo E (“E model”).

O “E model” foi proposto inicialmente de modo empírico através da observação da dependência do campo elétrico com o tempo para o BD (t_{BD}) [14]. Quando o logaritmo do t_{BD} era colocado em um gráfico *versus* o campo elétrico observava-se uma reta, ou seja,

$$t_{Bd} \sim e^{-\gamma E},$$

onde γ descreve o fator de aceleração do campo elétrico. Mais tarde o modelo também chamado de Termoquímico foi proposto. Ele está baseado na geração de defeitos promovidos pelo campo elétrico e deriva a mesma dependência do t_{BD} com o campo elétrico [15].

Considerando campos baixos (≤ 10 MV/cm) o t_{BD} foi descrito com sucesso pela seguinte equação [16]:

$$\ln(t_{BD}) \propto \frac{\Delta H_0}{k_B T} - \gamma \cdot E \quad (3.15)$$

onde ΔH_0 é a entalpia de ativação (usualmente chamada de energia de ativação). Considerando o dielétrico como uma coleção de dipolos, os autores mostraram que a energia de ativação para a reação que levaria ao rompimento poderia ser expressa como uma expansão em série em termos de E . Mantendo-se apenas o termo linear dessa expansão chega-se a equação 3.15 e ao que é comumente denominado como modelo termoquímico ou modelo E.

O campo elétrico local (E_{loc}), que distorce as ligações moleculares em um dielétrico linear, é formado pela superposição do campo elétrico macroscópico E (tensão através do isolante dividida pela espessura do mesmo) e do campo dipolar das moléculas vizinhas, resultando em uma relação de Lorentz ou campo de Mossotti $E_{loc} = [(2+k)/3]E$ [17]. Esse campo local distorce e enfraquece a ligação molecular ΔH_0^* , tal que a ligação se torna susceptível de rompimento por um processo chamado de captura de buracos (“hole capture”). Na medida em que a ligação molecular se rompe, um defeito associado é produzido e o BD ocorre quando um caminho condutivo percola de um eletrodo a outro.

A energia de ativação é dada por [16]:

$$\Delta H = \Delta H_0^* - p_0 \left(\frac{2+k}{3} \right) E, \quad (3.16)$$

onde ΔH_0^* seria a energia de ligação antes da aplicação do campo E , p_0 é o momento de dipolo da molécula que se opõe ao campo e k a constante dielétrica do óxido.

O rompimento do isolante é esperado quando a energia de ativação $\Delta H \rightarrow 0$ e ocorre quando $E = E_{bd}$ logo:

$$E_{bd} = \frac{\Delta H_0^*}{P_0 \left(\frac{2+k}{3} \right)} \quad (3.17)$$

De acordo com o modelo termoquímico a intensidade do campo para o BD (E_{BD}) deve sofrer uma redução com a constante dielétrica.

3.3.2 Modelo 1/E (*1/E model*).

Um segundo modelo defendido é designado 1/E (“1/E model”) pois $\ln t_{BD} \sim e^{\frac{\beta}{E}}$, onde β é o fator de aceleração do campo. Nesse caso os elétrons de tunelamento (baseados na condução de Fowler-Nordheim) transferem energia para buracos no anodo, de onde são injetados no óxido.

O modelo 1/E propõe que ao ser tensionada eletricamente são criados estados ligados (“trap states”) dentro da barreira que funcionam como caminhos adicionais para a condução eletrônica. Neste modelo temos o inconveniente de desconsiderarmos o processo de degradação que o dielétrico sofre mesmo quando não está submetido a um campo elétrico, já que quando $E = 0$ a equação apresenta problemas.

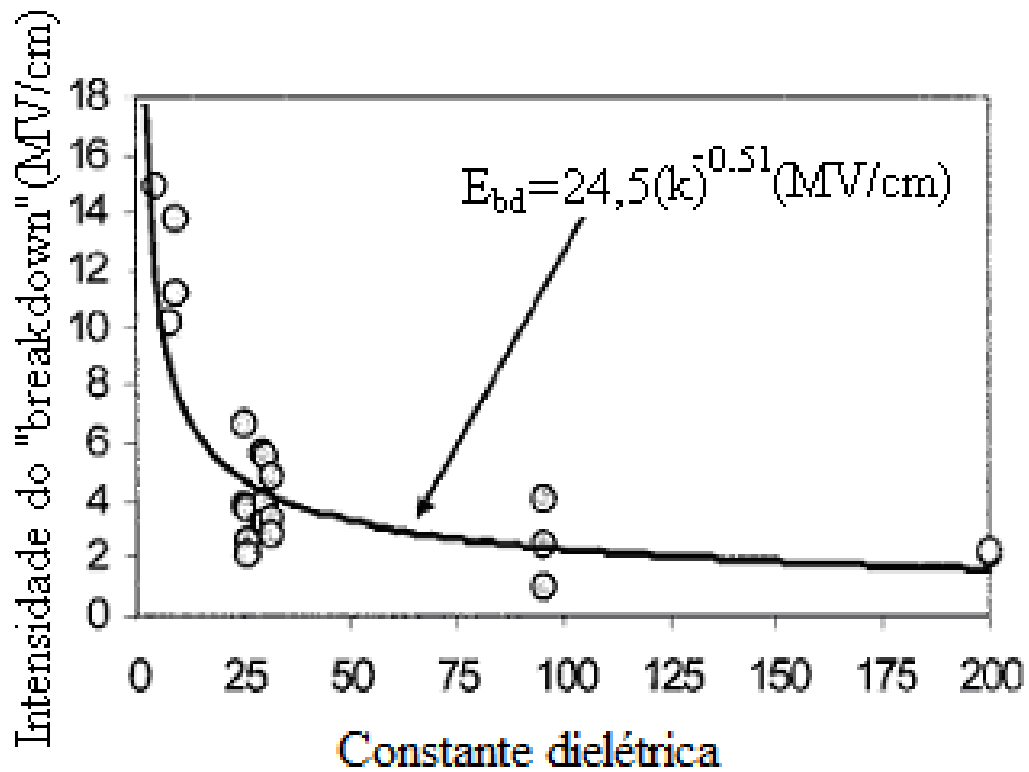


Figura 3.8. Previsões do modelo termoquímico: a intensidade do “breakdown” deve mostrar um comportamento aproximadamente proporcional ao inverso da raiz quadrada da constante dielétrica. A dispersão do comportamento previsto é devido ao fato de que um dado metal pode ter um ou mais números de coordenação [18].

No modelo de injeção de buracos no anodo, como é também denominado o modelo 1/E, assume-se que a energia dos elétrons que alcançam o anodo (a qual é assumida como sendo igual ou ligeiramente maior do que a altura da barreira) é usada para excitar elétrons da banda de valência mais baixa para um estado acima do nível de Fermi, dessa forma criando um buraco no anodo o qual pode tunelar no óxido. Isto deve gerar um elétron aprisionado no óxido, levando ao aumento da densidade de corrente local [18].

A origem física do fluxo de corrente na junção é esquematicamente mostrada na figura 3.9. Quando elétrons injetados alcançam o anodo, eles liberam energia através da criação de defeitos (buracos) de alta energia – possivelmente através da excitação de algum estado intermediário – e os defeitos podem então ser injetados de volta para o óxido. Os defeitos fluem alcançando o catodo sendo medidos como uma corrente positiva, J_p . A densidade de corrente de buracos pode ser relacionada com a densidade de elétrons, J_n , como se segue [19]:

$$J_P = \alpha(E_{Ox})J_n \quad (3.19)$$

com $\alpha(E_{Ox})$ sendo a eficiência da geração de buracos dependente do campo. No modelo de injeção de buracos no anodo, α é interpretado como a probabilidade dos elétrons tunelarem gerando esses buracos no anodo os quais são injetados de volta ao óxido na direção do catodo.

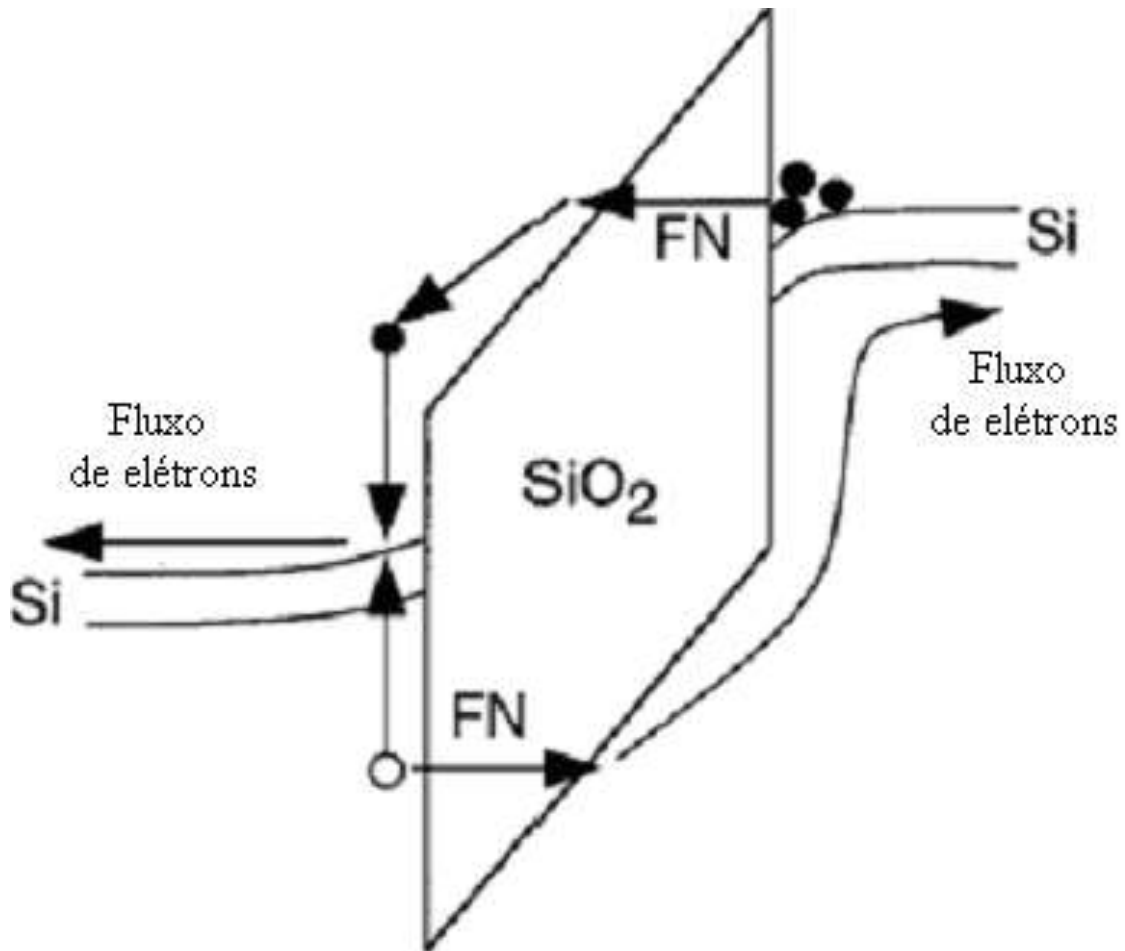


Figura 3.9 Ilustração esquemática de um modelo de injeção de “hole”. A injeção de elétrons alcança o anodo com alta energia e pode gerar “hot holes” que podem tunelar para o catodo[18].

Analisando o comportamento de α frente aos testes de observação do rompimento, temos que em um CVS ele é praticamente constante e em um CCS aumenta ligeiramente. No entanto, para óxidos finos a diferença entre os valores obtidos para α nesses dois testes, é muito pequena. Portanto, com uma boa aproximação, uma relação equivalente à equação 3.5 também permite a integração entre valores de J_p e J_n ; o fluxo de buracos, Q_p , e fluxo de elétrons, Q_n , respectivamente [19]:

$$Q_p = \alpha(E_{OX})Q_n \quad (3.20)$$

Deve-se fazer uma observação quanto a algumas diferenças entre os amorfos Al_2O_3 e SiO_2 , já que o primeiro está diretamente envolvido no tema deste trabalho e o segundo possui uma vasta literatura que tem sido utilizada reiteradas vezes no entendimento do mecanismo do rompimento do Al_2O_3 . Nesse sentido é importante se falar de três diferenças encontradas entre esses materiais.

(i) A susceptibilidade elétrica do Al_2O_3 ($\chi \cong 7,0$) é mais do que duas vezes maior do que o SiO_2 ($\chi \cong 2,9$), levando a uma alta polarização do campo local, e dessa forma (todos os outros valores permanecem os mesmos) a um alto valor de γ .

(ii) Ligações em Al_2O_3 são mais iônicas (menos covalentes) do que em SiO_2 . Uma consequência é que a carga iônica efetiva do Al é potencialmente maior que do Si, o que leva a maiores momentos de dipolo em estruturas de Al_2O_3 e maior valor de γ .

(iii) A estrutura do Al_2O_3 é mais complexa quando comparada com a do SiO_2 .

Na distinção dos modelos pode se adotar uma faixa mais larga de voltagem e a incerteza estatística de cada ponto pode ser diminuída através do uso de um conjunto maior de amostras. Também o estudo da influência da temperatura na probabilidade do “breakdown” possibilitaria testes de aplicabilidade de cada modelo. Junções definidas litograficamente podem ser usadas para estudar a dependência da área no BD com o objetivo de se discriminar entre “breakdown” intrínseco e extrínseco e também a influência das bordas da superfície do dispositivo no evento [18].

CAPÍTULO 4

PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL

As junções túnel utilizadas neste estudo foram produzidas a partir de filmes finos de materiais puros. A deposição foi feita por “magnetron sputtering” sobre vidro. Na caracterização estrutural das amostras foram realizadas medidas de difração de Raios-X. Todas as junções túnel foram produzidas no sistema de deposição de filmes do LMMM, na UFSM. Os filmes são crescidos a partir de alvos de materiais puros maciços ou sinterizados a frio a partir de pós. Os alvos maciços ou de pós dos materiais puros foram obtidos em comércio especializado e a sinterização dos alvos de pó foi feita no LMMM, em pressões típicas de 40 toneladas sobre um alvo de 2 polegadas. Uma representação esquemática do sistema de deposição por “sputtering”, utilizado na produção das amostras, é mostrado na figura 4.1.

O primeiro passo no processo de deposição, após a obtenção de vácuo na câmara, consiste em reduzir o fluxo de bombeamento através de um estrangulamento (persiana) localizado entre a bomba difusora e a câmara. Para um fluxo específico de gás injetado próximo aos canhões, esta persiana permite ajustar a pressão de deposição na câmara. Durante a deposição, valores típicos de fluxo e pressão são 40 sccm (taxa de fluxo de gás em cm^3/s) e 5 mTorr, respectivamente.

