

Tesis de Posgrado

Mecanismos de conducción a través del aislante de puerta en estructuras MOS (Metal-Oxido-Semiconductor)

Miranda, Enrique A.

2002

Tesis presentada para obtener el grado de Doctor en Ciencias Físicas de la Universidad de Buenos Aires

Este documento forma parte de la colección de tesis doctorales y de maestría de la Biblioteca Central Dr. Luis Federico Leloir, disponible en digital.bl.fcen.uba.ar. Su utilización debe ser acompañada por la cita bibliográfica con reconocimiento de la fuente.

This document is part of the doctoral theses collection of the Central Library Dr. Luis Federico Leloir, available in digital.bl.fcen.uba.ar. It should be used accompanied by the corresponding citation acknowledging the source.

Cita tipo APA:

Miranda, Enrique A. (2002). Mecanismos de conducción a través del aislante de puerta en estructuras MOS (Metal-Oxido-Semiconductor). Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires.

http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis_3464_Miranda.pdf

Cita tipo Chicago:

Miranda, Enrique A. "Mecanismos de conducción a través del aislante de puerta en estructuras MOS (Metal-Oxido-Semiconductor)". Tesis de Doctor. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires. 2002.

http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis_3464_Miranda.pdf

EXACTAS UBA

Facultad de Ciencias Exactas y Naturales



UBA

Universidad de Buenos Aires



UNIVERSIDAD DE BUENOS AIRES

**Facultad de Ciencias Exactas y Naturales
Departamento de Física**

Mecanismos de conducción a través del aislante de puerta en estructuras MOS (Metal-Oxido-Semiconductor)

por Enrique A. Miranda

Director de Tesis: Dr. Adrián Faigón

**Lugar de Trabajo: Lab. de Física de Dispositivos-Microelectrónica
Facultad de Ingeniería – Universidad de Buenos Aires**

Trabajo de Tesis para optar por el título de Doctor en Ciencias Físicas

-2002-

№ 3 4 6 4 4

Resumen

Hemos analizado los distintos modos de conducción que tienen lugar a través del aislante de puerta en estructuras Metal-Oxido-Semiconductor (MOS). En especial, por sus implicancias en las tecnologías microelectrónicas, se ha puesto énfasis en lo concerniente al dióxido de silicio (SiO_2). Dependiendo del rango de voltajes y de espesores de aislante considerados, el SiO_2 exhibe diferentes comportamientos que requieren un estudio particularizado.

Cuando el óxido es muy delgado ($<5\text{-}6\text{nm}$), la corriente de túnel a altas tensiones presenta unas oscilaciones que pueden interpretarse, a partir de la mecánica cuántica, como consecuencia de la reflexión parcial de la función de onda electrónica en la interfaz anódica de la estructura. Nosotros hemos propuesto un modelo semi-empírico que logra captar la forma de las características de conducción en todo el rango de tensiones permitidos y para todos los espesores en los que el fenómeno es observable.

Al aplicar un estrés eléctrico, la corriente de túnel a bajas tensiones exhibe un crecimiento anómalo que puede atribuirse a la generación de trampas en el seno del aislante. Este mecanismo de conducción se denomina SILC (stress-induced leakage current). Por otro lado, para óxidos más gruesos ($>10\text{nm}$), es posible detectar un cambio en el estado de carga del aislante a partir del desplazamiento de las curvas características capacidad-tensión y corriente-tensión. Hemos propuesto una sencilla modificación de la expresión que se utiliza habitualmente para la corriente de túnel Fowler-Nordheim, la cual permite dar cuenta de dicho comportamiento.

Finalmente, se presenta una ampliación de un modelo de conducción que permite explicar de manera consistente los dos modos de ruptura (SOFT y HARD) que tienen lugar en óxidos ultra-delgados. El modelo se basa en la física de los sistemas conductores mesoscópicos y las propiedades de transmisión de los denominados contactos puntuales cuánticos. Hasta ahora, este es el único modelo analítico disponible que puede explicar numerosos hechos experimentales relacionados con el fenómeno bajo estudio.

Palabras claves: MOS, SiO_2 , túnel, degradación, ruptura dieléctrica.

Conduction Mechanisms Through the Gate Insulator in MOS (Metal-Oxide-Semiconductor) Structures

Abstract

We have analyzed the different conduction modes through the gate insulator that can be observed in Metal-Oxide-Semiconductor (MOS) structures. Special emphasis is put on silicon dioxide (SiO_2) due to its implications for microelectronic technologies. Depending on the voltage range and oxide thicknesses considered, SiO_2 exhibits different behaviors that require a particular study.

When the oxide is very thin (<5-6nm), the tunneling current at large bias shows oscillations that can be interpreted, in terms of quantum mechanics, as a consequence of the wave function's reflection at the oxide interfaces. We have proposed a semi-empirical model that captures the shape of the conduction characteristics in the whole bias range and for all thicknesses in which the phenomenon is observable.

When an electrical stress is applied, the tunneling current at low voltages exhibits an anomalous increase that can be attributed to the appearance of bulk traps at the insulator. This conduction mechanism is referred to as SILC (stress-induced leakage current). For a thicker oxide (>10nm), it is also possible to detect a change in the oxide state of charge by means of shifts of the capacity-voltage or current-voltage curves. We proposed a simple modification to the well-known Fowler-Nordheim tunneling expression, which allows to explain such behavior.

Finally, we present an improved model for conduction to deal with the breakdown modes of ultra-thin oxides SOFT and HARD. The model is based on the physics of mesoscopic conducting systems and the transmission properties of the so-called quantum point contacts. Until now, this is the only analytical model available that can successfully explain a number of experimental facts related to the phenomenon under study.

Key words: MOS, SiO_2 , tunneling, degradation, dielectric breakdown.

A mis padres
A Florencia y Lucía

Agradecimientos

En primer lugar, agradezco a mi director de tesis, el Dr. Adrián Faigón, por haberme introducido en este mundo fascinante de la física microelectrónica y por su constante empeño en la realización de este trabajo.

Extiendo este agradecimiento a todos mis compañeros de trabajo, pasados y actuales, Marisa Bauzá, Rina Lombardi, Félix Palumbo, Daniel Rus y Andrés Vercik por tantos lindos momentos compartidos. Una mención especial para Gabriel Redin, al que me siento unido por dos décadas de trabajo y amistad y a Federico Mallaina, quién me ayudo con varias de las mediciones que aquí se presentan.

Agradezco al Dr. Jordi Suñé de la Universidad Autónoma de Barcelona por su guía y amistad durante mi estancia de investigación en dicha Universidad. También agradezco a los doctores Rosana Rodríguez, David Jiménez, Montserrat Nafria y Xavier Aymerich y a los alumnos de la Universidad de Cagliari, Rossano Pau y Giovanna Mura por su apoyo y colaboración en dicho período. Un agradecimiento especial para la Dra. Francesca Campabadal y el Dr. Luis Fonseca del Centro Nacional de Microelectrónica-Barcelona por haberme facilitado las muestras con las que he trabajado. Agradezco a las autoridades de la Agencia Española de Cooperación Internacional (AECI) por el otorgamiento de la beca MUTIS.

Agradezco también al Ing. Alejandro Avellán y al Prof. Wolfgang Krautshneider por la posibilidad que me brindaron, durante la última etapa de este trabajo, de realizar mediciones complementarias en la Universidad Técnica de Hamburgo-Harburg. Mi reconocimiento al Servicio de Intercambio Académico Alemán (DAAD) por las facilidades otorgadas para llevar adelante esa tarea.

Agradezco al Director del Depto. de Física-FIUBA, Prof. Gerardo Quintana, al Subsecretario de Investigación de la FIUBA, Dr. Hugo Sirkin, y a mi consejero de estudios, la Dra. Victoria Bekeris, por el apoyo académico brindado en numerosas ocasiones. Extiendo este agradecimiento al personal del Departamento, especialmente a Rosana y Adriana y al personal de la Subsecretaría, especialmente a Verónica y José, por su permanente predisposición a solucionar cualquier problema.

Un reconocimiento especial para el Ing. Juan C. Fernandez, quién con su entusiasmo y dedicación a los alumnos, me enseñó como se debe enseñar.

Agradezco también los subsidios de investigación otorgados por la Universidad de Buenos Aires y la Fundación Antorchas. Sin este apoyo hubiera sido imposible difundir muchas de las ideas que se presentan a lo largo de este trabajo.

Finalmente, a todos los que de una u otra manera me ayudaron, muchas gracias.

E. Miranda

INDICE

Prefacio	1
Capítulo 1 – Física de la estructura MOS	
1.1 Introducción	3
1.2 Caracterización eléctrica de la estructura MOS	4
1.2.1 Diagrama de bandas y polarización	4
1.2.2 Característica capacidad-tensión (C-V)	8
1.3 Mecanismos de conducción en SiO ₂	11
1.4 Degradación y ruptura del SiO ₂	14
1.4.1 Tests de degradación y ruptura	14
1.4.2 Modelización de la estadística de ruptura	17
1.5 Descripción de las muestras y equipamiento experimental	21
1.6 <i>En resumen</i>	24
Capítulo 2 – Conducción en óxidos ultra-delgados	
2.1 Introducción	25
2.2 Cálculo de la corriente de túnel	29
2.3 Cálculo de la probabilidad de transmisión	38
2.4 Modelización analítica de la corriente de túnel	47
2.5 Método matricial para la corriente de túnel	53
2.6 Modelización semi-empírica de la corriente de túnel	56
2.7 <i>En resumen</i>	70
Capítulo 3 – Conducción en óxidos degradados	
3.1 Introducción	71
3.2 Fenomenología de la degradación del óxido de puerta	73
3.2.1 Defectos y carga atrapada en SiO ₂	73
3.2.2 Modelos de generación de defectos	75
3.3 Conducción en óxidos ultra-delgados	77
3.3.1 Características experimentales de la conducción SILC	77

3.3.2 Aproximaciones teóricas a la conducción SILC	85
3.3.3 Dinámica de la degradación SILC	88
3.4 Conducción en óxidos gruesos	91
3.4.1 Caracterización experimental del atrapamiento de carga	91
3.4.2 Modelización de la corriente de túnel en óxidos cargados	96
3.4.3 Modelo semi-empírico para la conducción en óxidos cargados	104
3.5 <i>En resumen</i>	114

Capítulo 4 – Conducción de post-ruptura

4.1 Introducción	115
4.2 Propiedades generales de la conducción de post-ruptura	117
4.2.1 Características experimentales de la conducción SBD	117
4.2.2 Características experimentales de la conducción HBD	123
4.4.3 Relación entre los mecanismos de conducción SBD y HBD	125
4.3 Modelos para la conducción de post-ruptura	129
4.3.1 Modelos de tipo exponencial	130
4.3.2 Modelos de tipo potencial	133
4.4 Modelización de la corriente de post-ruptura	137
4.4.1 Conducción a través de contactos puntuales	137
4.4.2 Modelo de contacto puntual cuántico para SBD y HBD	143
4.4.3 Modelización semi-empírica de la conductancia	164
4.5 Modelización de la corriente SILC	170
4.6 <i>En resumen</i>	175
Conclusiones	177

APENDICE

Prefacio

El siglo XX ha sido sin dudas la era de la tecnología del silicio y todo parece indicar que su supremacía continuará, al menos, durante las primeras décadas del siglo que transcurre. No hace falta aclarar que el impacto de esta tecnología es tan fenomenal que forma parte y afecta toda actividad de nuestra vida cotidiana. Podemos encontrar dispositivos microelectrónicos en teléfonos, computadoras, relojes, automóviles, etc. Pero, ¿en qué radica el éxito de los dispositivos basados en silicio?. En primer lugar, esto se debe a las propiedades especiales que presenta la interfaz del silicio (Si) con su óxido asociado, el dióxido de silicio (SiO_2), y en segundo lugar, a la posibilidad de reducir las dimensiones de los dispositivos, mediante técnicas apropiadas, a un tamaño tal que es posible integrar millones de ellos para formar un circuito completo en una superficie extremadamente pequeña.