No processo de deposição propriamente dito faz-se primeiro a deposição de uma camada de Ta sobre o substrato de vidro em um ambiente inerte (Argônio). Após, realiza-se a deposição da camada de Al para então se admitir oxigênio na câmara (100 mTorr), proporcionando a oxidação da superfície depositada, através de uma descarga elétrica, formando assim a camada isolante da junção. Feito isso a câmara é novamente evacuada, para a deposição da segunda camada de Al. O alvo de Al fica em um dos canhões, onde é bombardeado por átomos de Ar presentes no ambiente da câmara de deposição. Através de colisões desses átomos com o alvo o material é arrancado e, por diferença de potencial, se deposita no substrato de vidro (ver figura 4.2), formando assim a camada depositada.

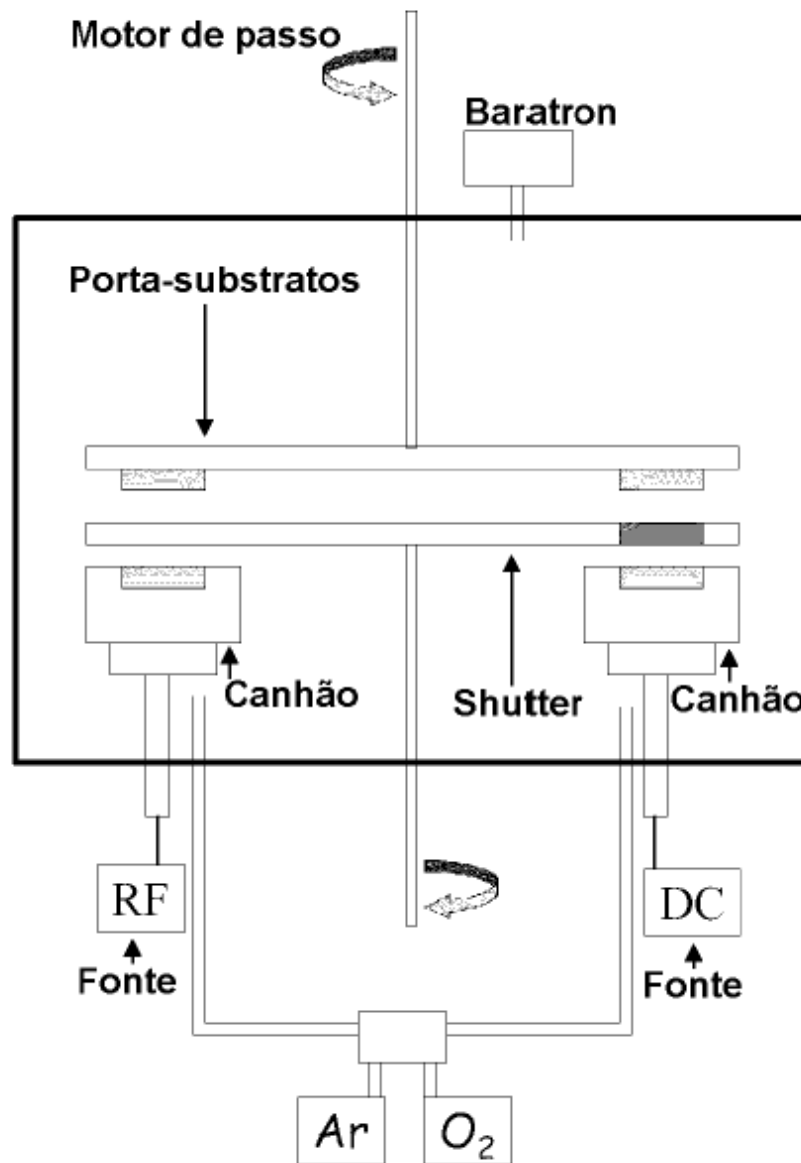


Figura 4.1 Representação esquemática do sistema experimental do LMMM utilizado para deposição de filmes na faixa de 0,5 a 1000 nm de espessura. Encontra-se montado sobre um sistema de vácuo BAK 600 Balzers com duas bombas de vácuo (rotativa e difusora), possui dois motores de passo SLO SYN WARNER ELECTRIC com resoluções de 40000 passos/volta (porta-substrato) e 10000 passos/volta (“shutter”), dois controladores de fluxo de gás 1179A MKS (Ar e O₂) para a faixa de 0 – 120 sccm, medidor de pressões BARATRON MKS para a faixa de 0-100 mTorr, dois canhões AJA para alvos de 2 in, uma fonte de alimentação RF (RF5S RFPP) e uma fonte de alimentação DC (MDX500 ADVANCED ENERGY), permitindo deposição a partir de alvos de materiais isolantes e condutores.

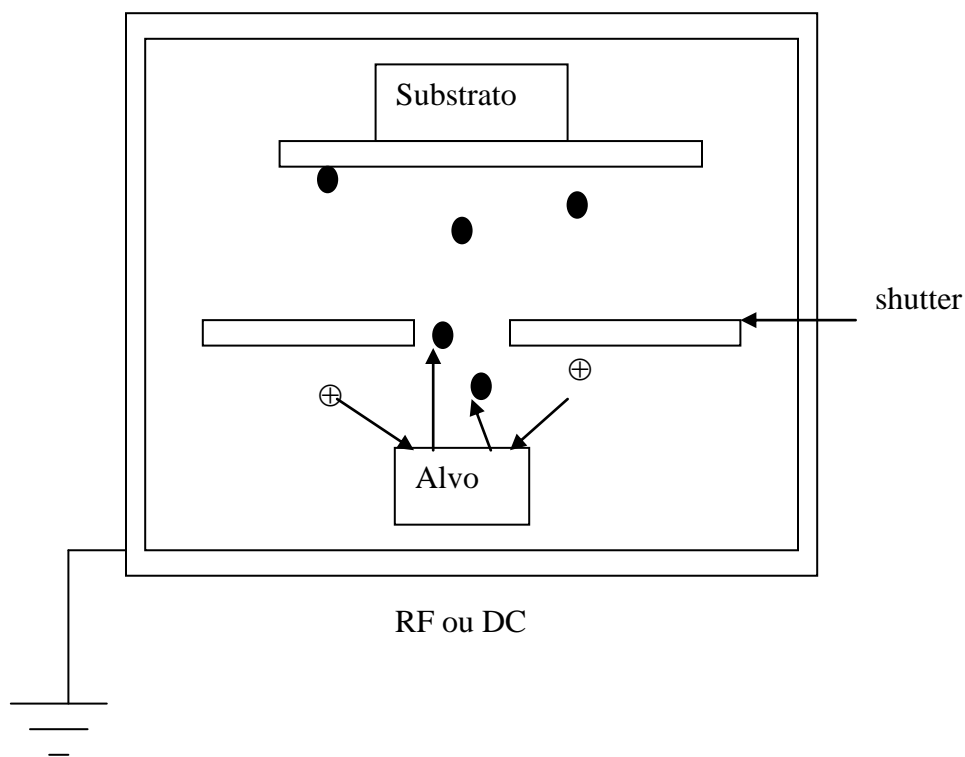


Fig. 4.2 Esquema do processo de “sputtering”, onde \oplus representa os íons de Ar e \bullet representa os átomos ou pedaços de material arrancados do alvo.

Para garantir a reprodutibilidade das amostras é muito importante o controle da espessura, que é realizado através do controle do tempo de exposição do substrato ao plasma, considerando-se que, mantidos os valores de fluxo de gás, pressão, distância alvo-substrato e corrente (DC) ou potência (RF), a taxa de deposição será constante. Para crescer um filme de 50 \AA com uma taxa de deposição 2 \AA/s (taxa típica usada no crescimento das amostras discutidas no trabalho), precisamos manter o substrato exposto ao plasma por 25 s. Como o “shutter” expõe uma região de 3050 passos ao plasma, precisamos mover o substrato com uma velocidade de 122 passos/s ($3050 \text{ passos } 2 \text{ (\AA/s)}/50 \text{ \AA}$) sobre o canhão. Nesta faixa de velocidades podemos controlar o tempo de exposição em $\approx 0,2 \text{ s}$, o que corresponderia a uma variação de espessura de $\approx 0,4 \text{ \AA}$.

Para obtenção da taxa de deposição dos materiais foram produzidos filmes cujas espessuras foram medidas por difração de Raios-X (XRD) a baixos ângulos. Na figura 4.3 é apresentada, como exemplo uma medida em filmes de Ta sobre vidro. Inicialmente é feita a identificação dos picos de Bragg e, a partir disto, calcula-se o módulo do vetor de espalhamento q

($= 4\pi\text{sen}\theta/\lambda$) de cada pico. Com isso, constrói-se um gráfico do vetor de espalhamento versus seu índice tal como apresentado na figura 4.4. A inclinação da reta obtida é igual a 2π dividido pela espessura do filme (em unidades do comprimento de onda dos Raios-X, $\lambda = 1,54 \text{ \AA}$). Assim é obtido o valor da espessura do material depositado.

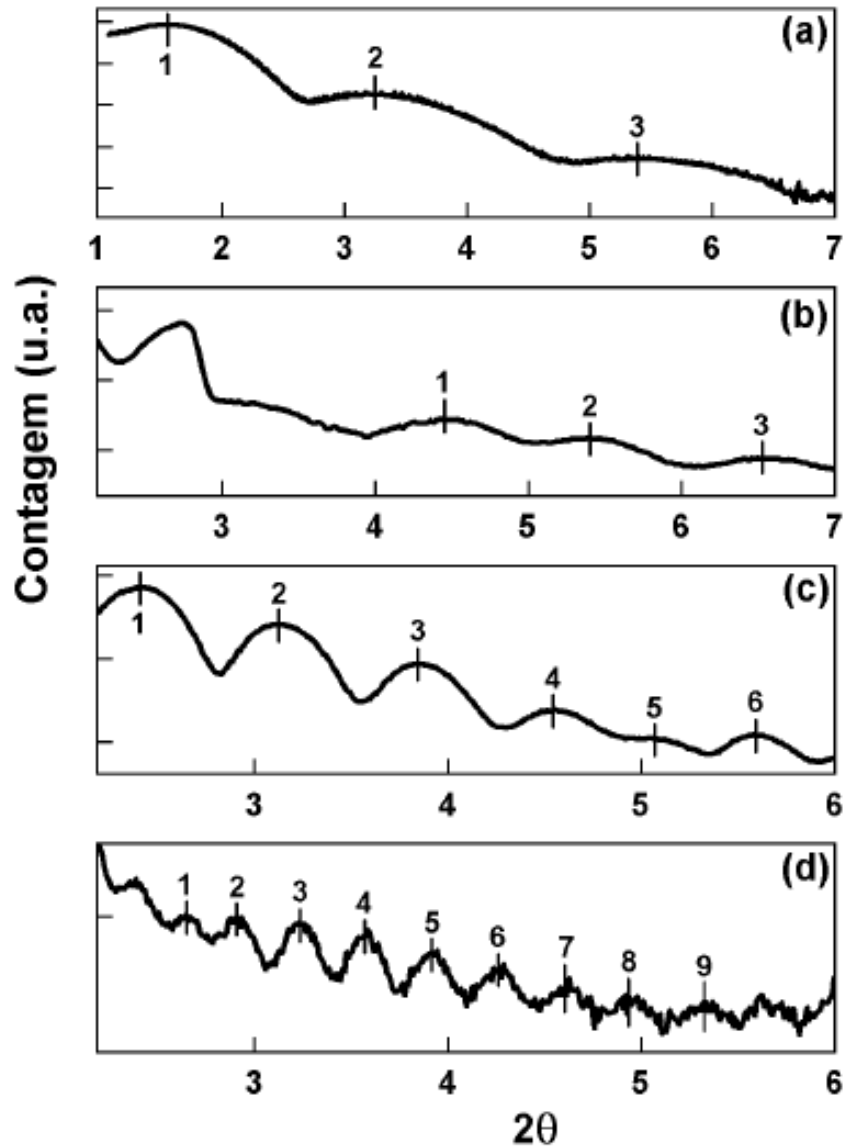


Figura 4.3: Difratoograma de raios-x a baixos ângulos de filmes de Ta depositados sobre vidro a diferentes velocidades do porta-substratos (tempos de exposição): (a) 101 passos/s (30.2 s); (b) 60 passos/s (50.8 s); (c) 30 passos/s (101.7 s); (d) 15 passos/s (203.3 s). Os filmes foram depositados a 5 m Torr de Ar fluindo a 43 sccm, em plasma RF de 30 W.

Se esse mesmo processo for realizado com várias amostras com tempos de deposição diferentes e se a medida de espessura for realizada para cada uma é possível montar um gráfico como mostrado na figura 4.5, em que temos a espessura do Ta em função do tempo de deposição, neste gráfico o coeficiente angular nos fornece o valor da taxa de deposição para este alvo de Ta. Para cada material (Ta e Al) utilizado no trabalho foi repetido este procedimento de calibração da taxa de deposição.

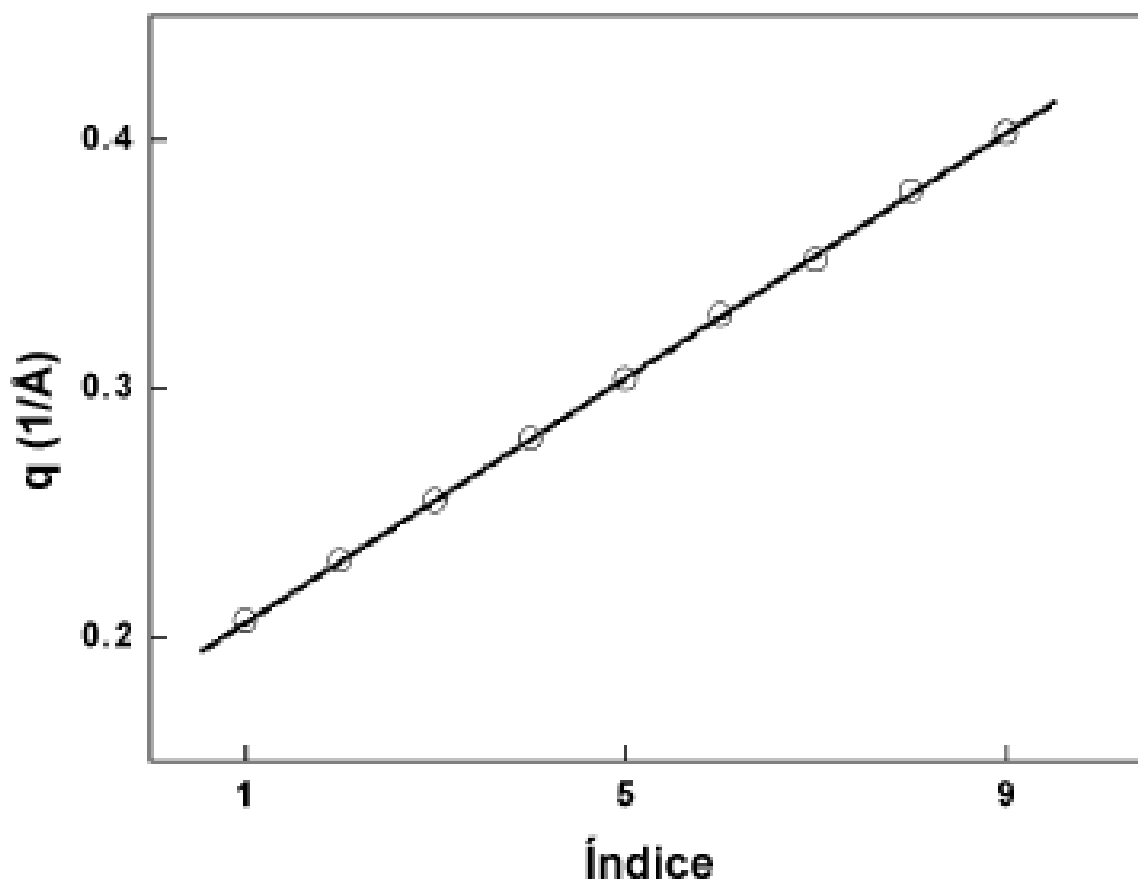


Figura 4.4. Gráfico do vetor de espalhamento $q = 4\pi\sin(\theta)/\lambda$ versus o índice dos picos de Bragg (circunferências) e ajuste linear com inclinação $0,02462 \text{ \AA}^{-1}$ (linha). Relativo à medida apresentada na figura 4.3(d).