Esta continua miniaturización de los dispositivos de silicio no solo ha traído aparejado una serie de nuevos desafíos tecnológicos sino también la aparición de toda una gama de fenómenos físicos asociados básicamente a mecanismos de naturaleza cuántica. En este sentido, uno de los principales factores a tener en cuenta en este proceso de escalamiento, es lo que concierne a las propiedades conductoras del aislante de puerta en capacitores y transistores metal-óxido-semiconductor (MOS), tema que será el eje conductor de este trabajo. Si bien en los llamados óxidos gruesos (>10 nm), las corrientes de fuga a través del aislante son relativamente pequeñas, se observa que estas producen un “desgaste” o una degradación paulatina que afecta progresivamente las características iniciales del óxido y por ende las del dispositivo asociado. En la actualidad, existe un amplio consenso, basado en un sinnúmero de trabajos experimentales, en que estas corrientes generan defectos o trampas, las que a su vez actúan como centros de captura de

carga o como sitios intermediarios que asisten al proceso de transporte electrónico. Por otro lado, en los llamados óxidos ultra-delgados (<5-7 nm), las corrientes a través del óxido por efecto túnel llegan a ser muy importantes y condicionan seriamente el correcto funcionamiento de los transistores basados en el efecto de campo. Entre ambos rangos de espesores es posible detectar otro régimen de conducción denominado comúnmente stress-induced leakage current (SILC). En todos los casos, el proceso de degradación finaliza con la ruptura dieléctrica del material, hecho que se manifiesta como un cambio abrupto en el mecanismo de conducción. Según veremos este evento presenta al menos dos modos bien diferenciados denominados SOFT y HARD, en clara alusión a la magnitud del evento.

Esta tesis se desarrollará de acuerdo al siguiente esquema:

- i) En el Capítulo 1, se presentará una breve descripción introductoria de las propiedades físicas y eléctricas que presentan las estructuras MOS. Seguidamente se mostrarán, a manera comparativa, los distintos modos de conducción que presenta el dióxido de silicio, fenómenos que serán analizados con detenimiento en los capítulos siguientes y por último, se hará una breve descripción de las muestras y del equipamiento experimental utilizado para la realización de este trabajo.
- ii) En el Capítulo 2, se estudiará exclusivamente la conducción a través de óxidos ultra-delgados vírgenes. Se describirán sucintamente las distintas aproximaciones que se han formulado en estas últimas décadas para dar cuenta del transporte de carga por efecto túnel en este tipo de estructuras, así como los desarrollos más actuales. En particular, se presentará un modelo semi-empírico que permite reproducir el comportamiento oscilatorio de la corriente de túnel, el cual, además, resulta consistente con el llamado régimen de túnel directo.
- iii) En el Capítulo 3, se describirá la fenomenología asociada a la conducción en óxidos degradados. En una primera parte, se presentarán resultados experimentales y teóricos correspondientes a óxidos gruesos y, posteriormente, se analizará, desde el punto de vista experimental, la corriente de puerta en óxidos ultra-delgados degradados. Por razones didácticas, un modelo teórico para la conducción en este último caso se presenta en el capítulo siguiente.
- iv) En el Capítulo 4, se discute la ampliación de un modelo de transporte electrónico, basado en la física de los sistemas conductores mesoscópicos, el cual da cuenta de los distintos modos de conducción que se observan en condiciones de post-ruptura. Adicionalmente, se presentarán resultados experimentales y teóricos pertenecientes a otros grupos de investigación que avalan la descripción propuesta.
- v) Por último, se presentan las conclusiones generales de este trabajo y las posibles líneas de trabajo a seguir en el futuro.

Capítulo 1

Física de la estructura MOS

*Feliz es aquel que ha sido capaz de entender el origen de las cosas
Virgilio, Geórgicas (70-19 ac)*

1.1 Introducción

El éxito de las tecnologías microelectrónicas basadas en silicio se debe fundamentalmente a la capacidad que disponemos de poder producir, por medio de tecnologías compatibles, un material semiconductor -silicio cristalino- (Si), así como un material aislante -dióxido de silicio- (SiO_2), ambos con excelentes propiedades eléctricas y mecánicas. Este hecho excepcional ha permitido el desarrollo de la llamada tecnología planar, lo que a su vez ha evolucionado en la producción de circuitos integrados confiables a gran escala [Bake98]. En este sentido, el gran avance alcanzado en esta materia se debe al profundo conocimiento de las propiedades del sistema óxido-silicio, el cual se ha ido acumulando y perfeccionando sin pausa durante las últimas tres décadas [Nico82,Balk88].

La estructura MOS, objeto central de nuestra investigación, fue originalmente propuesta, por un lado, por Moll [Moll59] y por otro, por Pfann y Garrett [Pfan59] en 1959 como un capacitor de tensión variable. Los principios físicos que gobiernan su comportamiento eléctrico fueron estudiados por primera vez por Frankl [Fran61] y posteriormente por Lindner [Lind62]. Como es bien sabido, la estructura MOS es la célula

fundamental sobre la cual se basan numerosos dispositivos microelectrónicos de los que disponemos hoy en día, tales como capacitores, transistores, memorias, CCDs, etc. Sin embargo, es importante señalar que en este trabajo solo abordaremos fenómenos propios de la estructura MOS, de manera que no nos referiremos a la incidencia de mecanismos tales como la degradación y la ruptura sobre el comportamiento de los dispositivos más complejos antes nombrados. En una estructura MOS, el mecanismo físico que limita el paso de la corriente entre ambos electrodos (metal y semiconductor) es la presencia de una barrera de potencial (óxido), la cual está caracterizada esencialmente por dos parámetros: su altura, del orden de unos pocos eV, y su espesor, cuyo rango de variación, dependiendo del tipo de aplicación, puede estar típicamente entre 1 y 100 nm. Al electrodo metálico se lo nombra comúnmente como puerta y al material semiconductor como sustrato, ya que este último es el “soporte” sobre el cual se construye la estructura. Por cuestiones de espacio, no abordaremos lo relacionado con los procedimientos tecnológicos involucrados en el crecimiento del óxido ni tampoco con las técnicas fotolitográficas utilizadas para definir las estructuras. Material sobre estos temas se puede encontrar en numerosas referencias [Sze88]. En siguiente sección comenzaremos a describir los principios básicos que rigen el funcionamiento de la estructura MOS y en particular aquellos estrictamente vinculados al fenómeno del transporte eléctrico.

1.2 Caracterización eléctrica de la estructura MOS

1.2.1 Diagrama de bandas y polarización

Como hemos mencionado en el punto anterior, las propiedades eléctricas y físicas del sistema Si-SiO₂ han sido extensamente investigadas en las últimas décadas y un punto de partida apropiado para entender el comportamiento eléctrico de la estructura MOS consiste en considerar su diagrama energético de bandas. Para una descripción completa de las propiedades de las estructuras MOS y el origen de dicho diagrama energético, se pueden consultar las refs. [Nico82,Sze81].

Las figs. 1.1a y 1.1b muestran los diagramas de bandas para una estructura MOS ideal cuando la tensión aplicada en la puerta es nula. En dichas figuras, ϕ_m es la función trabajo del metal, χ la afinidad electrónica del semiconductor, χ_i la afinidad electrónica del aislante, ϕ_b la barrera de potencial entre el metal y el aislante, y ψ_b la diferencia de potencial entre el nivel de Fermi E_F y el nivel de Fermi intrínseco E_i . E_c y E_v corresponden, respectivamente, al fondo de la banda de conducción y al tope de la banda de valencia en el semiconductor. Cuando la tensión aplicada entre puerta y sustrato es nula, el nivel de Fermi a lo largo de toda la estructura es constante y las bandas en el semiconductor son planas. Adicionalmente, en esta primera aproximación elemental, se considera que la resistividad del aislante es infinita de manera que no hay corrientes que atraviesen la

barrera de potencial que presenta el óxido. En estas circunstancias, la estructura se encuentra en perfecto equilibrio térmico.

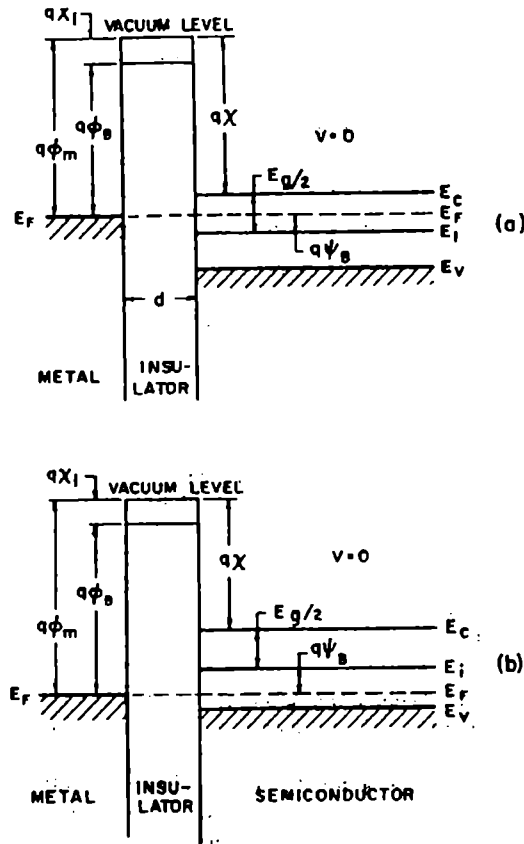


Fig. 1.1- Diagrama de bandas para la estructura MOS para $V=0$, a) semiconductor tipo n, b) semiconductor tipo p [Sze81].

Cuando la estructura se polariza con tensiones de puerta positivas o negativas, se presentan tres casos en la superficie semiconductor. Analizaremos solamente el caso correspondiente al semiconductor dopado tipo p (ver fig. 1.2). Cuando se aplica una tensión negativa a la puerta ($V<0$), la banda de valencia se curva hacia arriba y se acerca al nivel de Fermi (E_F) (a). Esta curvatura de bandas está asociada a una acumulación de los portadores mayoritarios (huecos) cerca de la superficie semiconductor. En este caso, se dice que el dispositivo está en “acumulación”. Cuando se aplica una tensión positiva pequeña ($V>0$), las bandas se curvan hacia abajo y la región queda desierta, es decir des poblada de portadores mayoritarios (b). Este caso se denomina “deserción”. Cuando se aplica una tensión positiva mayor, las bandas se curvan aún mas hacia abajo de manera que el nivel intrínseco de Fermi (E_i) en la superficie del semiconductor cruza el nivel de Fermi (c). En este punto, el número de electrones (portadores minoritarios) en la superficie

es mayor que el de huecos, y se dice entonces que el dispositivo está en “inversión”. Para el caso de semiconductor tipo n se debe cambiar en la argumentación anterior el signo de la tensión aplicada.