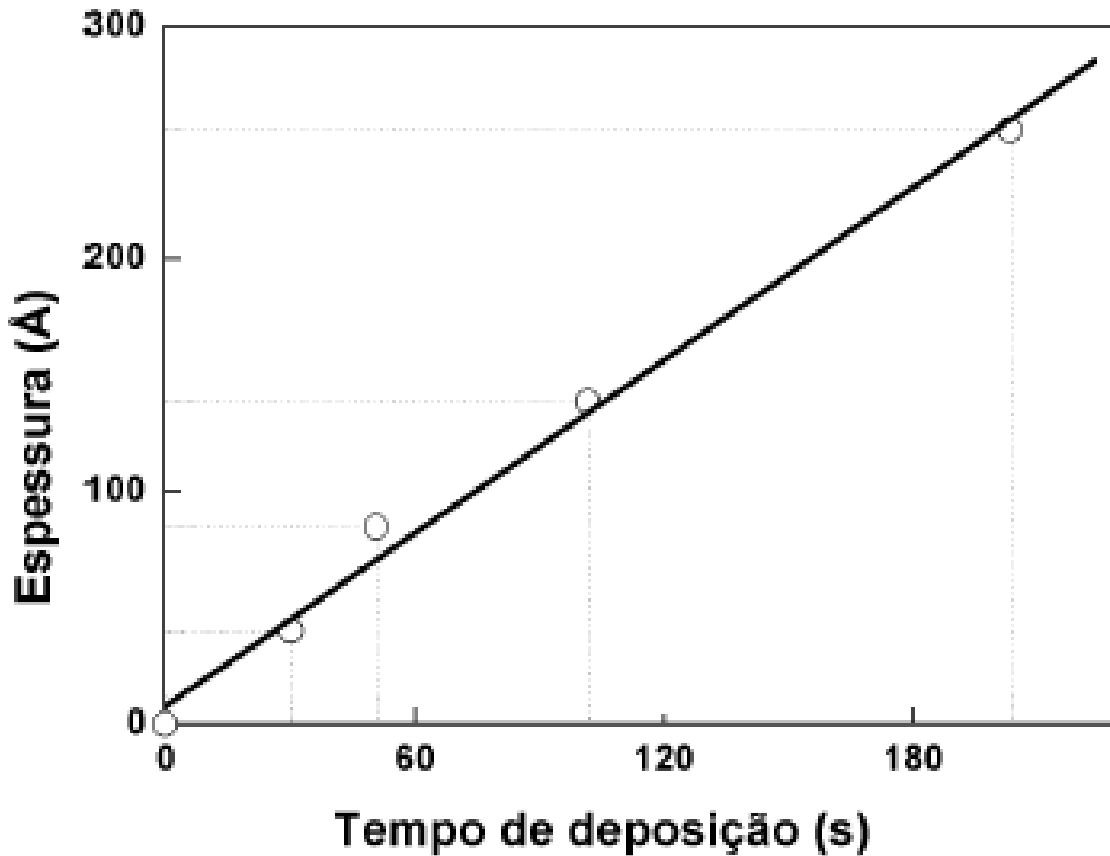


Figura 4.5: Gráfico da espessura de 4 filmes de Ta versus o tempo de deposição (circunferências) e ajuste linear com inclinação 1.24 Å/s (linha). Relativo às medidas apresentadas na figura 4.3.

4.1 Produção das Multicamadas

O material utilizado neste trabalho são as junções túnel, entretanto, as multicamadas têm um papel importante no estudo, justamente na determinação da espessura da camada de óxido de alumínio. A multicamada consiste, como sugere o próprio nome, em uma amostra formada da deposição sucessiva de várias camadas de até dois materiais diferentes alternadamente. Neste trabalho, foram produzidas amostras de multicamadas de AlO_x/Al .

O processo de produção das multicamadas consiste na deposição de filmes metálicos de Al sobre substratos de Si. Estes filmes são parcialmente oxidados por exposição ao plasma em atmosfera rica em O_2 . O processo de produção das multicamadas pode ser esquematizado da seguinte forma: (i) O ar é bombeado da câmara até que seja atingida a pressão de base

($\sim 1.10^{-6}$ mTorr); (ii) ocorre a deposição de um filme de Al em fluxo de Ar (5mTorr, 45 sccm, 50 mA, 363 VDC); (iii) o argônio é bombeado até que seja atingida a pressão de base ($\sim 1.10^{-6}$ mTorr); (iv) é admitido O₂ na câmara, até ser atingida a pressão de 100 mTorr; (v) o filme é oxidado em plasma (237 mA, 263 VDC) por um tempo pré determinado (tempo de oxidação – Tox); (vi) após ser realizada a oxidação volta-se à etapa (i) realizando-se novamente vácuo e repetindo-se o processo até que o número desejado de bicamadas tenha sido completado.

Este procedimento foi repetido 13 vezes de forma a construir uma multicamada com 13 bicamadas, tal como o esquema apresentado na figura 4.6. As amostras estudadas foram produzidas com Tox iguais a 10, 30 e 50 s (amostras S149B, S149C e S149D, respectivamente), a fim de produzir filmes com espessuras de AlO_x diferentes para que pudesse ser feita a medida da espessura por Raios-X de alto e baixo ângulo e então relacioná-la ao tempo de oxidação. Em complementação, foi produzido um filme de Al sobre substrato de Si, nas mesmas condições do Al da multicamada descrita anteriormente (amostra S148A), depositado em fluxo de Ar (5mTorr, 44 sccm, 50 mA, 363 VDC) e sem nenhuma exposição ao plasma em atmosfera de O₂. A intenção ao se produzir este filme, é de servir como material comparativo na determinação da espessura, já que se sabemos a espessura de uma bicamada (composta de Al e AlO_x) e de um filme (composto apenas de Al), temos como determinar a espessura do óxido.

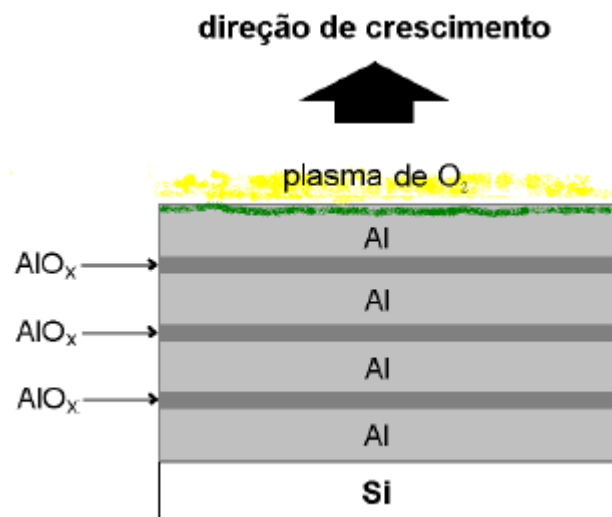


Figura 4.6 Esquema representando o processo de fabricação das amostras S149B, S149C e S149D.

4.2 Produção das Junções Túnel

As junções túnel utilizadas neste estudo foram fabricadas por um processo similar ao utilizado para as multicamadas. Na produção destas amostras realiza-se a deposição de uma camada de Ta, cuja tensão superficial permite “molhar” o substrato de vidro tendo como função diminuir a rugosidade da interface entre o substrato e a amostra, melhorando assim sua qualidade estrutural. Após, uma camada de Al é depositada, funcionando como o primeiro eletrodo da junção, o formato desse eletrodo é definido com a utilização de uma máscara (figura 4.7(a)).

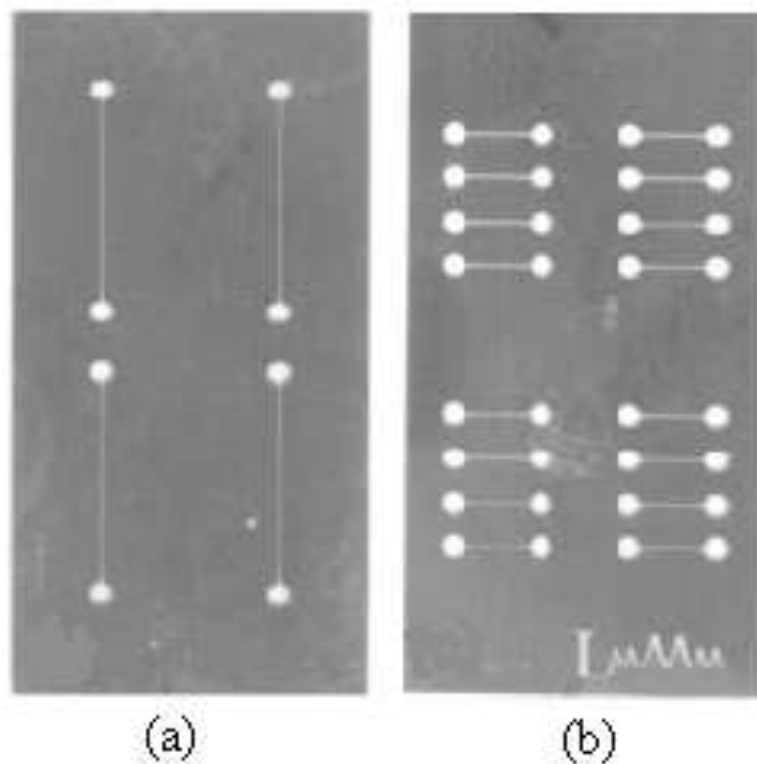


Figura 4.7: Fotos das máscaras utilizadas sobre o substrato de vidro durante a deposição dos filmes, para a produção de junções túnel

A oxidação desta camada é feita similarmente às multicamadas, com a admissão de oxigênio na câmara formando assim a camada isolante da junção. Para a deposição do segundo eletrodo é realizada a troca das máscaras, o segundo eletrodo adquire seu formato com a utilização de outra máscara, como mostrado na figura 4.7 (b). Uma representação esquemática de uma junção é mostrada na figura 4.8.

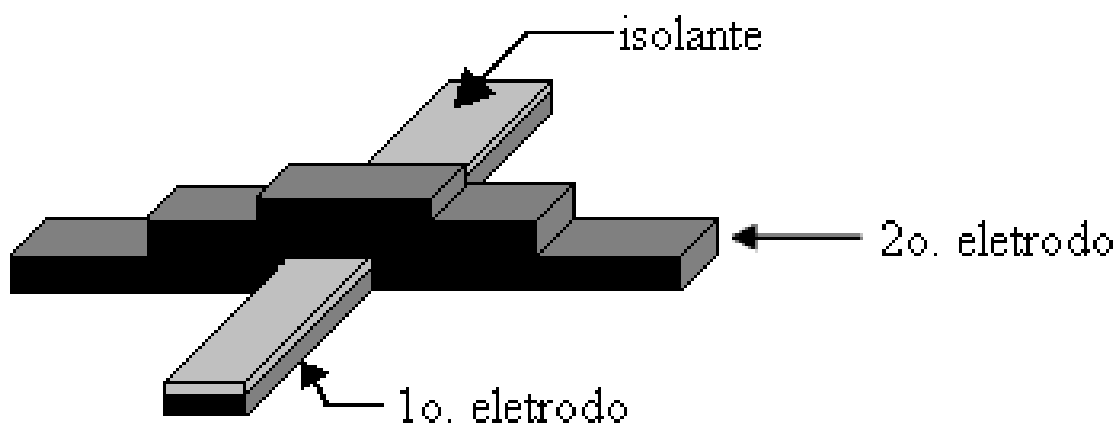


Fig.4.8. Esquema representando uma junção túnel, composta de dois eletrodos e uma barreira isolante.

Para que essa junção seja um dispositivo eficiente ela precisa ter certas características. Deve possuir uma barreira isolante com uma interface eletrodo-isolante pouco rugosa (para evitar a formação de curtos entre um eletrodo e outro) e deve ser fina o suficiente (da ordem de 1 a 2 nm) para permitir o tunelamento dos elétrons.

A geometria em formato de cruz das junções tem como função possibilitar que a corrente flua de um eletrodo para o outro através da camada isolante em uma área reduzida, definida pelo cruzamento entre os eletrodos.

Cada substrato conta com 16 junções túnel produzidas nas mesmas condições de deposição, espera-se portanto que tenham as mesmas características. A tabela a seguir relaciona os tempos de oxidação à série de amostras utilizadas no trabalho.

| Amostra | Estrutura | Tox (tempo de oxidação do isolante) |
|--|--|-------------------------------------|
| Multicamada -S149B substrato de silício | 13 bicamadas Al/Al ₂ O ₃ – 60 Å de Al | 10 s |
| Multicamada -S149C substrato de silício | 13 bicamadas Al/Al ₂ O ₃ – 60 Å de Al | 30 s |
| Multicamada -S149D substrato de silício | 13 bicamadas Al/Al ₂ O ₃ – 60 Å de Al | 50s |
| Junção - J21A | Al/Al ₂ O ₃ /Al/Ta | 10s |
| Junção - J21B | Al/Al ₂ O ₃ /Al/Ta | 30s |
| Junção - J21C | Al/Al ₂ O ₃ /Al/Ta | 50s |
| Junção – J22 | Al/Al ₂ O ₃ /Al/Ta | Oxidação natural |
| Junção - J23A | Al/Al ₂ O ₃ /Al/Ta | Oxidação natural |
| Junção - J23B | Al/Al ₂ O ₃ /Al/Ta | 30 s |
| Junção - J23C | Al/Al ₂ O ₃ /Al/Ta | 90 s |
| Junção - J26 | Al/Al ₂ O ₃ /Al/Ta | 50s |
| Junção - J27 (alvo sinterizado de Al) | Al/Al ₂ O ₃ /Al/Ta | 30s |

Tabela 4.1: Estrutura das junções túnel produzidas, tempo de oxidação (Tox) e o tipo de análise realizada em cada uma.

4.3 Caracterização Estrutural

Neste trabalho foram utilizadas multicamadas para a calibração do sistema de deposição e sua caracterização foi feita através de medidas de Raios-X (XRD). As medidas de XRD a baixos ângulos foram efetuadas no Centro de Microscopia Eletrônica da UFRGS. As amostras S148A, S149B, S149C e S149D foram medidas utilizando um difratômetro Philips modelo “X’Pert MRD” na geometria $\theta - 2\theta$, usando radiação Cu-K α . Este equipamento apresenta um

monocromador do feixe detectado e controle de movimento da amostra em três eixos, configuração melhorada em relação ao utilizado para obtenção dos espectros apresentados na figura 4.3, utilizados para a determinação da taxa deposição de alguns materiais.

4.4 Medidas de transporte

O tipo de “stress” aplicado às amostras foi do tipo ERCS, conforme descrito na secção 3.1.4 e na determinação das curvas $I \times V$, foi utilizado o esquema padrão de quatro pontas, onde a corrente é injetada na amostra através de dois eletrodos, e a tensão sobre ela é medida através de outros dois, conforme mostra a Figura 4.9.

A leitura da tensão foi feita com um voltímetro digital de 6 ½ dígitos, interfaceado com um computador tipo PC. A escala foi mantida fixa porque foi verificado que se ela fosse alterada durante a medida a amostra corria o risco de sofrer o BD.

A corrente era controlada via um conversor digital para analógico (D/A) pelo PC. A composição fonte de corrente e conversor D/A permitia que se variasse a corrente entre -10 e 10 mA com uma resolução de $1\mu\text{A}$. Como dispúnhamos de apenas um voltímetro digital com interface paralela, a leitura da corrente foi indireta, ou seja, antes de cada medida era efetuada uma calibração da fonte de corrente a fim de relacionar o número aplicado ao D/A e a corrente que cruzaria a amostra. As variações dos parâmetros da calibração eram sempre menores do que $0,5\%$, o que nos permitiu confiar nessa determinação da corrente. Como as junções túnel têm uma resistência muito alta, dezenas ou até centenas de $\text{K}\Omega$, a determinação da corrente que efetivamente cruzava pela junção foi corrigida considerando a resistência de entrada do voltímetro ($\text{RV} = 10 \text{ M}\Omega$).

Como as tensões de BD dessas junções são pequenas (entre 1 e 2V), a exposição da junção a qualquer tipo de transiente de tensão poderia levá-la ao rompimento. Para evitar isso durante qualquer procedimento com o porta-amostras que não fosse a medida de $I \times V$ propriamente dita a chave (Ch na figura 4.9) era mantida fechada.

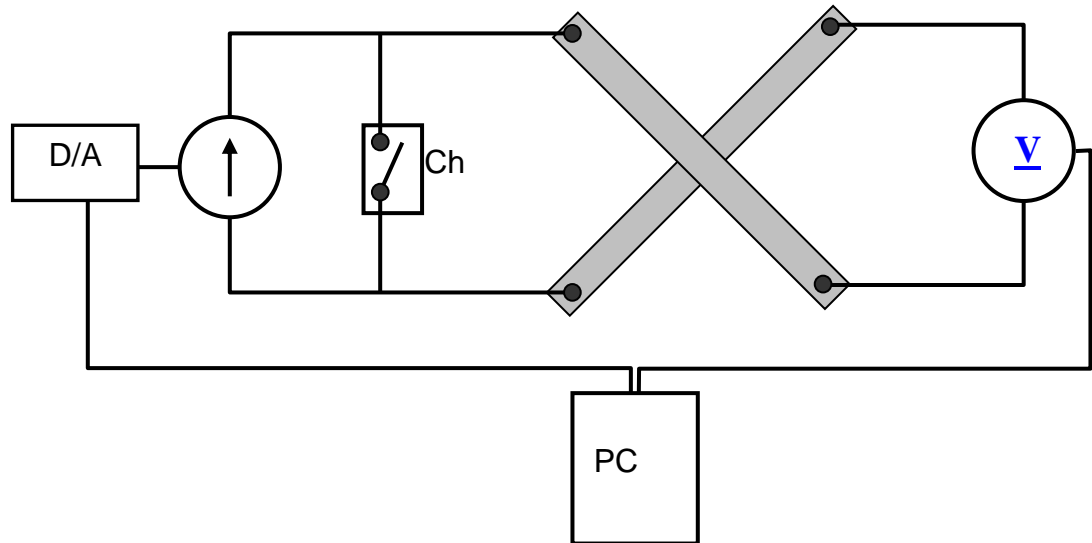


Figura 4.9. Esquema elétrico da medida de $I \times V$. A corrente na amostra é aplicada por uma fonte de corrente que por sua vez é controlada por um computador tipo PC via um conversor digital analógico (D/A). A tensão na amostra é lida por um volômetro digital também interfaceado ao PC. Antes e após a medida os eletrodos são colocados em curto através do acionamento da chave Ch..

4.5 Ajuste dos dados à equação de Simmons

Os ajustes realizados nas curvas experimentais utilizam os métodos de Levenberg-Marquardt ou simples tentativas aleatórias (AT) [20], de forma a minimizar a função

$$X^2 = \frac{S}{(n - p)},$$

com

$$S = \sum_i (f_i - y_i)^2,$$

onde f_i é o valor da corrente calculada, y_i é o valor da corrente medida, n é o número de pontos utilizados no ajuste e p é o número de parâmetros livres. O método AT modifica o conjunto de parâmetros de maneira aleatória e compara os valores de χ^2 para ambos os conjuntos, escolhendo aquele que gera o menor valor. Neste caso, não são computadas as derivadas de χ^2 , o que torna

os cálculos mais rápidos. O método de Lavenberg-Marquardt, por sua vez, analisa estas derivadas ao mesmo tempo que modifica dinamicamente o grau de variação dos parâmetros ao se aproximar do mínimo, progredindo para este valor de maneira mais direta às custas de mais tempo de cálculo. O método AT é usado no início das rotinas de ajuste, permitindo obter rapidamente parâmetros próximos aos que minimizam χ^2 . A partir destes, as interações são efetuadas pelo método de Lavenberg-Marquardt, até serem interrompidas quando a variação em S é menor do que 10-15.

A equação utilizada como base para os ajustes é a equação 43 da referência [1], expressa abaixo em unidades práticas (J expresso em $\frac{A}{cm^2}$, φ_0 em V, e s , s_1 e s_2 em Å).

$$J = \left[6,2 \times 10^{10} / (\beta \Delta s)^2 \right] \left\{ \bar{\varphi} \exp \left(-1,025 \beta \Delta s \bar{\varphi}^{\frac{1}{2}} \right) - (\bar{\varphi} + V) \exp \left[-1,025 \beta \Delta s (\bar{\varphi} + V)^{\frac{1}{2}} \right] \right\} \quad [4.1]$$

a equação [4.1] refere-se a uma barreira generalizada e aplica-se a todas as voltagens.

Parâmetros confiáveis devem ser independentes dos valores escolhidos para iniciar o ajuste. A existência de mínimos locais foi descartada fazendo, em um número representativo de amostras, ajustes partindo de parâmetros com valores individuais diferentes em até algumas ordens de grandeza. Estes ajustes sempre levam, para a mesma amostra, aos mesmos parâmetros “ótimos”, demonstrando a confiabilidade dos resultados.

CAPÍTULO 5

RESULTADOS E DISCUSSÕES

Até aqui vimos uma revisão teórica sobre o processo de tunelamento quântico e sobre o processo de rompimento do dielétrico em junções túnel que é o foco principal do nosso estudo. Toda a parte experimental foi realizada com o objetivo de se entender a influência de parâmetros tais como área efetiva (A_{eff}), espessura do óxido (t_{AlOx}) e altura da barreira (ϕ) sobre o tunelamento e o rompimento da barreira isolante.

Na figura 5.1 temos uma curva $I \times V$ de uma amostra que foi oxidada naturalmente (sem assistência do plasma) e o que se pode observar é um comportamento linear da corrente frente à tensão, ou seja, um comportamento ôhmico, com uma resistência inferior a 100Ω . Esse comportamento é decorrência da “queima” precoce das amostras, fato ocorrido devido à problemas no processo de fabricação ou no momento da medida.

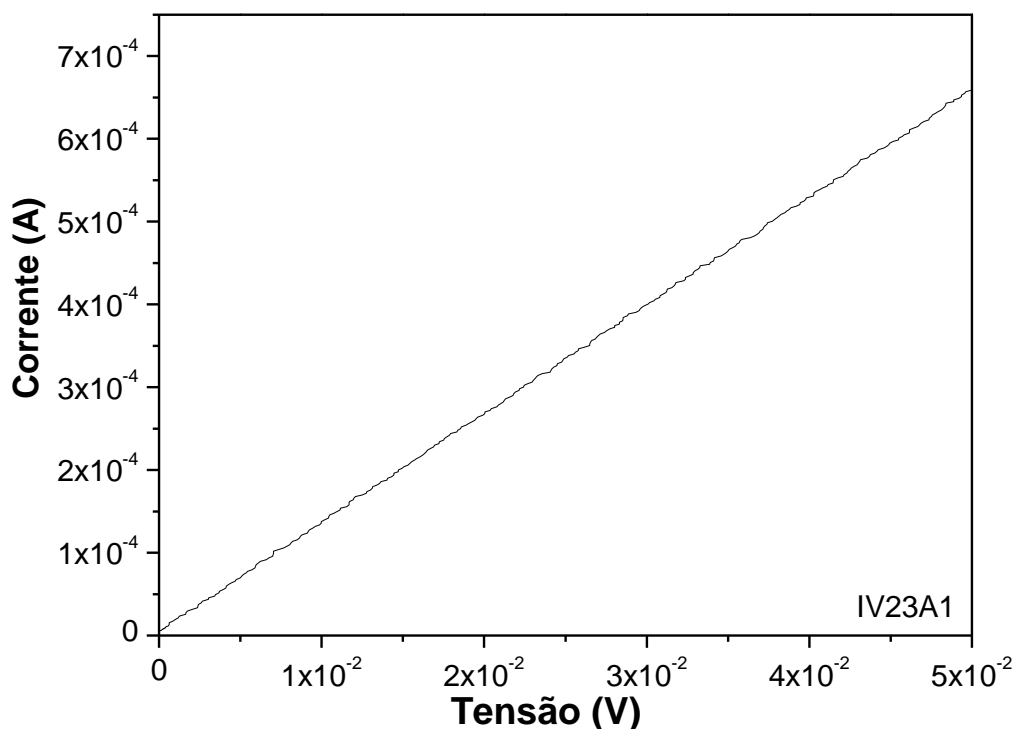


Fig. 5.1 Curva experimental corrente versus tensão para uma amostra da série 23 (ver tabela 4.1)

A segunda curva mostrada na curva da figura 5.2 apresenta um pequeno ruído na faixa de tensões mais baixas para, logo após, apresentar um comportamento linear, fato que, como veremos, não é o característico se o processo de tunelamento está envolvido. As amostras com esse tipo de comportamento foram excluídas da análise.

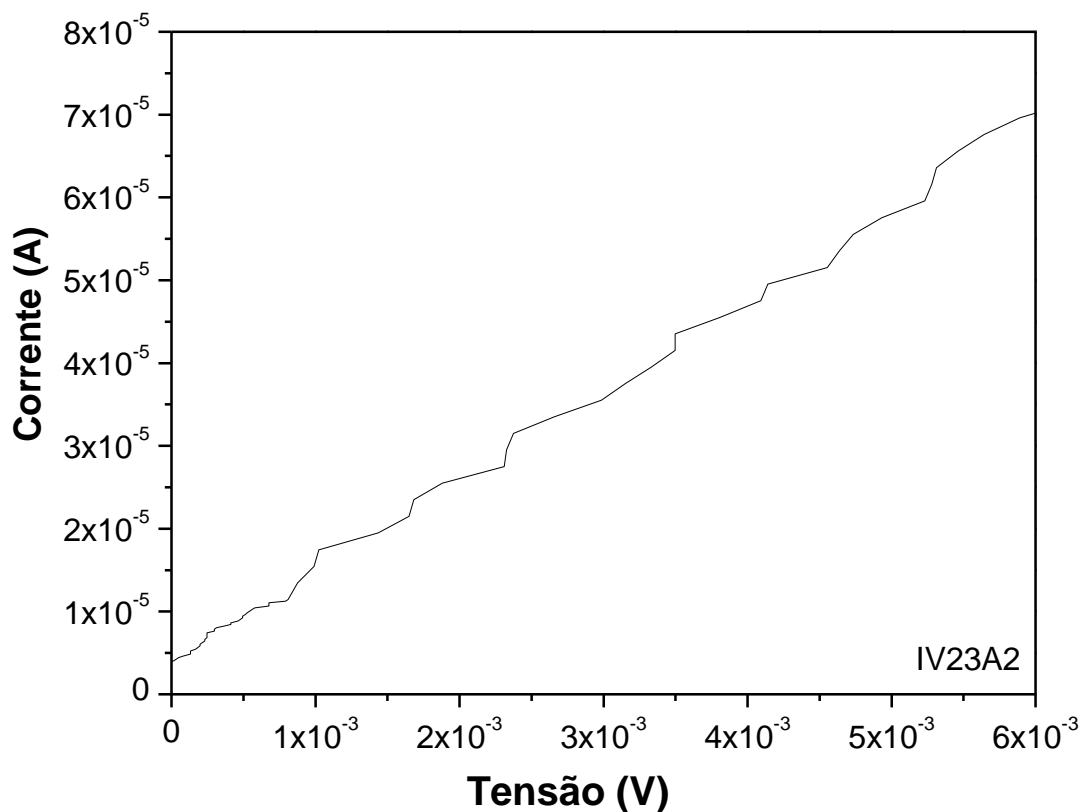


Fig. 5.2 Curva experimental corrente versus tensão para uma amostra da série 23 (ver tabela 4.1)

Na figura 5.3 temos exemplos de curvas $I \times V$ de junções túnel que foram oxidadas durante um tempo de 30 s. Pode-se observar em todas, o comportamento padrão de uma junção que sofre o rompimento de seu dielétrico. Inicialmente temos uma dependência linear de V com I , o que ocorre na região de baixas voltagens ($V < 0,3$ V), seguida por uma dependência exponencial, comportamento este que concorda com os modelos de tunelamento [1].