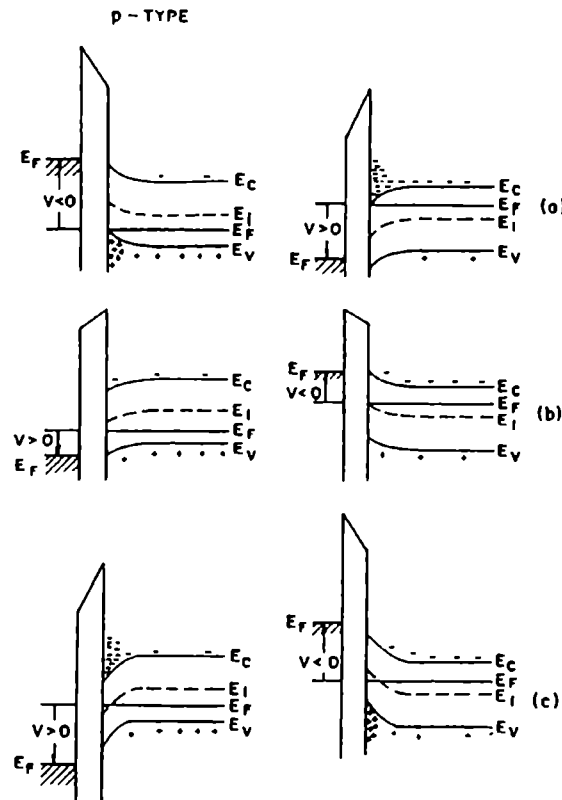


Fig. 1.2- Diagrama energético de la estructura MOS (tipo p y tipo n) para $V \neq 0$, para los casos: a) acumulación, b) deserción y c) inversión. [Sze81].

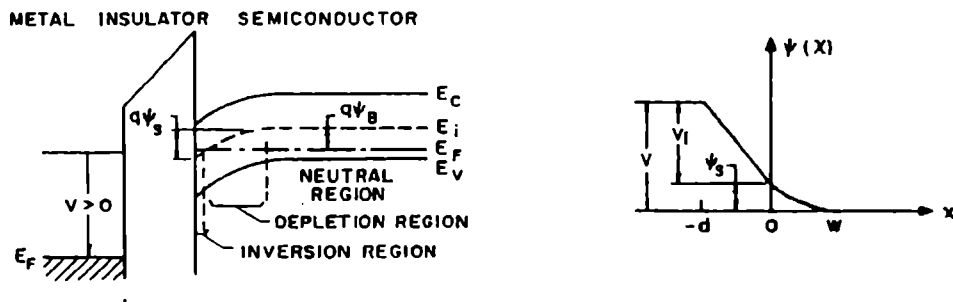


Fig. 1.3 - Caída de potencial en el óxido y en el semiconductor. W es el ancho de la región de deserción y d es el espesor del aislante. E_f es el nivel de Fermi [Sze81].

La existencia de una curvatura de bandas en el silicio es sinónima de una caída de potencial, tal como lo muestran las figs. 1.3. A partir de la solución de la ecuación de Poisson unidimensional es posible hallar la relación matemática que vincula dicha caída y la tensión aplicada a la puerta, es decir $\psi_s(V)$. También es posible determinar su valor en función de la posición dentro del semiconductor [Nico82].

De acuerdo a la fig. 1.3, la relación entre la caída de potencial en el óxido V_i , la curvatura de bandas ψ_s y la tensión aplicada a la puerta V es:

$$V = V_i + \psi_s \quad (\text{ec.1.1})$$

Ahora bien, en el caso ideal, se supuso que la diferencia de funciones trabajo entre ambos electrodos:

$$\phi_{ms} \equiv \phi_m - \left(\chi + \frac{E_g}{2q} - \psi_B \right) \quad (\text{ec.1.2})$$

era cero, siendo, en esta última expresión, E_g el ancho de la banda prohibida en el óxido. Los subíndices m y s se refieren respectivamente al metal y al semiconductor.

Si consideramos el caso en que las funciones trabajo en ambos electrodos son diferentes, resulta:

$$V = V_i + \psi_s + V_{FB} \quad (\text{ec.1.3})$$

donde V_{FB} es la llamada tensión de bandas planas, la cual se define según:

$$V_{FB} \equiv \phi_{ms} - \frac{Q_i}{C_i} \quad (\text{ec.1.4})$$

donde Q_i representa las posibles cargas presentes en el óxido y C_i la capacidad del aislante. La fig. 1.4a muestra valores típicos para el diagrama energético de la estructura Al-SiO₂-Si para un óxido de 50 nm crecido térmicamente sobre Si tipo n (10^{16} cm^{-3}), mientras que la fig. 1.4b muestra como depende la diferencia de las funciones trabajo con el dopaje del material considerado (aluminio, oro y polisilicio).

Según veremos mas adelante, las alturas de las barreras de potencial que separan los materiales que forman la estructura juegan un papel fundamental en el proceso de conducción. Por otro lado, es importante señalar que en las tecnologías actuales de circuitos integrados, el electrodo de puerta de aluminio ha sido reemplazado por silicio policristalino dopado fuertemente (polisilicio). Para una puerta de polisilicio tipo n⁺, el

nivel de Fermi coincide esencialmente con el fondo de la banda de conducción, y la función trabajo ϕ_m es igual a la afinidad electrónica del silicio ($\chi_{Si}=4.14$ V). Para una puerta de polisilicio tipo p^+ , el nivel de Fermi coincide con el tope de la banda de valencia, y la función trabajo ϕ_m es igual a la suma de χ_{Si} y E_g/q (5.25 V). Existe una amplia bibliografía relativa al problema de la determinación de las alturas de las barreras interfaciales [Deal66, Wern74, Duon85, Ilori85, Oliv91] y su influencia sobre las características de transporte [Camp85]. En ciertos casos, resulta ventajoso estudiar el comportamiento de la estructura con puerta metálica ya que en estas circunstancias la caída de potencial en dicho electrodo es prácticamente nula, hecho que no ocurre cuando la puerta es de polisilicio.

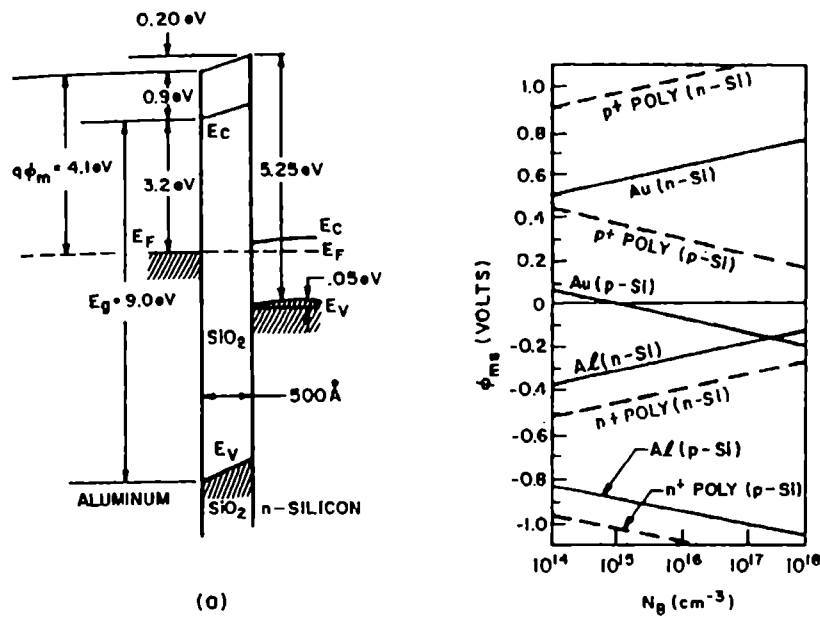


Fig.1.4 Diagrama energético de la estructura Al-SiO₂-Si para un óxido de 50 nm de espesor y diferencia de funciones trabajo para oro, aluminio y polisilicio con distintos dopajes [Deal66, Wern74].

1.2.2 Característica capacidad-tensión (C-V)

Es fácil ver que la capacidad total del sistema MOS, C , es una combinación serie de la capacidad del aislante $C_i = \epsilon/d$ (para SiO₂ $\epsilon_{ox} = 3.5 \times 10^{-13}$ F/cm), y la capacidad asociada a la capa de deserción en el semiconductor C_D :

$$C = \frac{C_i C_D}{C_i + C_D} \quad (\text{ec.1.5})$$

Para un dado espesor de aislante d , el valor de C_i es constante y corresponde a la máxima capacidad del sistema. Por otro lado, la capacidad C_D depende de la tensión aplicada, ya que el ancho de la región de deserción depende de dicho factor. La capacidad total en función del voltaje (C-V) para una estructuras MOS se muestra en la fig. 1.5 (a), donde además se señala la capacidad total de la estructura en la condición de bandas planas, C_{FB} . Para tensiones negativas, estamos en la condición de acumulación de huecos y por lo tanto se tiene una alta capacidad diferencial para la zona semiconductor. A partir de la expresión (1.5), se tiene que la capacidad total es cercana a la capacidad del aislante. Al reducirse progresivamente la tensión aplicada, la región de deserción actúa como un dieléctrico en serie con el aislante y la capacidad total de la estructura disminuye. La capacidad alcanza un mínimo y luego vuelve a crecer a medida que se forma la capa de inversión de electrones en la superficie. Es importante señalar que el incremento de la capacidad depende de la habilidad de la concentración de los electrones para "seguir" la tensión alterna aplicada (superpuesta al barrido de puerta). Esto solo sucede a bajas frecuencia donde la tasa de recombinación-generación de portadores minoritarios (en este ejemplo, electrones) es suficiente para seguir la variación de pequeña señal y permitir el intercambio de carga con la capa de inversión. Experimentalmente, se encuentra que para el sistema metal-SiO₂-Si la característica C-V de baja frecuencia está entre los 5 y 100 Hz. A frecuencias mayores, no se observa el crecimiento de la capacidad (b) y se obtiene la llamada característica C-V de alta frecuencia. Finalmente, si se aplica un pulso de tensión, la curva de capacidad tiende a un valor menor que el esperado y estamos en la llamada condición de deserción profunda (c). Para una estructura MOS ideal, la capacidad de bandas planas tiene lugar para $V=0$, es decir donde $\psi_s=0$. Para la estructura MOS real, la condición de bandas planas se obtiene para $V=V_{FB}$.

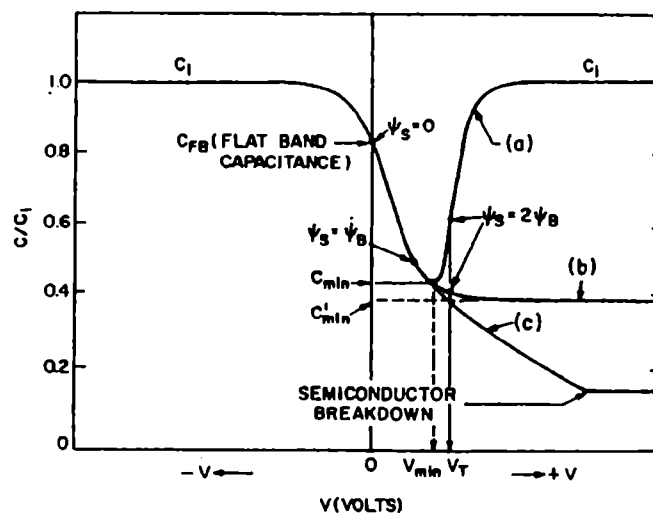


Fig. 1.5 -- Curvas capacidad-tensión: a) baja frecuencia, b) alta frecuencia, c) deserción profunda [Gro65].