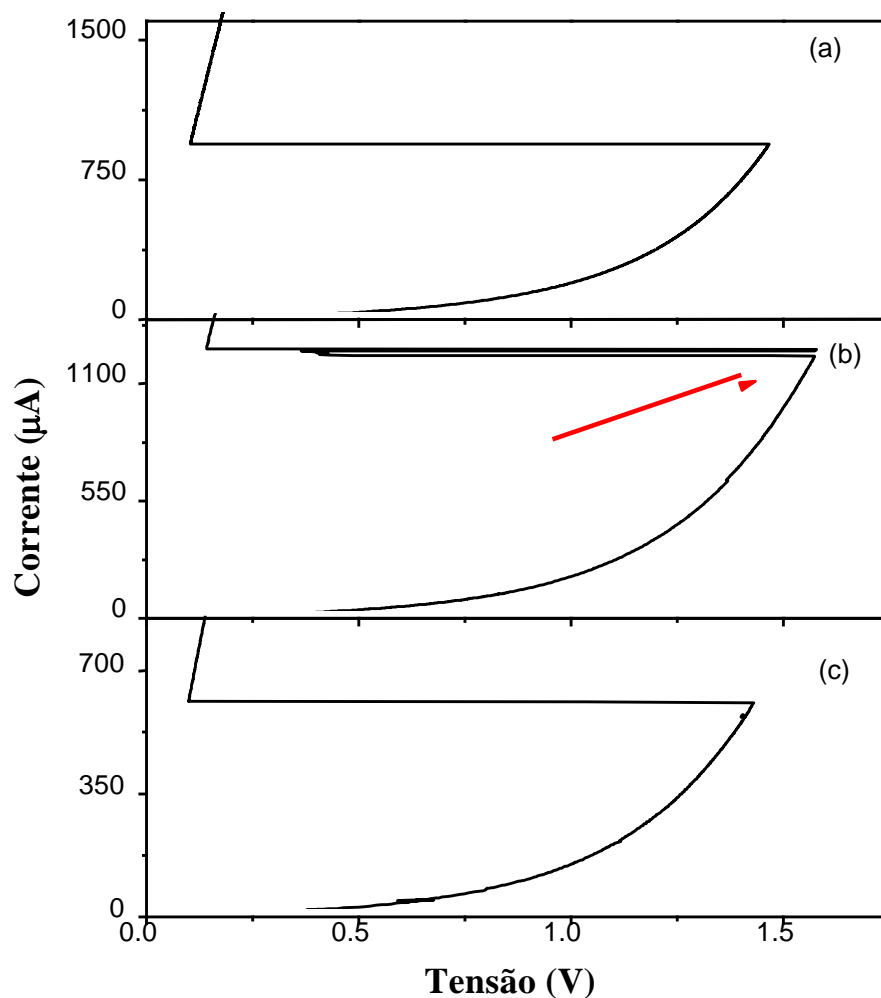


Fig. 5.3 Exemplos de medidas experimentais de corrente versus tensão em amostras da série 23B (ver tabela 4.1) em que ocorre o rompimento do isolante.

Quando a tensão de ruptura é alcançada, uma redução na voltagem é seguida por um comportamento linear $I \times V$, visualizada mais claramente nos gráficos da figura 5.3 (a) e 5.3 (c), na faixa de correntes acima de 600 μA . Na curva apresentada na figura 5.3 (b), podemos observar que a amostra sofreu um processo chamado de “self healing” na posição indicada pela seta. Esse fenômeno ocorre quando a amostra sofre uma ruptura mas a seguir essa região torna-se novamente isolante retornando então para o processo de condução de tunelamento. Em algumas podemos observar ainda a ocorrência do “soft breakdown”, que é o caso da curva $I \times V$ apresentada na figura 5.3 (c). O “soft breakdown” pode ser visualizado como ruído superposto à

curva, como se fosse uma sucessão de pequenos “self healings” durante a subida da corrente. Amostras com esse comportamento foram desconsideradas da análise. As demais junções apresentam o comportamento esperado, ou do tipo “hard breakdwon”, em que uma vez ocorrido o rompimento a tensão cai abruptamente e não volta a subir, ficando bem evidente o comportamento ôhmico da junção após o rompimento. A queda abrupta ocorre em função de que o “stress” é feito através de uma rampa de corrente, logo após o rompimento a resistência cai e, portanto, cai também a tensão sobre a junção.

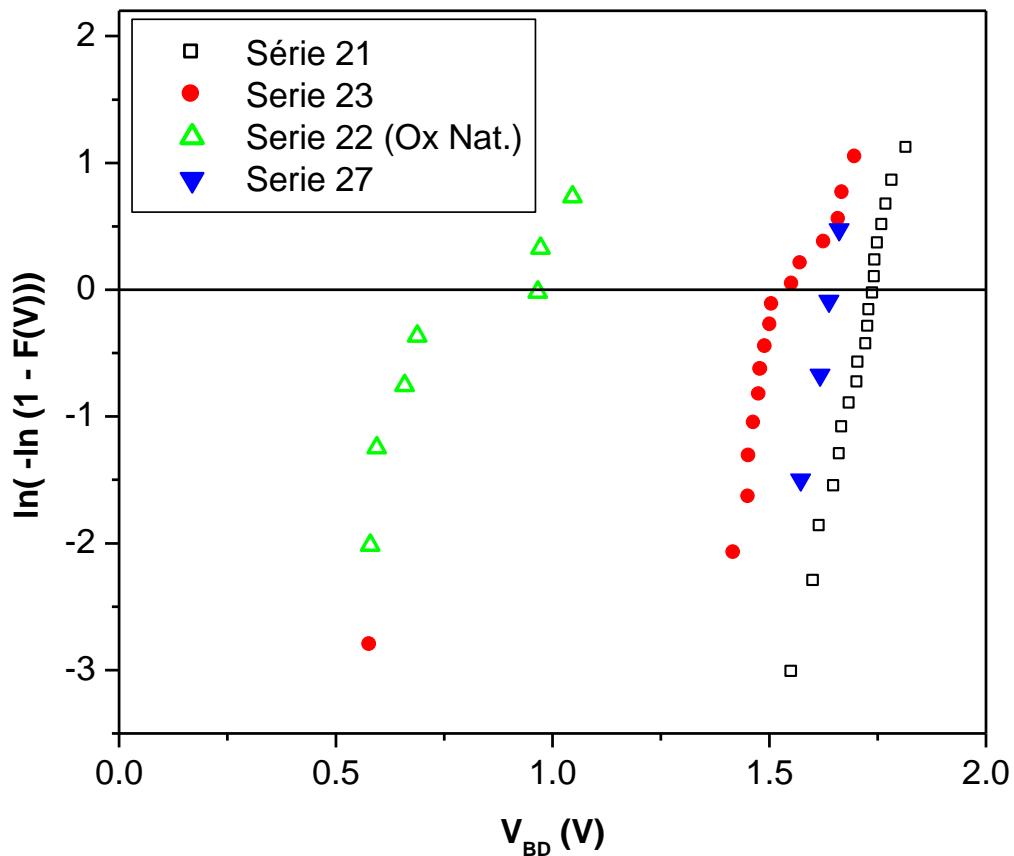


Figura 5.4 Gráfico tipo Weibull. Número de falhas (F(V)) ocorridas a tensões menores que V.

Na figura 5.4 temos um gráfico que apresenta o valor da tensão de BD de quatro séries de junções relacionando esses valores em um gráfico tipo Weibull, conforme discutido no capítulo 3. Cada uma das séries apresenta dados de tensão de BD de amostras preparadas e

medidas nas mesmas condições. Percebe-se que as séries 21 e 27 apresentaram apenas uma inclinação para o conjunto inteiro, essa característica linear para o conjunto de amostras é um indício de que o condutor do processo de rompimento são os processos intrínsecos. Já as séries 22 e 23 apresentaram pelo menos duas regiões da curva com inclinações diferentes. A inclinação da curva está diretamente relacionada à homogeneidade das amostras no conjunto.

Considerando o processo de rompimento relacionado com a forma como a voltagem é aplicada, podemos perceber um aumento na tensão de rompimento com a velocidade da rampa de corrente. Podemos interpretar essa dependência relacionando o rompimento com o desgaste que o material sofre ao longo da medida. Quando a velocidade de aumento da corrente é baixa, esse desgaste é maior, a amostra fica mais tempo sob “stress”. Nesse caso ocorre uma maior geração de defeitos e a voltagem em que o rompimento do dielétrico ocorre é menor. Quanto mais rápida é a subida da corrente maior é a tensão para disparar o processo de rompimento. Podemos observar esse comportamento na figura 5.5 em que temos amostras que sofreram oxidação do dielétrico ($T_{ox} \neq 0$ – deposição assistida por plasma) de 10, 30 e 50 s. Neste grupo observa-se uma tendência de aumento da voltagem com a velocidade do “stress”, como já identificado por outros autores [22]. Entretanto no caso de junções com $T_{ox} = 0$, esta tendência não é observada, este grupo de junções se rompe para valores pequenos de V , sugerindo que a qualidade química ou a densidade de defeitos é significativamente alterada quando a oxidação natural é usada ao invés da assistida por plasma.

Observando-se os valores de tensão mostrados no gráfico da figura 5.5, nota-se que as amostras com oxidação assistida por plasma tem o rompimento na faixa de 1.4 a 1.9V. Entretanto, se na análise das junções for levada em consideração a área geométrica da amostra ($200 \times 200 \mu\text{m}^2$) e não a efetiva, estes dados se tornam inconsistentes. Diversos trabalhos na literatura [23-25] apresentam uma dependência da tensão de rompimento com a área da amostra (A), ou seja, $V_{BD} \propto 1/A$, mesmo para amostras com barreira dielétrica de AlO_x . Considerando-se essa dependência entre área e V_{BD} e os dados apresentados na literatura [26-28] as tensões para o “breakdown” observadas nesse trabalho deveriam estar abaixo de 0.5 V. Isso, entretanto, não é o que se observa experimentalmente, como pode ser visto nas curvas apresentadas. A explicação mais razoável para essa aparente incoerência é considerarmos que o transporte por tunelamento é concentrado em uma pequena porção da junção (“hot spots”), desse modo, deve-se considerar uma área efetiva (A_{ef}), limitada à região onde ocorre a passagem de corrente. A ocorrência de

“self healing” em algumas das amostras é outra evidência de que a corrente é limitada a pequenas porções da amostra.

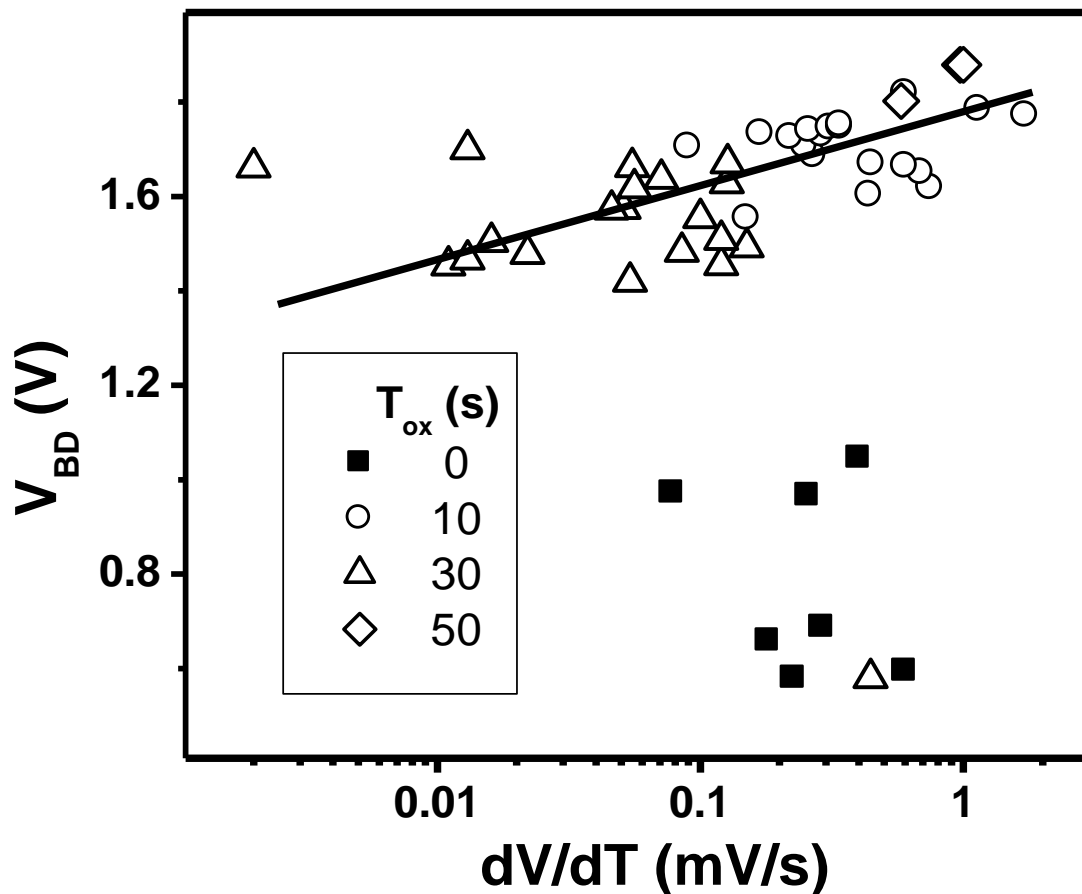


Fig 5.5 Evolução da tensão de rompimento do dielétrico em função da velocidade de subida da tensão em uma medida de $I \times V$.

Diversos trabalhos encontrados na literatura extraem parâmetros da barreira isolante a partir do ajuste de curvas $I \times V$ a modelos teóricos. Os ajustes com a equação de Simmons têm sido utilizados tanto pela sua facilidade de implementação quanto pela utilização de poucos parâmetros; dois, até então, a espessura e a altura da barreira, veja, por exemplo, [29-31]. Entretanto, conforme as considerações acima sobre as relações entre a tensão de BD e a área da junção, considerando também que no tunelamento a corrente depende exponencialmente da

espessura do isolante e , além disso, eventuais rugosidades na interface óxido/metal podem concentrar a corrente nessa região de óxido mais fino, chegou-se a conclusão de que a área da junção deveria ser também um parâmetro de ajuste, a qual chamamos de a área efetiva (A_{eff}). Ela pode inclusive ser a soma sobre diversas regiões da amostra com espessuras compatíveis com a corrente de tunelamento. A validade do uso do conceito da área efetiva foi publicada em [33] onde é recuperada a relação $R.A \times th_{Ox}$ (produto resistência a baixas tensões, área efetiva versus espessura do óxido) para amostras com mesma área geométrica.