Un problema fundamental en lo que respecta a las propiedades del transporte electrónico en una película aislante lo constituye la determinación de su espesor. Para este fin, se suelen utilizar tanto métodos ópticos como eléctricos. En el primer caso, se emplea un elipsómetro, cuyo principio de funcionamiento se basa en el cambio en la polarización que sufre un haz de luz al reflejarse sobre el medio material. El método no es muy confiable cuando el óxido es ultra-delgado ya que es fundamental conocer la constante dieléctrica del material, la cual, en este rango de espesores, puede no estar determinada con suficiente precisión. En el método eléctrico, el espesor puede hallarse a partir de la capacidad máxima obtenida en el modo de acumulación durante una medición C-V de alta frecuencia. Para óxidos gruesos (>10 nm), tanto el espesor óptico como el eléctrico presentan una buena coincidencia. Sin embargo, en óxidos extremadamente delgados el espesor eléctrico resulta mayor que el óptico, lo cual ha sido atribuido a las caídas de tensión en la puerta (polisilicio) y en el sustrato [Depa96]. Adicionalmente, se han propuesto métodos alternativos basados en la característica C-V que incluyen correcciones debidas a efectos cuánticos [Suñé92, Reis92, Rios94, Choi99, Ilu95, Irens99], así como métodos basados en mediciones del tipo I-V [Call84, Asht91]. Es importante señalar que incluso entre los métodos eléctricos C-V e I-V existen diferencias relacionados con las rugosidades de las interfaces o con el desconocimiento de alguno de los parámetros involucrados [Ilu96, Mase74a, Majk93b].

Como se ha mencionado anteriormente, la carga presente en el óxido o en la interfaz Si-SiO₂ afecta de manera sensible la característica C-V de la estructura. La carga interfacial está asociada a los estados energéticos en la banda prohibida del silicio, mientras que la carga en el óxido tiene que ver con los defectos o trampas localizadas en el seno del material. Cuando se aplica un voltaje, los estados interfaciales intercambian carga con el silicio y este cambio de estado contribuye a la capacidad total del sistema. La carga interfacial típicamente deforma la característica C-V tal como muestra la fig. I.6 [Nico65].

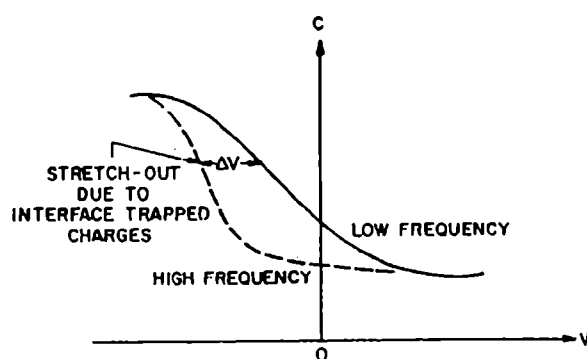


Fig. I.6 Estiramiento de la curva C-V debido a las cargas atrapadas en la interfaz [Sze81].

Por otro lado, la carga atrapada en el seno del aislante se corresponde idealmente con un corrimiento rígido de la curva C-V, tal como muestra esquemáticamente la fig. 1.7. El signo de tal desplazamiento depende del signo de la carga atrapada y la magnitud del desplazamiento de la tensión de bandas planas debido a la carga atrapada en el óxido es:

$$\Delta V_{FB} = \frac{Q_f}{C_i} = \frac{1}{C_i} \left[\frac{1}{d} \int_0^d x \rho_f(x) dx \right] \quad (\text{ec.1.6})$$

donde ρ_f es la densidad volumétrica de cargas en el óxido. Cuando se aplica una tensión o una corriente constante a través de la estructura se generan defectos en el aislante, los que a su vez actúan como centros de captura. Esta carga atrapada no solo es capaz de modificar la característica C-V, sino que también altera de manera sustancial la característica I-V. En el Capítulo 3 analizaremos como afecta el atrapamiento de carga en el aislante a la corriente de túnel.

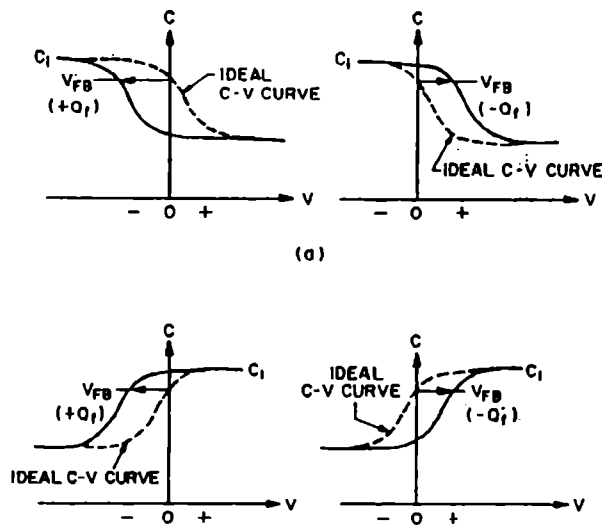


Fig. 1.7- Desplazamientos de las curvas C-V en el eje de voltajes debido al atrapamiento de carga positiva o negativa. A) semiconductor tipo p, b) semiconductor tipo n [Nico82].

1.3 Mecanismos de conducción en SiO₂

Si bien, idealmente, un aislante es un material que no permite la conducción eléctrica, está claro que esta definición está lejos de ser realista y es la resistividad propia del material conjuntamente con la de los electrodos y los contactos interfaciales los que determinan las características conductoras de la estructura. La fig. 1.8 presenta, a manera de resumen, los mecanismos de conducción a través de aislantes que han sido considerados hasta la actualidad, así como su dependencia con la temperatura.

Process	Expression ^a	Voltage and Temperature Dependence ^b
Schottky emission	$J = A^* T^2 \exp\left[-\frac{q(\phi_b - \sqrt{q\mathcal{E}/4\pi\epsilon_0})}{kT}\right]$	$\sim T^2 \exp(+a\sqrt{V}/T - q\phi_b/kT)$
Frenkel-Poole emission	$J \sim \mathcal{E} \exp\left[-\frac{q(\phi_b - \sqrt{q\mathcal{E}/\pi\epsilon_0})}{kT}\right]$	$\sim V \exp(+2a\sqrt{V}/T - q\phi_b/kT)$
Tunnel or field emission	$J \sim \mathcal{E}^2 \exp\left[-\frac{4\sqrt{2m^*}(q\phi_b)^{3/2}}{3qA\mathcal{E}}\right]$	$\sim V^2 \exp(-b/V)$
Space-charge-limited	$J = \frac{8\epsilon_0\mu V^2}{9d^3}$	$\sim V^2$
Ohmic	$J \sim \mathcal{E} \exp(-\Delta E_a/kT)$	$\sim V \exp(-c/T)$
Ionic conduction	$J \sim \frac{\mathcal{E}}{T} \exp(-\Delta E_a/kT)$	$\sim \frac{V}{T} \exp(-d'/T)$

^a A^* = effective Richardson constant, ϕ_b = barrier height, \mathcal{E} = electric field, ϵ_0 = insulator dynamic permittivity, m^* = effective mass, d = insulator thickness, ΔE_a = activation energy of electrons, ΔE_a = activation energy of ions, and $a = \sqrt{q/(4\pi\epsilon_0 d)}$.
^b $V = \mathcal{E}d$. Positive constants independent of V or T are b , c , and d' .

Fig. 1.8 Mecanismos básicos de conducción en aislantes [Sze81].

La emisión Schottky corresponde a la conducción termoiónica, es decir a la inyección de portadores por encima de la barrera de potencial, mientras que la emisión Poole-Frenkel está asociada a la excitación térmica de los electrones atrapados en la banda de conducción. Si la película aislante es suficientemente delgada resulta imperioso considerar la corriente que atraviesa la estructura debida al mecanismo de efecto túnel. Experiencias basadas en la separación de portadores en estructuras MOS parecen indicar que los portadores responsables de la corriente son mayoritariamente los electrones [Wein74, Chan83, O'Ne86], aunque el tema continúa siendo materia de debate. Si bien los principios del mecanismo de túnel se conocen desde los albores de la mecánica cuántica, su aplicación a la física de sólidos se desarrollo recién en los años cincuenta con el advenimiento de la tecnología de materiales y en particular a las estructuras MOS a partir de los años sesenta.

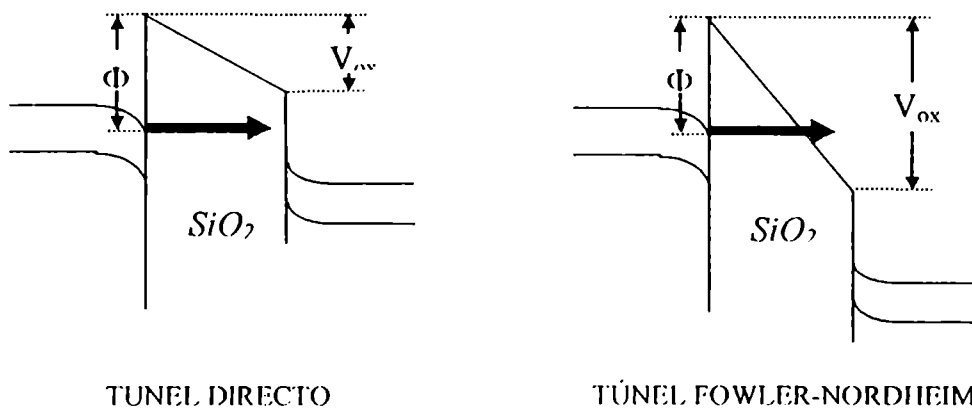


Fig. 1.9 - Modos de conducción túnel en estructuras MOS.

Aunque el mecanismo físico involucrado es el mismo, se suele diferenciar la corriente en túnel en estructuras MOS en túnel directo (DT) y túnel Fowler-Nordheim (FN). Tal como muestra la fig. 1.9, el primero de tales modos de conducción está asociado a las bajas tensiones, $V_{ox} < \Phi$, siendo V_{ox} la caída de potencial en el óxido y $\Phi \approx 3.2$ eV la altura de la barrera catódica. Tal como muestra la figura, el túnel tiene lugar esencialmente a través de una barrera de potencial trapezoidal formada por la banda prohibida del SiO₂. La longitud de esta barrera medida en el nivel de Fermi es igual al espesor del óxido. El segundo de los regímenes nombrados tiene lugar a campos mas altos, $V_{ox} > \Phi$, y está esencialmente asociado a una barrera de potencial triangular y por lo tanto con una barrera de túnel de longitud menor que el espesor del óxido. La transición de un régimen a otro está gobernada por la tensión aplicada a la puerta, teniendo, el cambio en la forma de la barrera, un efecto notorio sobre el comportamiento general de la corriente. Las expresiones matemáticas que relacionan la corriente con la tensión aplicada y los modelos en las que están basadas serán presentadas recién en el capítulo siguiente.

A manera de introducción, podemos decir que una característica fundamental que presenta la corriente de túnel en óxidos ultra-delgados (<6 nm) es el comportamiento oscilatorio que se observa en la corriente para tensiones aplicadas elevadas. Dichas oscilaciones (ver fig. 1.10), se deben a la reflexión parcial de la función de onda electrónica en la interface anódica y fueron observadas por primera vez por Maserjian en 1974 [Mase74a,Mase74b].

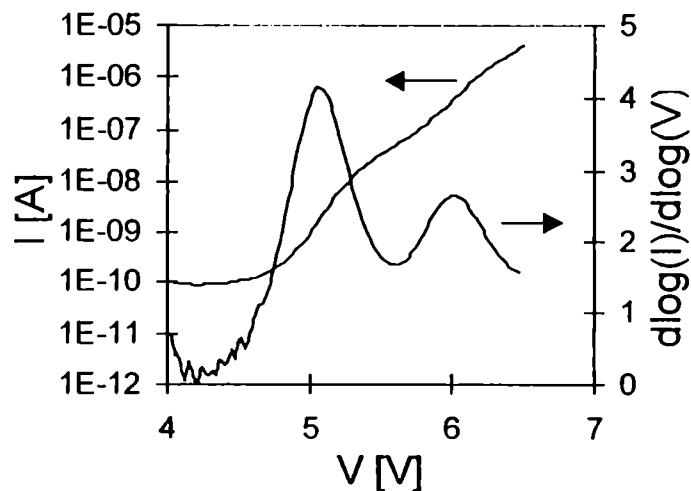


Fig.1.10- Comportamiento oscilatorio de la corriente FN. Tipo P. $t_{ox}=4.2$ nm.

Una condición esencial para que este fenómeno sea observable es que los electrones no pierdan su coherencia de fase a medida que atraviesan la banda de conducción del SiO₂. De esta manera, se puede asumir que en los óxidos ultra-delgados, el transporte electrónico

es esencialmente balístico [Fisc88]. Es interesante señalar que estas oscilaciones han sido utilizadas tanto para estudiar la calidad de la interface Si-SiO₂, como para determinar el espesor del aislante. Todos estos temas conformarán el Capítulo 2 de este trabajo.

1.4 Degradación y ruptura del SiO₂

1.4.1 Tests de degradación y ruptura

Cuando la estructura MOS es sometida a un estrés eléctrico, el óxido de puerta se degrada paulatinamente, con lo cual, pierde sus características iniciales. Si el estrés es prolongado en el tiempo, finalmente se produce la ruptura dieléctrica del material, la cual se manifiesta como un cambio abrupto en la magnitud de la corriente que atraviesa la estructura. En aplicaciones reales, la degradación puede provenir del mismo mecanismo de conducción involucrado en el funcionamiento del dispositivo (carga y descarga en memorias de puerta flotante) o por la aparición de electrones altamente energéticos inyectados en el aislante desde el canal (electrones calientes en transistores). Para estudiar de manera controlada el proceso de degradación y ruptura se utilizan tests denominados TDB (Time-Dependent Dielectric Breakdown) que consisten en aplicar una tensión o una corriente constante en la puerta del dispositivo hasta detectar un cambio abrupto en la característica de conducción (ver fig. 1.11). Alternativamente, también se utiliza una rampa de tensión o corriente aunque los resultados que provee este tipo de test resultan más complejos de analizar. Los test de fiabilidad para el óxido de puerta consisten en analizar un conjunto suficientemente grande de muestras y registrar el tiempo (t_{BD}) en el que se produce tal cambio abrupto. Otras descripciones posibles se basan en el registro de la carga inyectada hasta la ruptura o, para una rampa I-V, de la tensión o campo eléctrico en el que se produce el cambio en la característica.

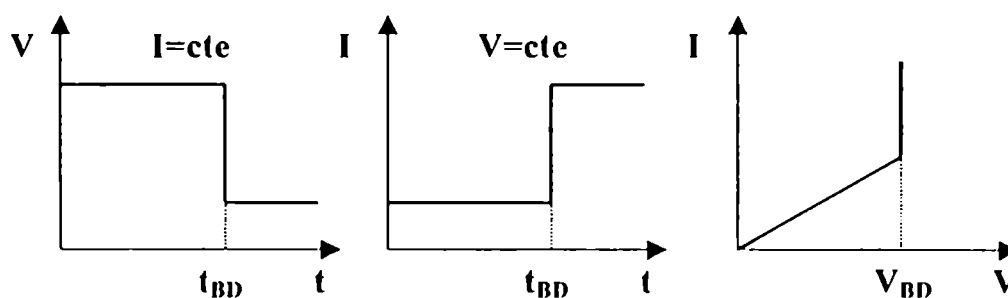


Fig. 1.11-- Test de degradación-ruptura para las estructuras MOS.

En óxidos ultra-delgados, la degradación se manifiesta como un incremento de la corriente de túnel a campos intermedios, tal como muestra la fig. 1.12 y a este incremento se lo conoce por SILC (Stress-Induced Leakage Current). También fue identificado por primera vez por Maserjian [Mase82] en 1982 aunque su denominación actual es posterior. Como se puede observar, a altos campos eléctricos la corriente no se modifica y continúa siendo la corriente de Fowler-Nordheim mencionada en la sección anterior la componente que domina el proceso de conducción. Es importante señalar que el mecanismo de conducción SILC afecta seriamente el tiempo de retención en memorias EEPROMs [Naru88,Sato95]. También es considerado por algunos autores como una medida de la densidad de defectos en el aislante [DiMa95,DiMa96,Buch97]. En óxidos gruesos, este fenómeno no se observa, aunque las características de conducción sí se modifican de manera sustancial por efecto del atrapamiento de carga. Mas sobre estos fenómenos de conducción se presenta en el Capítulo 3 del presente trabajo.

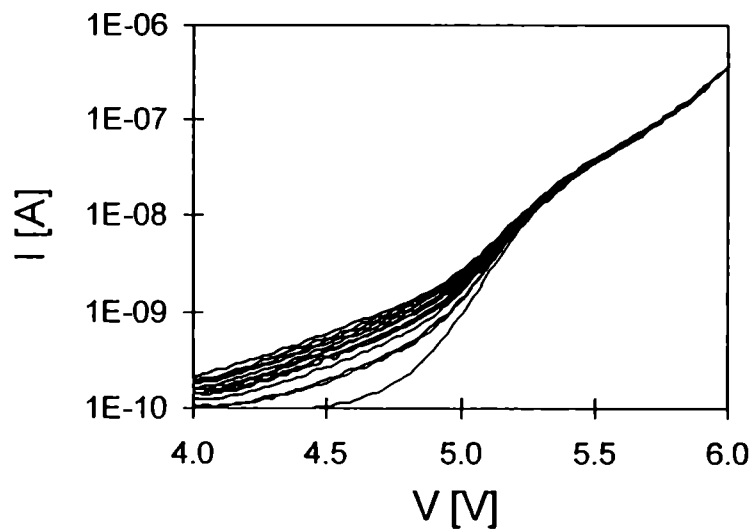


Fig. 1.12 – Evolución del SILC por la aplicación de sucesivas rampas de tensión.

Por lo general, la degradación del aislante se manifiesta como una deriva en alguno de sus parámetros característicos: tensión de bandas planas, corriente de túnel, etc. Sin embargo, si la degradación persiste por un tiempo prolongado, finalmente se produce la ruptura dieléctrica del material, la cual se manifiesta, tal como se ha mencionado, por un cambio abrupto en el mecanismo de conducción. Según han mostrado resultados recientes, la ruptura del aislante consiste en la aparición de “spots” o sitios conductores que actúan como cortocircuitos entre puerta y sustrato [Lomb98]. Se pueden tener múltiples eventos de ruptura sobre una misma muestra tal como lo muestra la fig. 1.13. En dicha figura, se observa que la resistencia de la estructura varía abruptamente con la aparición de cada spot.

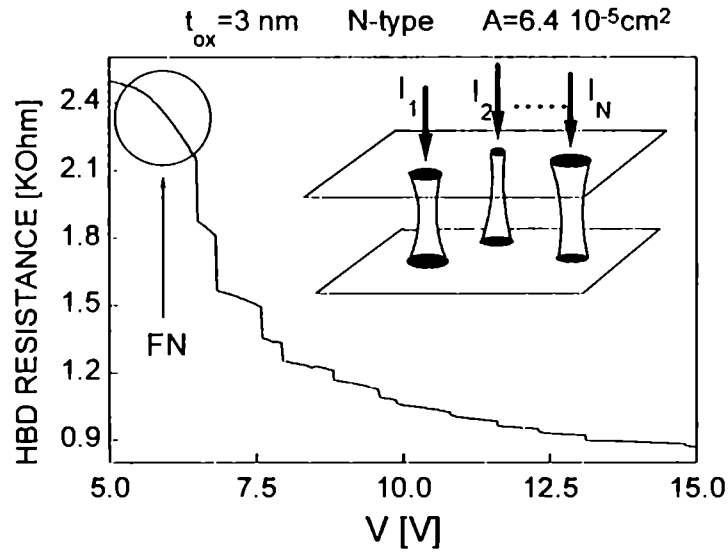


Fig. 1.13- Múltiples eventos de ruptura del tipo HARD en una misma muestra y su interpretación en términos de la formación de contactos localizados.

A la ruptura dieléctrica del aislante de puerta se la suele clasificar en SOFT (SBD) o HARD (HBD) de acuerdo a la magnitud del evento. Las características de conducción típicas para ambos modos son las que se muestran en la figura 1.14. En el último capítulo de este trabajo se pretende dar una explicación consistente para ambos modos de ruptura basada en la física de los conductores mesoscópicos y las propiedades de transmisión de los contactos puntuales cuánticos.

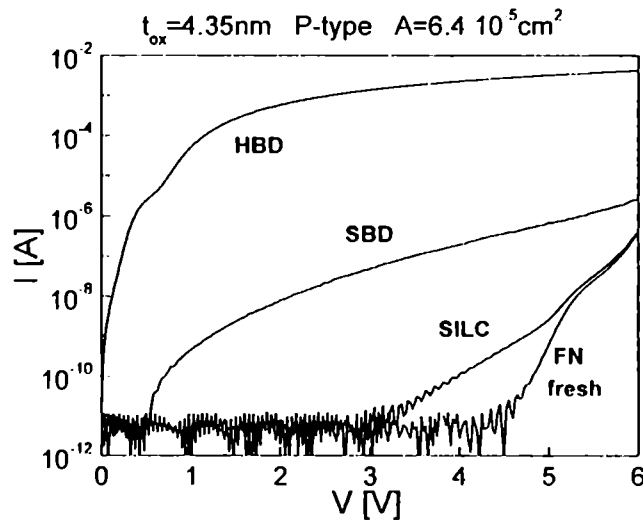


Fig. 1.14 - Características I-V típicas correspondientes a los modos de conducción SOFT y HARD.

1.4.2 Modelización de la estadística de ruptura

Recientemente, se ha intentado demostrar que la aparición de uno u otro modo de ruptura estaría relacionado no solo con la energía total disipada en el spot en el momento mismo de la ruptura, sino que también con el tiempo que tarda dicha energía en disiparse [Suñe01]. En ciertos casos, la energía almacenada en la estructura puede ser suficiente para ocasionar daños con propagación lateral tal como lo muestra la fig. 1.15.

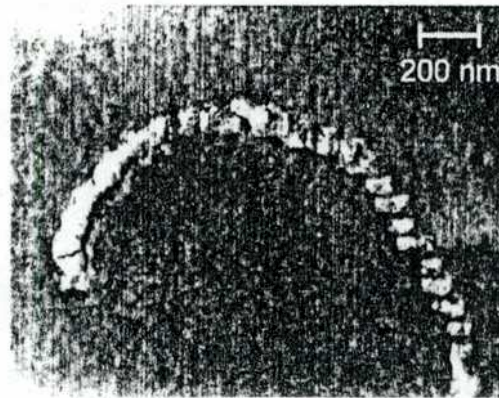


Fig. 1.15- Propagación lateral del spot de ruptura HARD para un óxido de espesor de 5.6 nm (foto TEM cortesía de S. Lombardo-IMETEM-Catania)

Si bien no se conoce la naturaleza exacta de estos caminos conductores, varios autores han coincidido en señalar que se trata lisa y llanamente de intrusiones de silicio [Sugi95,Lomb98,Sata00]. Por otro lado, es de suponer que el material que conforma el spot también dependerá, en parte, de la magnitud del evento de ruptura. La fig. 1.16 nos muestra el óxido de puerta atravesado por uno de tales caminos conductores.