A introdução de um novo parâmetro, a área efetiva, pode parecer um pouco forçado para facilitar os ajustes. Para reduzir novamente o número de parâmetros ajustáveis a dois, seria desejável determinar pelo menos um dos parâmetros independente dos demais. Um método para tanto consiste no estudo da derivada logarítmica da condutividade (\hat{g})

$$\hat{g}(V) = \frac{d}{dV} \left(\frac{I(V)}{V} \right). \quad (5.1)$$

Um gráfico de \hat{g} em função da tensão aplicada deve produzir um máximo em uma tensão de 1,2 vezes a altura da barreira (ϕ/e) [32,33]. Intuitivamente isso pode ser entendido tendo-se em mente os seguintes fatos para uma interface metal-isolante: (i) se a tensão aplicada for abaixo da barreira de potencial (Fig. 5.6 (a)), um pequeno aumento na tensão dV diminui somente a altura média da barreira, (ii) se a tensão aplicada for maior que a altura da barreira, então esse incremento na tensão diminui, além da altura média da barreira, a largura dela, conforme a figura 5.6 (b), sendo mais efetiva uma vez que a probabilidade de tunelamento é proporcional a $e^{-1.025x_{ox} \sqrt{\phi}}$ [31]. Sendo assim \hat{g} deve aumentar com um aumento adicional da tensão aplicada, o efeito de redução na espessura efetiva da barreira é menos intenso, logo \hat{g} deve decrescer novamente, produzindo o máximo na curva $\hat{g} \times V$.

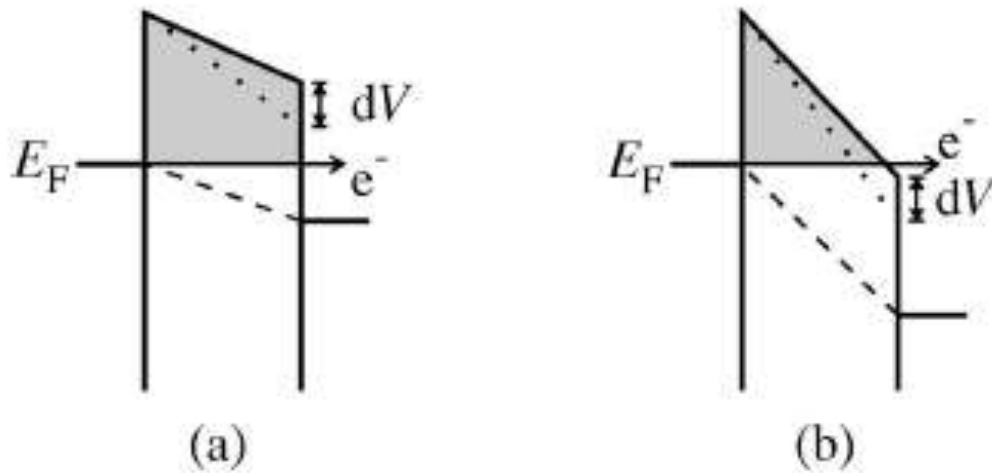


Figura 5.6 Variação da forma da barreira túnel para diferentes níveis de potencial aplicado entre os eletrodos [34].

Essa determinação independente da altura da barreira é relativamente simples de ser executada. No entanto, as amostras aqui apresentadas possuem a tensão de BD muito próximas de $1,2\phi/e$, ou seja, em geral elas rompiam seu dielétrico antes de se medir o máximo na curva $\hat{g} \times V$.

No entanto, como já descrito acima, conforme a taxa de subida da rampa de corrente algumas amostras puderam ser medidas a tensões acima de $1,2\phi/e$. O gráfico de $I \times V$ dessas amostras permitiu fazer uma comparação entre diferentes tipos de ajuste, mantendo a área fixa ou a altura da barreira fixa, essa obtida pelo método descrito acima. A figura 5.7 apresenta uma curva $I \times V$ de uma amostra em que ocorreu o rompimento do dielétrico em torno de 1,88 V. Nota-se que existem poucos pontos experimentais na região de baixas tensões ($V < 0,5V$), isso ocorreu em função da alta taxa de subida da rampa de corrente, necessária a fim de que $V_{BD} > 1,2\phi/e$. A figura 5.8 apresenta a curva $\hat{g} \times V$, extraída da curva apresentada na figura 5.7. Percebe-se claramente o máximo em \hat{g} , na posição apontada pela seta na figura. O valor da altura da barreira determinado por esse método foi de $1,48 \pm 0,05$ eV.

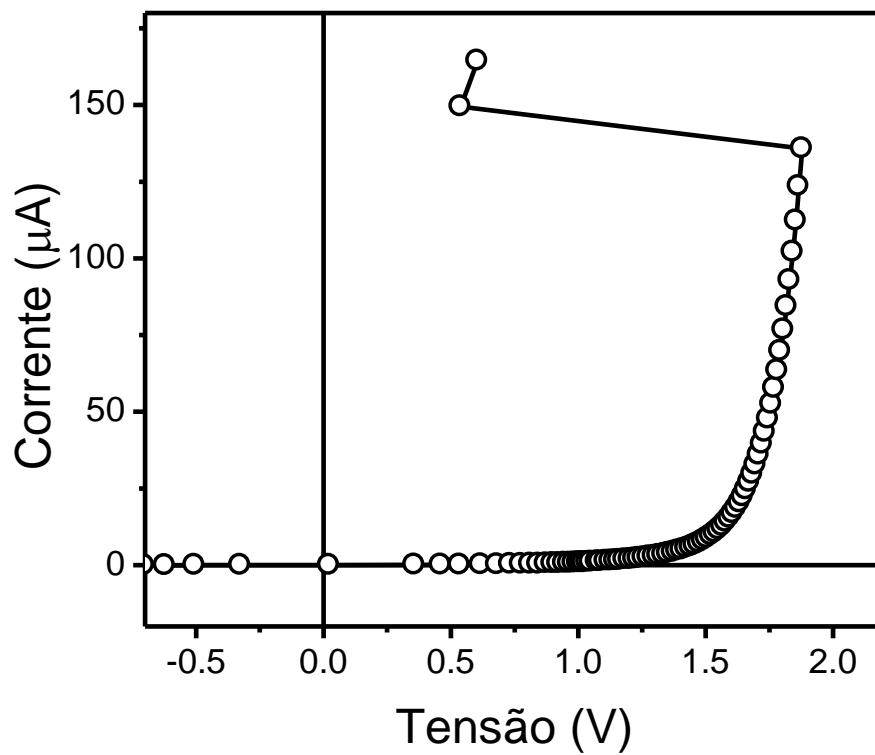


Fig. 5.7 Curva experimental da corrente versus tensão mostrando o rompimento do dielétrico.

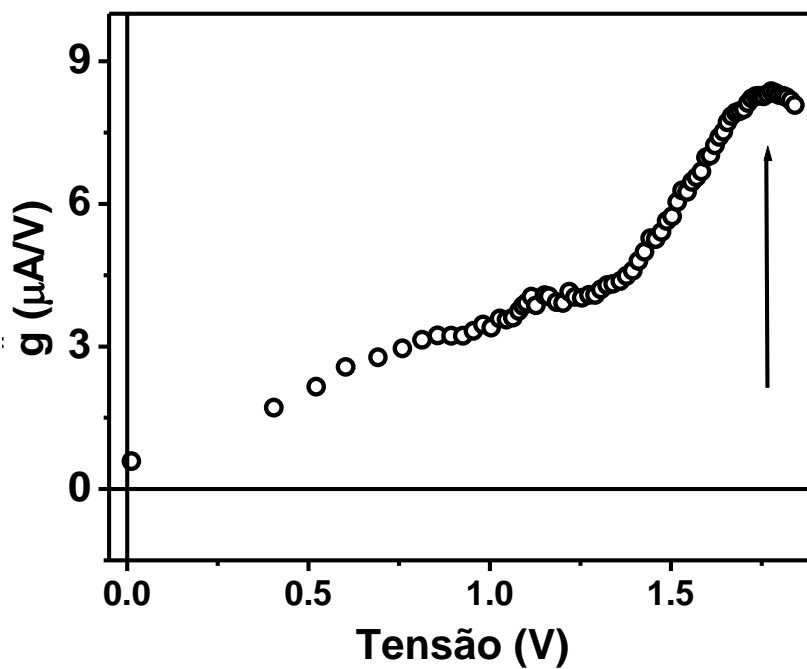


Fig. 5.8 Curva de $\hat{g} \times V$ extraída da curva apresentada na figura 5.7.

A figura 5.9 apresenta ajustes dos dados experimentais à equação de Simmons. A corrente que percorre a junção foi colocada numa escala logarítmica a fim de tentar evidenciar as eventuais diferenças ente os ajustes, os quais ocorrem principalmente na região de baixas tensões/correntes.

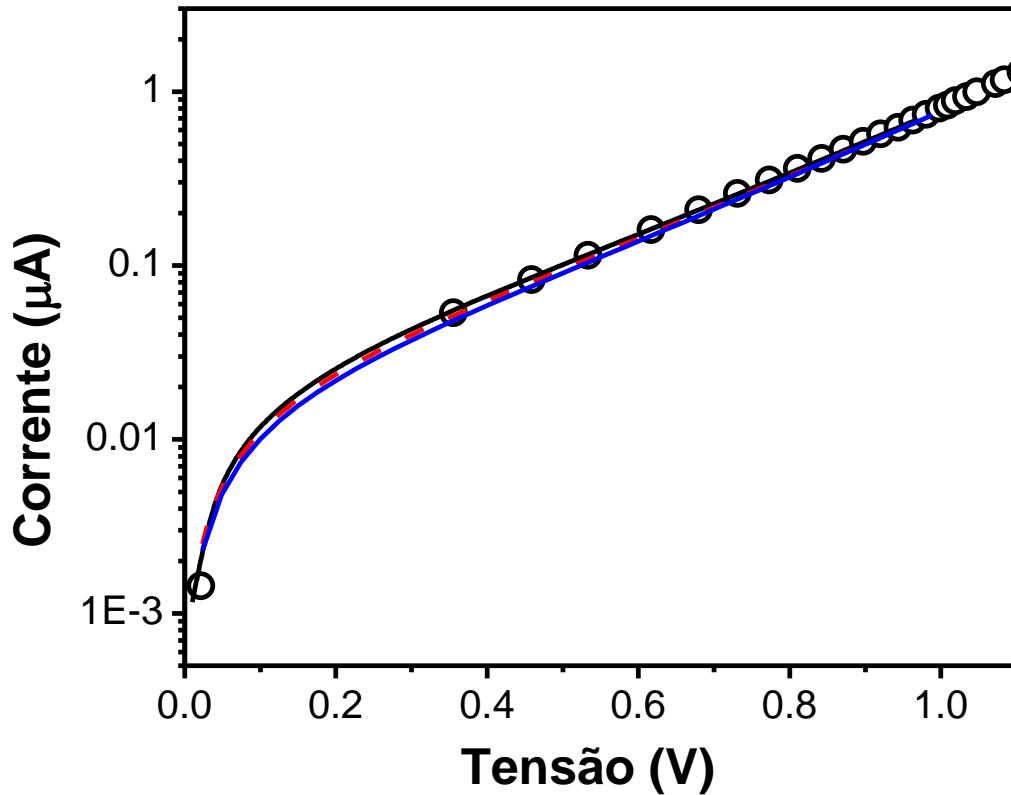


Figura 5.9 Ajustes realizados em curvas experimentais considerando os três parâmetros livres (curva cheia em preto), dois parâmetros livres com altura da barreira fixa (curva tracejada em vermelho) e dois parâmetros livre com área fixa e igual à área geométrica (curva em azul).

A curva em preto na figura 5.9 foi calculada considerando os três parâmetros de ajuste (A_{eff} , th_{O_x} , ϕ) como sendo livres. A curva em vermelho considera dois parâmetros livres, A_{eff} e th_{O_x} , mantendo fixo o valor de $\phi = 1,48$ eV. Já a curva em azul apresenta o método padrão utilizado até então, ou seja, considerar a área física como fixa e ajustar a curva ao modelo a fim de se obter th_{O_x} , ϕ . A tabela 5.1 a seguir resume os dados obtidos dos ajustes.

| Curva Simulada | Área Efetiva A_{eff} (cm ²) | Espessura da barreira $t_{Al_2O_3}$ (Å) | Altura da barreira ϕ (eV) |
|----------------|---|---|--------------------------------|
| 1 (preta) | $2,8 \times 10^{-7} \pm 1 \times 10^{-7}$ | 18 ± 2 | $1,4 \pm 0,2$ |
| 2 (vermelha) | $5 \times 10^{-7} \pm 3 \times 10^{-8}$ | $18,33 \pm 0,05$ | 1,48 – fixo |
| 3 (azul) | 4×10^{-4} – fixo | $21,42 \pm 0,04$ | $1,833 \pm 0,005$ |

Tabela 5.1. Dados obtidos com as simulações apresentadas na fig. 5.9

Pode-se fazer uma comparação entre os ajustes com base na Tabela 5.1. Obviamente os erros associados ao ajuste com os três parâmetros livres (linha 1 na Tabela 5.1), método usado nas discussões a seguir, são maiores quando comparados aos demais, justamente em razão do número de parâmetros livres. No entanto percebe-se que (i) o valor obtido para a altura da barreira está de acordo com o valor obtido independentemente e (ii) os valores de área e espessuras efetivas também estão de acordo nesse dois ajustes (linha 1 e 2 na Tabela 5.1). O ajuste mantendo a área como sendo a geométrica também ajusta bem os dados experimentais, conforme se vê pela curva em azul na figura 5.9. No entanto, para contemplar o efeito da área (geométrica) em torno de mil vezes maior que a efetiva, tanto espessura como altura da barreira tiveram que ser aumentados em aproximadamente 20%, afastando-se portanto do valor de ϕ obtido de maneira independente. Essa comparação evidencia a correção do uso da equação de Simmons proposto na referência [33] para a determinação dos parâmetros da barreira isolante.

O conjunto de amostras produzido teve, basicamente, o tempo de oxidação como parâmetro variável. As espessuras das barreiras resultantes da oxidação com plasma, conforme obtidas por difração de Raios X, estão colocadas na Figura 5.10. Como a espessura do óxido é diretamente proporcional ao tempo de oxidação, deveríamos esperar que a resistência da amostra (R), no limite de baixas tensões, também crescesse com T_{ox} . A determinação do R foi feita através de uma regressão linear da curva $V \times I$, considerando apenas a região linear da curva. O gráfico resultante de $R \times T_{ox}$ está apresentado na figura 5.10. Pode-se observar da figura que existe uma tendência de aumento da resistência com o tempo de oxidação. Mas também se pode notar que existem amostras com $T_{ox} = 50s$ e R menor do que outras crescidas com $T_{ox} = 10s$. Mais uma vez esse espalhamento no valor de R , em função do tempo de oxidação mostra que existem flutuações na espessura que devem ser levadas em conta quando do tratamento dos

dados. Além disso, a evolução de R com a resistência não é aquela esperada. Por exemplo, a probabilidade de tunelamento para espessura da camada de óxido em função do tempo de oxidação (T_{ox}) e a respectiva espessura do óxido, conforme obtido por Raios-X, deveria ser quase nula, gerando uma resistência a baixas tensões 2 ordens de grandeza maior do que as obtidas para $T_{ox} = 10$ s, o que não é verificado experimentalmente.

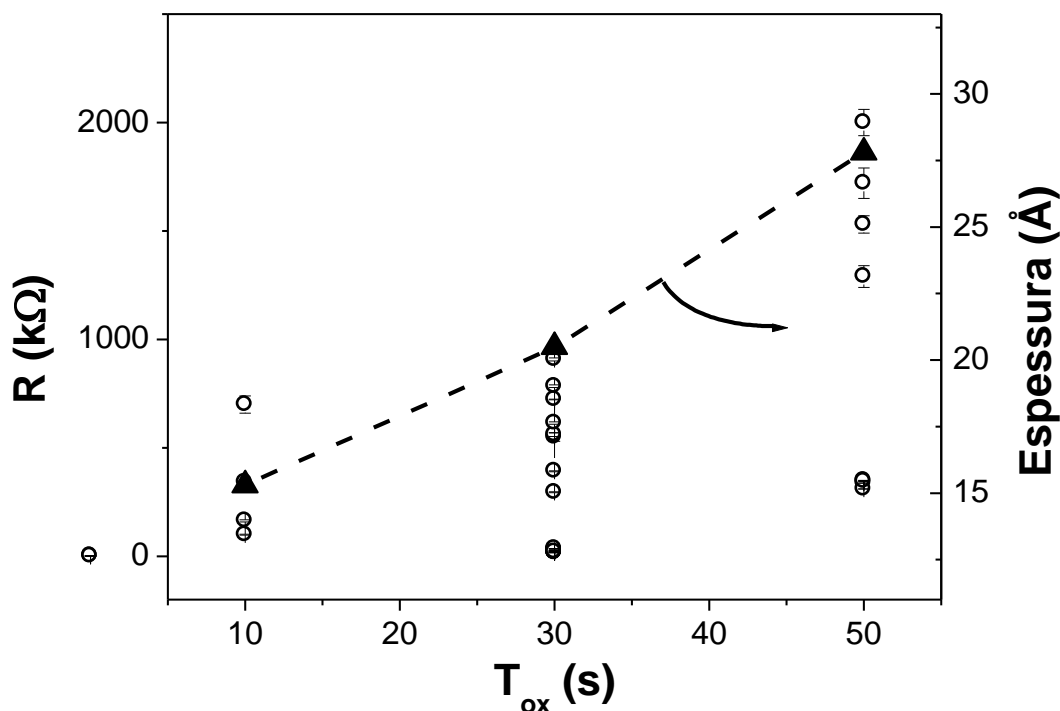


Figura 5.10 Resistência a baixas tensões (círculos abertos) e espessura da camada de óxido em função do tempo de oxidação (T_{ox}). A espessura foi medida por R-X a partir de espectros de multicamadas de Al/AlOx crescidas nas mesmas condições das junções túnel. A linha tracejada é somente guia para os olhos.

Quando o ajuste dos dados experimentais à equação de Simmons é feito considerando, além da espessura e altura da barreira, a área por onde efetivamente os elétrons estão tunelando é recuperada a coerência dos dados, conforme pode ser observado na Figura 5.11, que apresenta um gráfico de $R.A_{ef} \times t_{AlOx}$. Percebe-se claramente um aumento exponencial do produto $R.A_{ef}$ com o aumento da espessura. Além disso um grande número de amostras crescidas em diferentes

ocasiões e com diferentes tempos de oxidação recaem sobre o mesmo comportamento exponencial.

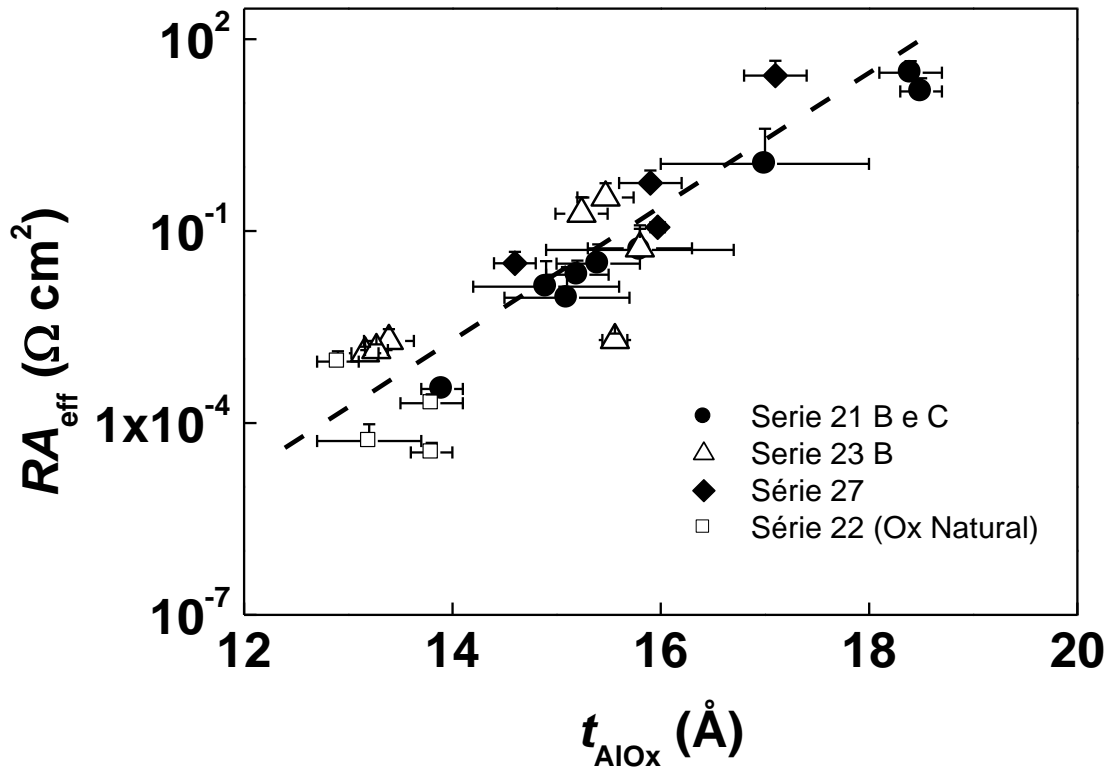


Figura 5.11 Gráfico da RA_{eff} versus espessura efetiva do isolante.

Na figura 5.11 temos um gráfico que faz um apanhado de mais de 20 amostras que foram preparadas sobre diferentes condições. Neste gráfico pode-se observar de forma mais incisiva a relação entre a resistência, área efetiva e a espessura do isolante, ou seja, uma dependência exponencial de $R \times A_{eff}$ é observada. Inicialmente notemos que as amostras que foram oxidadas sem influência do plasma estão em uma faixa de espessura baixa como era de se esperar, pois a oxidação natural é menos eficiente no crescimento do óxido.

Considerando o parâmetro altura da barreira (ϕ) vê-se da Figura 5.12 que este apresenta uma tendência de aumento com a espessura do isolante (t_{AlOx}). Os valores para a altura da barreira encontram-se na faixa de 0,9 a 2,0 eV, menores do que aqueles que seriam encontrados para o

isolante no caso massivo. A figura apresenta duas curvas tracejadas sobre as quais se localizam os valores de ϕ . Aparentemente as amostras da chamada série 23 ($T_{ox} = 30s$) apresentam valores maiores ϕ , no entanto algumas amostras da série 27 (também com $T_{ox} = 30s$) também recaem sobre a mesma tendência. É importante ressaltar que ambas as séries foram crescidas nas mesmas condições.

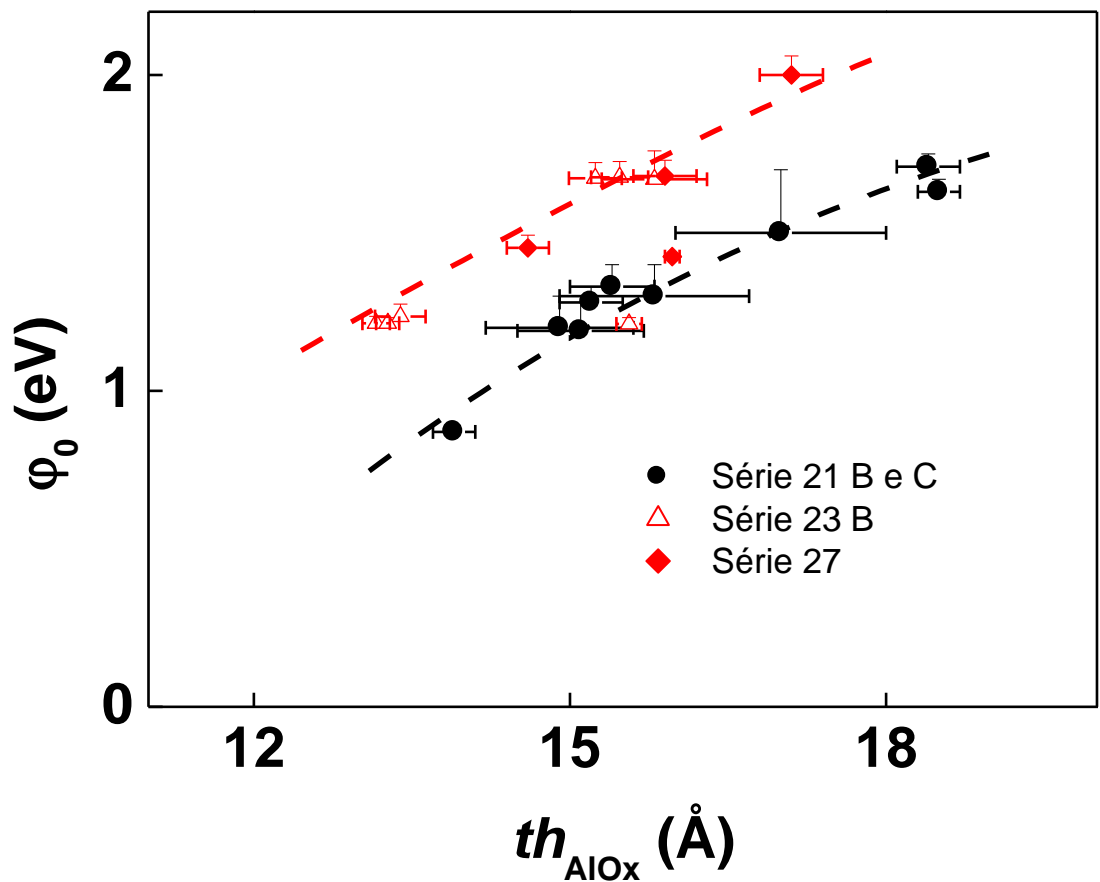


Figura 5.12 Altura da barreira de potencial em função da espessura do Óxido. Ambos valores obtidos a partir do ajuste dos dados experimentais à equação de Simmons. As linhas tracejadas são somente guia para os olhos.

Essa conclusão a respeito da altura da barreira, somada à variação de R entre amostras com tempos de oxidação iguais, reforça a análise que se segue sobre o rompimento da barreira de potencial, ou seja, a individualização das amostras através da determinação dos diferentes

parâmetros que caracterizam a junção via ajuste dos dados experimentais às equações de Simmons.

A determinação direta feita sobre o rompimento da barreira isolante é a tensão de BD (V_{BD}). No entanto quando o valor medido de V_{BD} é colocado em um gráfico como função de qualquer dos parâmetros da amostra (A , A_{eff} , T_{ox} , t_{AlOx} , etc) não se visualiza qualquer tendência clara ou coerente que pudesse ser interpretada dentro dos modelos bem estabelecidos na literatura. Considerando que o rompimento do isolante ocorre na região do óxido definida por uma área efetiva com a espessura efetiva, o campo de BD pode ser escrito, em primeira aproximação, como

$$E_{BD} = \frac{V_{BD}}{t_{AlOx}}. \quad (5.2)$$

Quando o campo de BD é colocado em um gráfico em função da área efetiva percebe-se uma clara lei de escala entre as duas quantidades, conforme mostrado pela figura 5.13. A linha vertical tracejada na Figura 5.13 indica a área geométrica. A_{eff} varia dentro de 5 ordens de grandeza (entre 10^{-10} e 10^{-5} cm²), além disso resultados de todas as amostras recaem sobre o mesmo comportamento, indicados pela linha sólida, independente do tempo de oxidação ou da velocidade de subida da rampa de corrente. Uma observação importante que deve ser feita dessa figura é que o modelo de Poisson para defeitos randomicamente distribuídos [35] é recuperado. De acordo com essa abordagem pode-se estimar a densidade de defeitos na barreira túnel pela inclinação do gráfico E_{BD} vs. $\ln(A_{eff})$. A partir dos dados apresentados na Figura 5.13 obtém-se uma densidade de defeitos $\sigma = 2.5 \times 10^7$ cm⁻², valor esse muito próximo daquele estimado por outros autores como Stathis [36] and DiMaria [23], usando outras técnicas em amostras de SiO₂ na mesma faixa de espessuras. O modelo de percolação, aplicado ao SiO₂, diz que na medida em que a espessura do óxido é reduzida as amostras necessitam de um valor menor de σ para romperem quando estressadas, no entanto a densidade de defeitos permanece praticamente constante ($\sigma \sim 0.5 \times 10^7$ cm⁻²) no limite de espessuras muito baixas (<30 Å). O modelo de percolação diz que na medida em que a espessura da barreira isolante é reduzida ela necessita de uma densidade de defeitos menor para ter seu dielétrico rompido quando estressada

eletricamente, no entanto esse valor permanece praticamente constante e em torno de 0.5×10^7 cm^{-2} para espessuras muito baixas ($< 30 \text{ \AA}$).