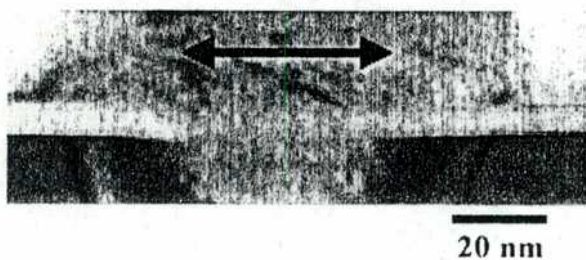


Fig. 8. XTEM picture of MOS structure after HBD in the case of $V_g(-)$ stress. $T_{ox}=8\text{nm}$. The breakdown spot size extends to a large pipe with 20 nm radius after HBD. A clear intrusion of Si into Si-substrate is observed.

Fig. 1.16- Fotografía XTEM del spot de post-ruptura [Sata00].

Llegados a este punto, es importante señalar que la inmensa mayoría de los llamados modelos de ruptura solo focalizan su atención en lo concerniente a la etapa de degradación y eventualmente sobre la condición crítica que dispara el evento de ruptura. El objetivo de estos modelos es el de reproducir la estadística de ruptura que presentan los óxidos en función de sus parámetros propios (área, espesor, etc.) y de las condiciones externas aplicadas (voltaje de estrés, temperatura, etc.). El interés en estos modelos radica en disponer de herramientas confiables que permitan extrapolar los resultados obtenidos mediante tests acelerados de degradación a dispositivos *reales* en condiciones de operación *reales*. En cambio, en este trabajo centraremos nuestro interés en lo relacionado con el transporte electrónico de post-ruptura. Poco se sabe respecto a este punto y es recién en los últimos años que el tema ha adquirido un renovado interés, tal como lo demuestra el número creciente de publicaciones que lo tratan. La conducción de post-ruptura será el eje central del Capítulo 4 del presente trabajo.

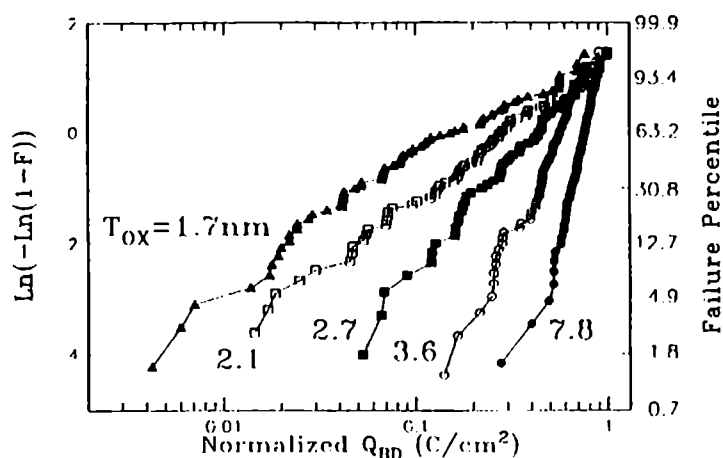


Fig. 1.17- Gráfico de Gumbel para la función de probabilidad acumulada en función de la carga inyectada hasta la ruptura para distintos espesores de aislante [Wu00].

Mencionemos brevemente las ideas subyacentes a los modelos geométricos de degradación y ruptura. Recordemos que dichos modelos nos permiten explicar algunos resultados experimentales de la estadística de ruptura tal como la dependencia de la pendiente del gráfico de Gumbel con el espesor del aislante (ver fig. 1.17). Para dar cuenta de esta última cuestión, existen fundamentalmente dos aproximaciones: los modelos basados en la generación de defectos en celdas [Suñé90,Dumi94] y los modelos percolativos [Degr98,Stat99]. En ambos casos, se asume que los defectos son generados aleatoria y uniformemente dentro del óxido. En el primero de los modelos, la ruptura tiene lugar cuando la densidad de defectos en una celda alcanza un valor crítico, mientras que en el segundo modelo, la ruptura ocurre cuando se forma un camino percolativo entre puerta y

substrato. A manera de ejemplo, la fig. 1.18 nos muestra los resultados que proporciona la simulación para el modelo de celdas.

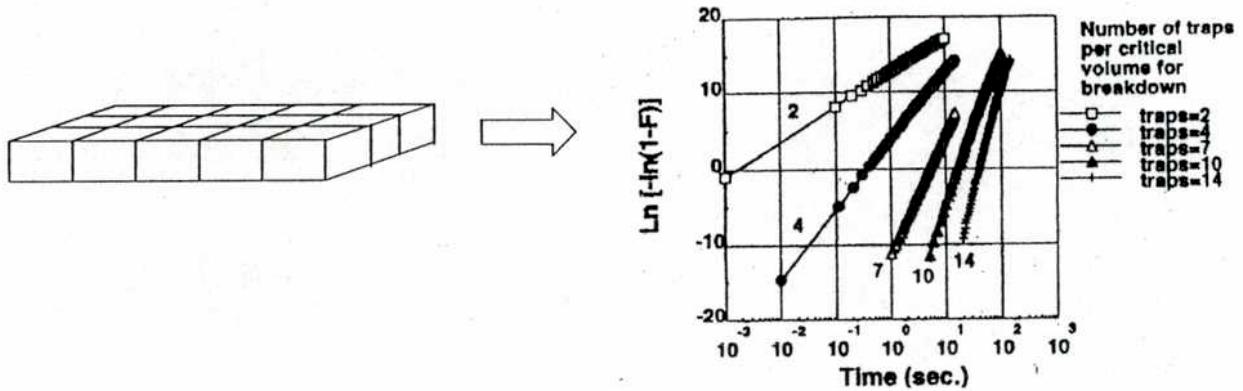


Fig. 1.18- Modelo de ruptura basado en la descomposición del óxido en celdas elementales bidimensionales [Dumi94].

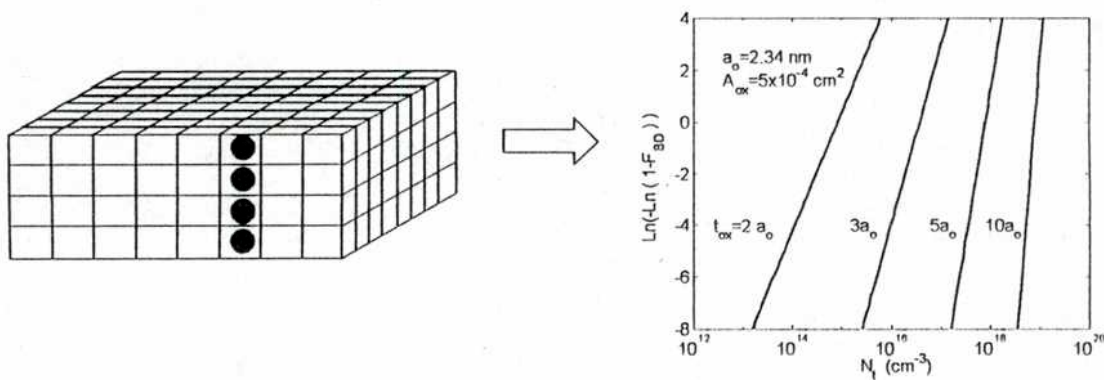


Fig. 1.19- Modelo de ruptura basado en la descomposición del óxido en celdas elementales tridimensionales N_t es la densidad de defectos y a_0 el tamaño efectivo del defecto [Suñe01a].

Dentro de este mismo marco, se ha presentado recientemente un trabajo que en lugar de utilizar una descomposición bidimensional del óxido utiliza celdas tridimensionales [Suñe01a]. El modelo queda descrito por una expresión analítica cuyos resultados se reproducen en la fig. 1.19. En este caso, la ruptura se produce cuando todas las celdas en una columna fallan. Cabe aclarar que el único parámetro del modelo es el tamaño de la celda individual (a_0), la cual resulta del orden de los nanómetros.

En cambio, en los modelos percolativos se identifica el evento de ruptura con la formación de un camino conductor que conecta ambos electrodos (sin la restricción de orden impuesta en el modelo anterior). Existen dos variantes: el modelo de superposición de esferas [Degr98] y el modelo de redes bi y tridimensional [Stat99]. También en estas aproximaciones el único parámetro es el tamaño del “defecto”, que nuevamente resulta del orden de los nanómetros (ver fig. 1.20). Es de hacer notar que en todos los casos citados,

se reproduce correctamente la estadística de Weibull para los datos de ruptura (línea recta en el gráfico de Gumbel).

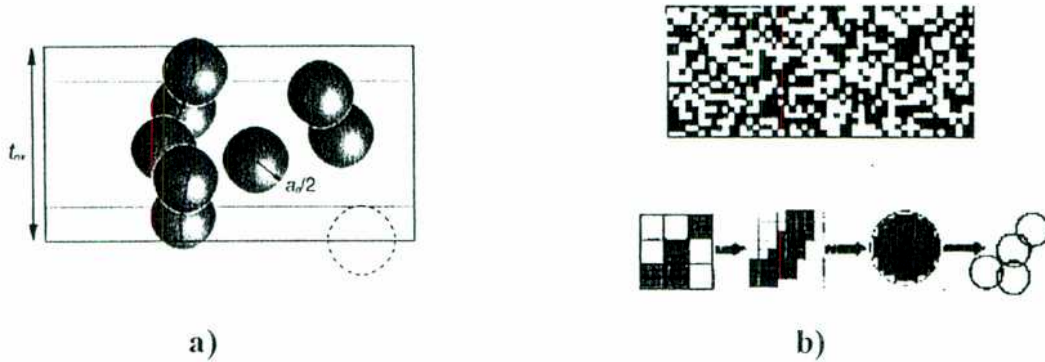


Fig. 1.20- Modelo de ruptura basado en la a) superposición de esferas [Degr98] y b) celdas defectuosas [Stat99].

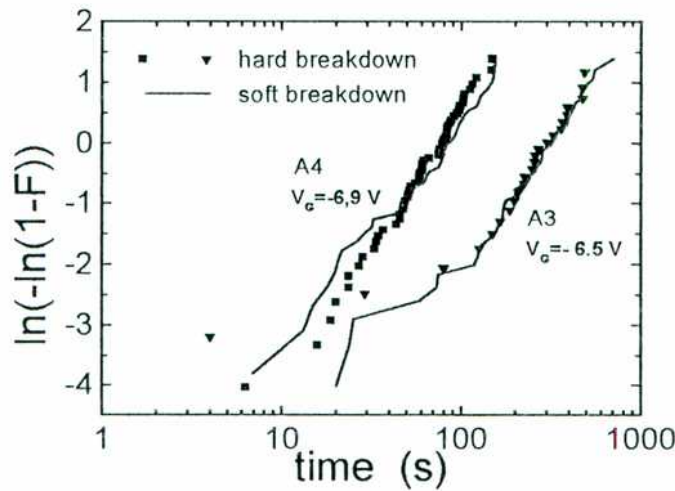


Fig. 1.21- Estadística de post-ruptura para muestras con diferentes áreas y diferentes condiciones de estrés [Suñe00a]

Finalmente, respecto a los modos de conducción de post-ruptura SBD y HBD (los modelos anteriores no los discriminan), los datos estadísticos permiten argumentar que ambos modos presentan un origen físico común (aunque su manifestación es diferente dependiendo del área, del espesor, etc. de la estructura). El argumento se basa en considerar las curvas estadísticas de ruptura para primeros eventos, ya sea este SOFT o

IIARD [Suñé00a]. La fig. 1.21 muestra que, para muestras de idénticas características y para una condición de estrés dada, las estadísticas coinciden. Otros autores han presentado resultados similares [Degr00] aunque, recientemente, el procedimiento ha sido cuestionado [Bruy00]. Es interesante hacer notar que los mismos resultados se obtienen a partir de mediciones sobre transistores con diferentes áreas (ver fig. 1.21) [Wu00].