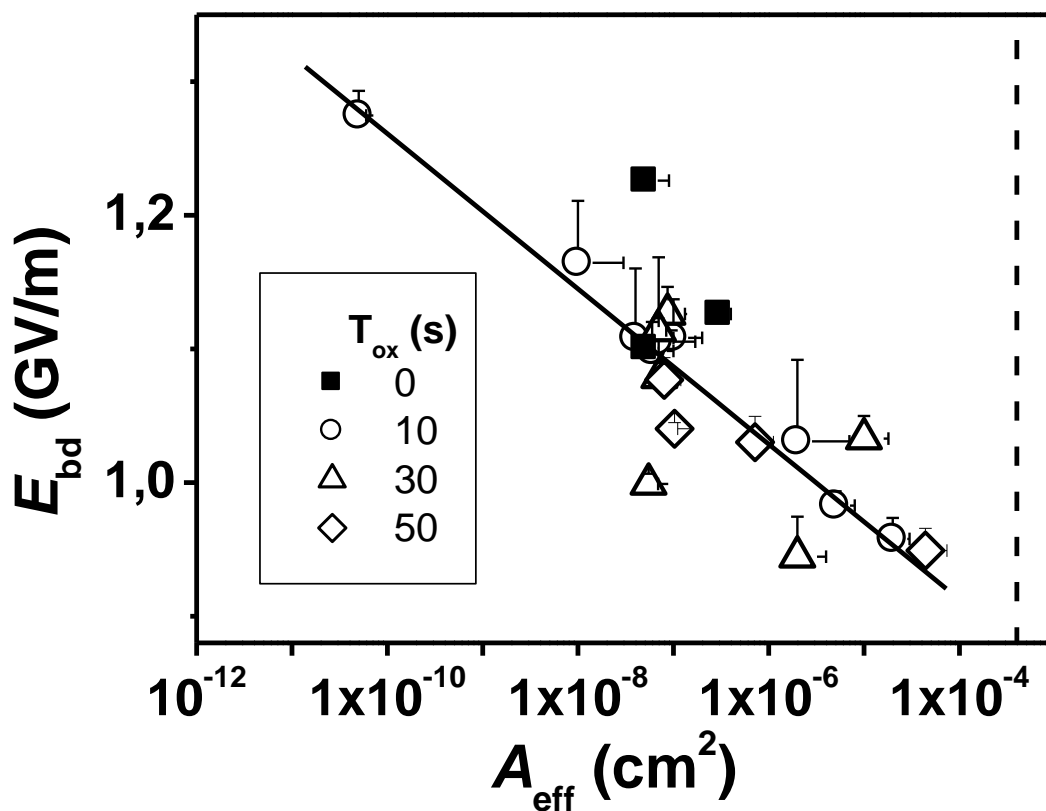


Figura 5.13 Campo de rompimento da junção túnel em função da área efetiva. A linha vertical indica a área geométrica ($4 \times 10^{-4} \text{ cm}^2$).

A figura 5.13 mostra uma tendência de crescimento do campo para o rompimento na medida em que a área efetiva é reduzida, aproximando-se de 1,3 GV/m. Esse valor é maior que aqueles reportados na literatura mas muito próximo daquele previsto teoricamente dentro do modelo termoquímico para o Al_2O_3 cristalino [24, 25]. Outro resultado importante é o fato de que uma medida $I \times V$ associada com o ajuste à equação de Simmons pode ser usada para estimar o valor do campo de BD ou mesmo o tempo de BD através do uso de leis de escala.

CAPÍTULO 6

CONCLUSÕES

A ocorrência do rompimento da camada isolante em junções túnel tem influência direta no tempo de vida de dispositivos que utilizam essa tecnologia. Comumente estudado através de um tratamento estatístico, um dos principais objetivos deste trabalho era o estudo do “breakdown” sem a utilização de um grande número de amostras. Sendo assim a previsão de sua ocorrência e a obtenção de parâmetros importantes para o delineamento da amostra foram os objetivos fundamentais deste trabalho. Isto foi alcançado com a utilização do modelo de Simmons para o ajuste das curvas experimentais de corrente por tensão em que o parâmetro área efetiva foi deixado livre, além da espessura e da altura da barreira.

A boa concordância entre os dados experimentais de corrente versus tensão e o ajuste ao modelo de Simmons e a recuperação do comportamento exponencial da relação RA_{eff} versus t_{Ox} (Fig 5.11) mostrou que a os parâmetros do ajuste via modelo de Simmons reproduz os parâmetros altura da barreira, espessura da camada isolante e área efetiva da amostra de modo confiável. A confiabilidade dos parâmetros obtidos dos ajustes, via modelo de Simmons, também se confirmam quando se obtém de modo independente a altura da barreira utilizando o método de Rottlander [34]. Como se observa da Tabela 5.1, os parâmetros obtidos do ajuste ao modelo de Simmons são muito próximos quando se fixa a altura da barreira ou a mantém livre. Isso não ocorre quando se ajusta mantendo-se a área fixa e igual à área física, ou seja, a altura da barreira resulta muito diferente, conforme mostra a Tabela 5.1.

Quanto à área efetiva é interessante salientar que esta apresentou em seus resultados diferença de algumas ordens de grandeza da área física, sendo mais um indício que atesta a hipótese de que a área em que ocorre o tunelamento não corresponde necessariamente a área macroscópica da junção. Justificativas para este fato podem ser atribuídas a ocorrência de pontos nos eletrodos (“hot spots”) em que a corrente passa preferencialmente, estes pontos seriam saliências geradas no momento da deposição dos eletrodos ou formadas durante a aplicação da tensão o que iria gerar um “breakdown” intrínseco e extrínseco, respectivamente.

A partir dos dados obtidos foi possível a construção de um gráfico do campo de rompimento em função da área efetiva da junção. Sendo assim, se obtivermos o valor da área

efetiva e da espessura de um determinado dielétrico é possível fazermos uma estimativa da tensão em que ocorreria o rompimento deste material, sem que fosse necessário aplicar tal tensão. Com isso temos um método não destrutivo de para a determinação do campo elétrico que levaria ao rompimento de um determinado dielétrico.

Os resultados obtidos com os ajustes também são importantes no delineamento de um ambiente propício a ocorrência do rompimento do isolante, pois tendo-se os principais parâmetros físicos da junção pode se ter uma idéia do tempo de vida do material e da tensão que ele pode suportar sem que ocorra um dano permanente, valendo se dos modelos apresentados no Capítulo 3.3.

Como perspectiva de trabalhos futuros, pode-se utilizar esse procedimento para avaliar o que está ocorrendo com a barreira isolante durante o “stress”, ou seja, levantar a curva $I \times V$ até uma determinada tensão e manter essa tensão durante um certo tempo ao fim do qual produzir nova curva $I \times V$, de modo a se verificar como o “uso” do dispositivo afeta suas características físicas em termos da altura da barreira, espessura do óxido e área efetiva.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] SIMMONS, J.G. Generalized formula for the electric tunnel effect between similiar electrodes separated by a thin insulating film. **Journal of Applied Physics**, v.34, n.6, p.1793-1803,1963.
- [2] LEITE LOPES, J. **Do átomo pré-socrático às partículas elementares: a estrutura Quântica da Matéria**. 2^a edição. Rio de Janeiro: Editora UFRJ.1992. p.384-388.
- [3] GASIOROWICZ, STEPHEN. **Física Quântica**. Rio de Janeiro: Editora Guanabara Dois, p.80, 1979.
- [4] HOLM, R. **The Electric Tunnel Effect across Thin Insulator Films in Contacts**. Journal of Applied Physics, 22, 569, 1951.
- [5]BOHM, D. **Quantum Theory** (Prentice-Hall, Inc., Englewood Cliffs, New Jersey, 1951), página 275.
- [6] MARTIN, A., O’SULLIVAN, P., MATHEWSON, A. **Dielectric reliability measurement methods: A review**. Microelectron. Reliab. v. 38, n. 1, p. 37-72, (1998).
- [7] SUEHLE, J.S., ZHU, B., CHEN, Y., BERNSTEIN, J.B. **Detailed study and projection of hard breakdown evolution in ultra-thin gate oxides**. Microelectron. Reliab. v. 45, n. 8, p. 419-426, (2005).
- [8] CACCIATO, A., EVSEEV, S., VLK, H. **Evolution from soft to hard breakdown in thin gate oxides: effect of oxide thickness, capacitor area and stress current**. Solid-State Electronics, v. 45, p.1339-1344 (2001).
- [9] LIANG, M.-S., CHOI, J.Y., Appl. Phys. Lett, v. 50, n. 2, p. 104-106 (1987)
- [10] DUMIN, N.A., **Proc. of the International integrated Reliability Workshop** 1997, p. 70 (1997).
- [11] SUÑE, J. PLACENCIA, I., BARNIOL, N., FARRÉS, E., MARTÍN, F., AIMERICH, X. **On the breakdown statistics of very thin SiO₂ films**. Thin Solid Film, v. 185, p 347 –362, (1990).
- [12] SHATZKES, M., AV-RON, M. **Determination of breakdown rates and defect densities in SiO₂**. Thin Solid Film, v. 91, p. 277-230 (1982).
- [13] SUÑE, J., PLACENCIA, I., BARNIOL, N., FARRÉS, E., AYMERICH, X. **Degradation and breakdown of gate oxides in vlsi devices**. Phys. Status Solid A, v. 111, p. 675, (1989).

- [14] SUEHLE, J.S. **Ultrathin gate oxide reliability: Physical models, statistics and characterization.** IEEE Trans. on Electron Devices.. v. 49, n. 6, p. 958-971 (2002).
- [15] McPHERSON, J., BAGLEE, D.A. **Acceleration factors for thin gate oxide stressing.** Proc. Int. Reliability Physics Symposium. v. 23, p. 1-5, (1985) .
- [16] McPHERSON, J.W.; MOGUL, H.,C. **Underlying physics of the thermochemical E model in describing low-field time-dependent dielectric breakdown in SiO₂ thin films.** Journal of Applied Physics, v.84, n.3, 1513-1523 (1998).
- [17] MCPHERSON, J.; KIM, J-Y.; SHANWARE, A.; MOGUL, H. **Thermochemical description of dielectric breakdown in high dielectric constant materials.** Applied Physics Letters, v. 82, n.13, p. 2121-2123 (2003).
- [18]OEPTS W.,VERHAGEN H.J. **Analysis of breakdown in ferromagnetic tunnel junctions.** Journal of Applied Physics, vol.86, n. 7, p. 3863 (1999).
- [19] DEGRAEVE, R.; KACZER,B.; GROESENEKEN, G. **Degradation and breakdown in thin oxide layers: mechanism, models and reliability prediction.** Microelectronics Reability, n. 39, p.1445-1460, 1999.
- [20] Nelder,J.; Mead, R. **A simplex method for function minimization.** Computer Journal, v.7, n.4, p.308-313,1965.
- [21]OLIVER, B.; TUTTLE, G.; HE, Q.; TANG, X.; NOWAK, J. **Two breakdown mechanisms in Ultrathin alumina barrier magnetic tunnel junctions.** Journal Applied Physics. v. 95, n. 3, p. 1315-1322 (2004).
- [22] LUO, E.Z.; WONG, S.K.; PAKHOMOV, A.B.; XU, J.B.; WILSON, I.H.; WONG, C.Y. **Tunneling current and thickness inhomogeneities of ultrathin aluminum oxide films in magnetic tunneling junctions.** Journal of Applied Physics, vol.90, n.10, p.5202 (2001).
- [23] DIMARIA, D.J. **Explanation for the oxide thickness dependence of the breakdown characteristics of the metal/oxide/semiconductor structures.** Microelectronic Engineering, v. 36, p. 317 (1997).
- [24] MccPHERSON, J. W.; MOGUL, H. C. **Underlying physics of the thermochemical E model in describing low-field time-dependent dielectric breakdown in SiO₂ thin films.** Journal Applied Physics, v. 84, n. 3, p. 1513 (1998).

- [25] MccPHERSON, J. W.; KIM, J.-Y.; SHANWARE, A.; MOGUL, H. C. **Thermochemical description of dielectric breakdown in high dielectric constant materials.** Applied Physics Letter, v. 82, n. 13, p. 2121 (2003).
- [26] E. GIRGIS, H. BOEVE, J. DE BOECK, J. SCHELLEN, P. ROTTLÄNDER, H. KOHLSTEDT AND P. GRÜNBERG. **Dielectric breakdown of lithographically patterned tunnel junctions prepared by UV oxidation method.** Journal of Magnetism Magnetic Materials, vol. 222, p.133 (2000).
- [27] J. DAS, R. DEGRAEVE, P. ROUSSEL, G. GROESENEKEN, G. BORGHS AND J. DE BOECK. **Area scaling and voltage dependence of time-to-breakdown in magnetic tunnel junctions.** Journal Applied Physics, vol. 91, 7712 (2002).
- [28] NAKAJIMA, K.; ASAO, Y.; SAITO, Y. **Junction area scaling and statistical description of dc breakdown of ferromagnetic tunnel junctions.** Journal Applied Physics, vol. 93, 9316 (2003).
- [29] SOUSA, R.C.; SUN, J.J.; SOARES, V.; FREITAS, P.P.; KLING, A.; SILVA, M.F.; SOARES, J.C. **Large tunnelling magnetoresistance enhancement by thermal anneal.** Journal Applied Physics, v. 73, n. 22, p. 3288-3290 (1998).
- [30] OEPTS, W; GILLIES, M. F.; COEHOORN, R; VEERDONK, R. J. M.; JONGE, W. J. M. **Asymmetric bias voltage dependence of the magnetoresistance of Co/Al₂O₃/Co magnetic tunnel junctions: Variation with the barrier oxidation time.** Journal Applied Physics, v. 89, n. 12, p. 8038-8045 (2001).
- [31] DIMOPOULOS, T.; COSTA, V., TIUSAN C.; OUNADJELA, K.; BERG, H. V. D. **Interfacial phenomena related to the fabrication of the Al oxide tunnel barriers and their thermal evolution.** Applied Physics Letter, v. 79, n. 19, p. 3110-3112 (2001).
- [32] NOWAK, J.; SONG, D.; MURDOCK, E. **Dynamic conductance of Ni₈₀Fe₂₀/AlO_x/Ni₈₀Fe₂₀ tunnel junctions.** Journal Applied Physics, v. 87, n. 9, p. 5203-5205 (2000).
- [33] DORNELES, L.S.; SCHAEFER, D.M.; CARARA, M.; SCHELP, L.F. **The use of the Simmons' equation to quantify the insulating barrier parameters in Al/AlO_x/Al tunnel junctions.** Applied. Physics Letter, v. 82, n. 17, p. 2832-2834 (2003).
- [34] ROTTLÄNDER, P., HEHN, M., SCHUHL, A. **Determining the interfacial barrier height and its relation to tunnel magnetoresistance.** Physics Review Letter B, vol.65, n.5422 (2002).

- [35] WU, E.Y.; VOLLERSTSEN, R.P. **On the Weibull Shape Factor of Intrinsic Breakdown of Dielectric Films and Its Accurate Experimental Determination – Parte I: Theory, Methodology, Experimental Techniques.** IEEE Transactions on Electron Devices, vol. 49, n. 12, p. 2131 (2002).
- [36] STATHIS, J.H. **Percolation models for gate oxide breakdown.** Journal Applied Physics, v.86, n.10, p.5757 (1999).
- [37] WU, E.Y.; VOLLERSTSEN, R.P. **On the Weibull Shape Factor of Intrinsic Breakdown of Dielectric Films and Its Accurate Experimental Determination-Parte I: Theory, Methodology, Experimental Techniques.** IEEE Transactions on Electron Devices, vol. 49, n. 12, p. 2131 (2002).
- [38] STATHIS, J. H. **Percolation models for gate oxide breakdown.** Journal Applied Physics, v. 86, n. 10, p. 5757 (1999).