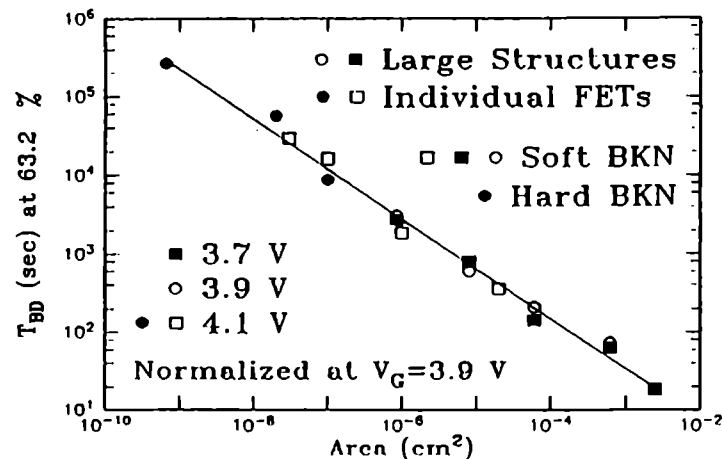


Fig. 1.20- Tiempo de ruptura en función del área del dispositivo para distintas tensiones de estrés [Wu00].

Por otro lado, la estadística correspondiente al tiempo residual (tiempo de ruptura en el que se produce ruptura IIARD luego de que haya ocurrido una ruptura SOFT) es dependiente del área del dispositivo [Suñé00a]. Esto es indicativo de que, estadísticamente, la ruptura IIARD no se produce sobre el mismo punto en el que ocurre la ruptura SOFT. En otras palabras, la ruptura SOFT no evoluciona necesariamente en ruptura IIARD [Suñé01b].

1.5 Descripción de las muestras y equipamiento experimental

Para la realización de este trabajo, se utilizaron diferentes dispositivos así como también distintas configuraciones experimentales dependiendo de la etapa en el cual se llevo a cabo. El estudio teórico-experimental que se presenta en los Capítulos 2 y 3, concerniente a la conducción en óxidos ultra-delgados [Mira97a] y óxidos degradados [Mira97b], fue mayoritariamente desarrollado entre los años 1992-1996 en el Laboratorio de Física de Dispositivos-Microelectrónica (LFDM) de la Facultad de Ingeniería de la Universidad de Buenos Aires. Por otro lado, los fundamentos del modelo de conducción de post-ruptura –Capítulo 4-, así como su desarrollo experimental [Mira00a], fueron desarrollados durante los años 1997-1999 en el Departamento de Ingeniería Electrónica de la Universidad Autónoma de Barcelona. A mi regreso a la Argentina, tanto el modelo de

conducción en óxidos con carga atrapada [Mira02] como el modelo de post-ruptura [Mira01a], fueron perfeccionados en el LFDM. Finalmente, las últimas mediciones realizadas correspondieron a la conducción de post-ruptura en función de la temperatura. Tales mediciones se presentan en el Capítulo 4 y fueron llevadas a cabo en el Departamento de Electrónica de la Universidad Técnica de Hamburgo-Harburg. A continuación se describen las muestras utilizadas y el equipamiento experimental empleado para su caracterización.

Conducción en óxidos ultra-delgados y óxidos degradados

Para esta etapa del trabajo se utilizaron capacitores MOS fabricados con tecnología standard en el Centro Nacional de Microelectrónica (CNM) de Barcelona y en el Centre Nationale d'Étude de Telecommunications (CNET) de Grenoble. Las condiciones de crecimiento de los óxidos y sus espesores se muestran en la Tabla 1.1. Para las muestras P1-P5, realizadas en el CNM, los óxidos se crecieron térmicamente en huecos realizados en un óxido de campo de 400 nm. El tiempo de oxidación fue utilizado para obtener una gama de espesores en el rango de 2 a 7 nm. Se consideró substratos tipo p ($N_a=10^{15} \text{ cm}^{-3}$) dopado con boro con orientación $\langle 100 \rangle$. Los óxidos P6-P7 del CNET se crecieron directamente sobre la superficie del silicio. En todos los casos las puertas son de aluminio. Las áreas consideradas fueron 6.4×10^{-5} , 3.2×10^{-4} , 2.3×10^{-3} y $9.6 \times 10^{-3} \text{ cm}^2$. Para las mediciones sobre óxidos gruesos se utilizaron muestras con un espesor de aislante de 24 nm realizadas en el CNET.

Table 1. Oxidation conditions and mean capacitance thickness for each sample

Sample	Oxidation temperature (°C)	Partial pressure O ₂ (mm)	Partial pressure N ₂ (mm)	Oxidation time (min)	Thickness (Å)
P1	900	22	137	3	26
P2	900	22	137	5	31
P3	900	22	137	10	33
P4	900	22	137	15	36
P5	900	22	137	24	41
P6	850	760	0	12	47
P7	850	760	0	26	70

TABLA 1.1- Condiciones de oxidación y espesor capacitivo medio para cada muestra [Faig96].

Las mediciones se realizaron mediante un sistema totalmente automatizado diseñado y programado en el LFDM conformado por dos electrómetros Keithley 617, una fuente de corriente Keithley 220, una matriz de conmutación Keithley 705, una unidad de adquisición DAC System 570 y un medidor de impedancia compleja Hewlett-Packard 4277A.

Conducción de post-ruptura

Se utilizaron capacitores MOS con espesores de óxido en el rango 2 a 5 nm, sobre substratos tipo p y n. Se consideraron dos conjuntos de muestras correspondientes a

proceso tecnológicos diferentes. El conjunto #1 fue fabricado en 1997, mientras que el conjunto #2 en 1989.

Para el #1, las áreas de puerta fueron 6.4×10^{-5} , 3.2×10^{-4} , 2.3×10^{-3} y 9.6×10^{-3} cm². Los óxidos fueron crecidos en una atmósfera de N₂/O₂ a 800 °C. La puerta es de polisilicio de 350 nm de espesor depositada por LPCVD dopada fuertemente con POCl₃ a 900 °C. Estas muestras tienen definidos contactos metálicos laterales sobre un óxido de campo de 400 nm. El contacto se realiza por la parte inferior de la oblea, la cual tiene una metalización de 1000 nm Al/Si/Cu. Finalmente, las muestras fueron recocidas a 350 °C. Los substratos son de tipo p ($\rho=4-40$ Ωcm) y tipo n ($\rho=1-12$ Ωcm). En ambos casos, la orientación del silicio es <100> con un dopaje de 10^{15} cm⁻³. Los espesores disponibles son 2.1, 3.0, 3.8, 4.3 y 4.9 nm. Para el conjunto #2, las áreas de puerta fueron 1.96×10^{-5} , 7.85×10^{-5} , 3.14×10^{-4} y 1.25×10^{-3} cm². En este caso, la oxidación tuvo lugar en una atmósfera de Ar/O₂ seco a 900 °C. Las puertas son de polisilicio y el contacto se realiza directamente sobre ellas. La base de la oblea está cubierta por una capa de espesor de 1000 nm de una aleación Al/Si. La muestra fue recocida a 435 °C. El substrato es tipo p ($\rho=30-40$ Ωcm) con orientación <100>. Los espesores disponibles fueron 4.2 y 4.6 nm.

Las mediciones se realizaron con un Analizador de parámetros de semiconductores Hewlett-Packard 4145B. Este es un instrumento de caracterización totalmente programable diseñado para medir, analizar y graficar las características DC de dispositivos semiconductores tales como diodos, transistores, obleas, etc. Esta equipado con cuatro unidades fuente/monitor, dos fuentes programables y dos unidades que monitorean el voltaje, todas controlables mediante un visor gráfico.

1.6 En resumen ...

- En este capítulo introductorio, se ha presentado el diagrama energético de bandas asociado a la estructura MOS y sus implicancias para las características capacidad-tensión (C-V) y corriente-tensión (I-V). Hemos visto como la generación de defectos, así como la carga atrapada en el aislante modifican de manera sustancial tales características.
- Se han descrito las propiedades básicas que presentan los distintos modos de conducción a través del aislante de puerta en sus diferentes etapas: conducción en óxidos vírgenes, conducción en óxidos degradados y conducción en post-ruptura.
- Se han presentado distintos modelos, basados en la aproximación de celdas o percolativos, que tienden a explicar la estadística de ruptura y, en particular, su dependencia con el espesor del óxido.
- Por último, se han descrito las muestras analizadas en cada etapa de este trabajo, así como el equipamiento experimental utilizado para su estudio.

Capítulo 2

Conducción en óxidos ultra-delgados

Todos los modelos son incorrectos, pero algunos modelos son útiles
G.E.P. Box, (1989)

2.1 Introducción

La definición del concepto de túnel y la observación de sus manifestaciones experimentales pueden ser consideradas como uno de los primeros grandes triunfos de la teoría cuántica. El concepto surge de la predicción de la mecánica ondulatoria de que existe una probabilidad no nula de que una partícula o cuasi-partícula puede atravesar una región de potencial clásicamente inaccesible. El primero en invocar esta idea fue Oppenheimer, quien, en 1928, postuló que en la autoionización de los estados excitados del hidrógeno atómico por acción de un campo eléctrico externo participaba este tipo de mecanismo [Oppe28]. Se puede considerar este evento como el punto de partida a partir del cual las aplicaciones del concepto de túnel se han ramificado a campos tan diversos como el de la física nuclear, la física química, la física del estado sólido y la espectroscopia atómica, entre otros. Es también en 1928 cuando se aplica por primera vez la teoría para describir la emisión de electrones desde metales hacia el vacío por la acción de un campo eléctrico [Fowl28], hecho que unos años más tarde, en 1937, desembocaría en el desarrollo del microscopio de efecto de campo. Durante ese mismo período, se sucedieron los primeros intentos de asociar el mecanismo de túnel a la conducción a través de películas

delgadas de material aislante entre electrodos metálicos y/o semiconductores. Incluso, de ese tiempo datan las primeras aproximaciones al tema de la ruptura dieléctrica de sólidos. Sin embargo, cabe aclarar que la observación directa del mecanismo de túnel en sólidos tuvo que esperar al surgimiento del desarrollo de la tecnología de materiales, hecho que recién acontecería durante los años 50. Otros hitos importantes en la evolución de estas ideas fueron la invención del diodo túnel de juntura pn (1957) y el descubrimiento del mecanismo de túnel entre materiales superconductores (1960). Por cuestiones de espacio, no entraremos en la discusión de estos últimos temas, pero para una revisión histórica el lector puede consultar la ref. [Duke69].

Como ya se mencionó unas líneas arriba, el mecanismo de conducción por efecto túnel fue rápidamente adoptado para describir la emisión de electrones desde una superficie metálica hacia el vacío en presencia de un campo eléctrico externo. La formulación matemática del fenómeno fue inicialmente desarrollada por Fowler y Nordheim en 1928 [Fowl28], para lo cual consideraron una placa semi-infinita metálica, con función trabajo φ y terminando abruptamente en $x=0$, tal como se ilustra en la fig. 2.1. Como se observa en dicha figura, al aplicar un campo externo, el potencial asociado al nivel de vacío forma una barrera de potencial de perfil triangular.

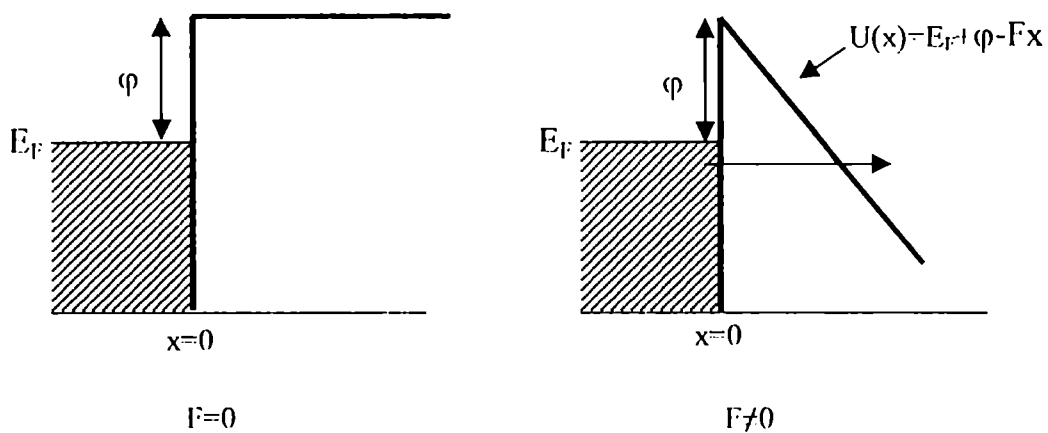


Fig 2.1- Esquema de la energía potencial en la interfase metal-vacío para campo eléctrico externo nulo y no nulo. E_F es el nivel de Fermi del metal, φ la función trabajo y F el campo eléctrico aplicado.

Estos autores hallaron, a partir de la solución de la ecuación de Schrödinger, que la corriente I que circula a través de una barrera de potencial triangular, estaba dada por una expresión sencilla del tipo:

$$I = AF^2 \exp(-B/F) \quad (\text{ec.2.1})$$

donde F es el campo eléctrico aplicado y A y B son constantes que dependen de la masa electrónica y de la altura de la barrera metal-vacío. Este primer desarrollo, tal como se mostrará a lo largo de este capítulo e incluso en el siguiente, ha sido exitosamente extendido en numerosas direcciones.

En 1930, Frenkel amplió este cálculo al caso de la juntura metal-vacío-metal teniendo en cuenta tanto el cambio en la forma de la barrera de potencial debido al campo aplicado como la distribución energética de los electrones en los electrodos [Fren30]. De acuerdo a este modelo, una corriente neta solamente fluye cuando existe una diferencia de potencial V entre ambos electrodos. Frenkel derivó resultados aproximados para la característica I-V a temperatura cero en los llamados regímenes lineal y cuadrático. Brevemente, su aproximación consistió en representar a la región de vacío entre los electrodos por una barrera de potencial rectangular considerando relaciones de dispersión parabólicas en ambos electrodos. Como se muestra en la fig. 2.2, los electrones que contribuyen a la corriente son aquellos que encuentran estados vacíos en el electrodo opuesto de la estructura, asumiendo que no hay cambio de energía durante el proceso de transmisión. Tal túnel “horizontal” o elástico es el que se considera mayoritariamente también en los modelos de electrón independiente para las estructuras metal-aislante-metal (MIM) y metal-aislante-semiconductor (MIS).

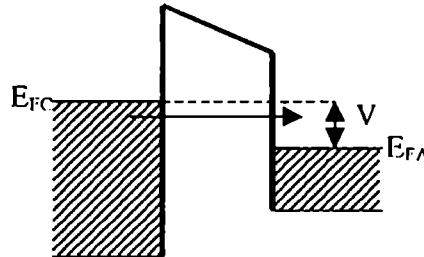


Fig. 2.2 - Esquema de la barrera de potencial en una estructura metal-aislante-metal con una tensión aplicada V . E_{FC} es el cuasi-nivel de Fermi en el cátodo y E_{FA} es el cuasi-nivel de Fermi en el ánodo.

Aunque Frenkel discutió extensamente los principios que gobernaban la conducción a través de la juntura MIS en 1930, la teoría cuántica de los estados electrónicos en materiales semiconductores aún no había sido formulada. Por lo tanto, en aquel momento, Frenkel no pudo desarrollar un análisis cuantitativo para ese tipo de estructura. La aparición de una teoría cuántica para semiconductores se produjo en 1931, lo que permitió dos extensiones de los cálculos de Frenkel. Por un lado, los avances teóricos en esta materia permitieron que varios autores consideraran desde el punto de vista cualitativo el

problema de la conducción a través de la juntura MIS [Wils32,Fren32,Nord32]. Dichos análisis indicaban que una capa delgada de material aislante entre un metal y un semiconductor daba origen a un contacto rectificante cuando el metal se polarizaba negativamente. El origen de tal comportamiento radicaba en la mayor densidad de estados electrónicos en el metal en comparación con el semiconductor.

La segunda y mas significativa ampliación de los cálculos de Frenkel fue llevada a cabo por Sommerfeld y Bethe para el caso en el que la barrera entre los electrodos metálicos se sustituía por un aislante en lugar del vacío [Somm33]. Sus cálculos hacían referencia al diagrama de bandas de la estructura MIS, asumiendo que la constante dieléctrica en la región de la barrera era aquella correspondiente al seno del material. Estos avances fueron posteriormente refinados por Holm y Kirshtein [Holm35a,Holm35b] y aplicados a la descripción de la conducción en contactos bimetalicos obtenidos por presión. Estos autores mejoraron el cálculo en el régimen óhmico incluyendo el efecto de la fuerza imagen en la región de la barrera. Demostraron que, para voltajes aplicados suficientemente altos, la densidad de corriente estaba gobernada por una expresión del tipo Fowler-Nordheim (ec. 2.1). Ya para los años cincuenta se contaba entonces con las formulaciones teóricas apropiadas para el cálculo de la corriente de túnel en heteroestructuras [Holm51,Murp56]. Si bien dichos trabajos analizaban la emisión de electrones desde una superficie metálica hacia el vacío en un tratamiento unificado que involucraba la emisión por campo y la emisión termiónica, estos eran fácilmente extendibles al caso de estructuras MIM y MIS. Dichos tratamientos incluían el efecto de la temperatura y, como en trabajos anteriores, efectos tales como la disminución de la barrera de potencial en las cercanías del electrodo inyector por efecto de la fuerza imagen. Sin embargo, los resultados experimentales que se alcanzaban en ese tiempo resultaban en parte desalentadores debido fundamentalmente a limitaciones con los materiales disponibles. Este era el factor principal en cuanto a la falta de reproducibilidad de los fenómenos, lo que volvía extremadamente difícil la comparación con las predicciones teóricas. Para una discusión completa de los avances logrados durante este período y de las dificultades encontradas véase por ejemplo la ref. [Giav69].

El descubrimiento de que la oxidación térmica de electrodos metálicos proporcionaba películas suficientemente delgadas de dióxido de aluminio (Al_2O_3) con un espesor relativamente uniforme [Fish61], constituyó el logro tecnológico que permitió redoblar los esfuerzos en el campo experimental. Esto trajo aparejado un sinnúmero de trabajos relacionados con los mecanismos de conducción en junturas MIM y MIS [Meyc63,Hart64a,Hart64b,Esak66,Dahl67,Shew67,Chan67]. Para darnos una idea de los espesores involucrados en dichos estudios, podemos citar un trabajo de Pollak [Poll64], en el que se investigan las corrientes de túnel a través de películas de Al_2O_3 con espesores en el rango de los 3000 Å. Otro evento que impulsó nuevas ideas en cuanto al tratamiento de los mecanismo de conducción por túnel fue el desarrollo, hecho por Zener, de la teoría cuántica de bandas de energía en semiconductores, la cual permitía dar cuenta del transporte electrónico entre bandas [Zenc43]. La confirmación del mecanismo de conducción interna por efecto túnel en

semiconductores fue proporcionada por Esaki en 1957, suceso que fue coronado con el desarrollo del diodo túnel de juntura pn [Esak57].

En la siguiente sección, se mostrará cuales son los ingredientes necesarios a tener en cuenta para el cálculo de la corriente de túnel a través del aislante de puerta en una estructura MOS.

2.2 Calculo de la corriente de túnel

La corriente I que fluye a través de una heterojuntura en función del voltaje aplicado V , se evalúa usualmente utilizando la llamada aproximación de electrón independiente [Harr61]. Para ilustrar en que consiste esta aproximación consideremos la fig. 2.2, la cual representa esquemáticamente el diagrama energético de una estructura MIM. Posteriormente generalizaremos estos resultados al caso de una estructura MIS. En dicha figura, las regiones sombreadas representan los estados ocupados por los electrones en los contactos metálicos a temperatura cero. Para que exista un flujo neto de corriente, los estados ocupados a un lado de la juntura deben estar al mismo nivel energético que los estados desocupados en el lado opuesto. En el caso de una juntura MIM, un voltaje aplicado V corresponde a una diferencia entre los cuasi-niveles de Fermi de eV . Hablamos de cuasi-niveles por tratarse de una situación fuera del equilibrio termodinámico. Adicionalmente, no se consideran caídas de potencial en los electrodos. Asumiremos que la corriente neta que fluye a través de la estructura corresponde a la diferencia entre la corriente de derecha a izquierda y de izquierda a derecha. De acuerdo a este esquema, la energía E se mide respecto al fondo de la banda de conducción del electrodo izquierdo. Por conservación de la energía se requiere que una energía E_R , medida relativa al fondo de la banda de conducción del electrodo derecho, este relacionada con su contraparte $E_{FC}=E$ en el electrodo izquierdo por:

$$E_L = E_R + E_{FC} - E_{FA} - eV \quad (\text{ec.2.2})$$

donde E_{FC} y E_{FA} son los cuasi-niveles de Fermi a uno y otro lado de la estructura. Si consideramos una condición de contorno especular para el momento transversal k_t (conservación en todos los componentes de la estructura), entonces, la densidad de corriente debido al transporte electrónico de izquierda a derecha queda descrita por:

$$J_{CA} = \frac{(-e)(2s+1)}{(2\pi)^3 \hbar} \int f_C(E)[1 - f_A(E)] dE_x \int D(E, k_t) d^2 k_t \quad (\text{ec.2.3})$$

donde

$$f_C(E) = \{1 + \exp[(E_C - E_{FC})/kT]\}^{-1} \quad (\text{ec.2.4})$$

$$f_A(E) = \{1 + \exp[(E_A - E_{FA})/kT]\}^{-1} \quad (\text{ec.2.5})$$

son las funciones de Fermi-Dirac, k es la constante de Boltzmann y T la temperatura. El término $[1 - f_A]$ garantiza el carácter de “desocupado” para el estado final del electrón en el ánodo. s es el spin del portador de carga. De la misma manera, la densidad de corriente debido al flujo electrónico de derecha a izquierda está dada por:

$$J_{AC} = \frac{(-e)(2s+1)}{(2\pi)^3 \hbar} \iint [1 - f_C(E)] f_A(E) dE_x \int D(E, k_t) d^2 k_t \quad (\text{ec.2.6})$$

ecuación en la cual se ha utilizado implícitamente la misma expresión para el coeficiente de transmisión a través de la barrera de potencial (esto surge de considerar la invariancia bajo reversibilidad temporal en la ecuación de Schrödinger). La expresión final para la corriente se obtiene restando la ec. (2.5) de la ec. (2.6). Utilizando la condición de conservación de la energía resulta:

$$f_A(E) = f_C(E + eV) \equiv f(E + eV) \quad (\text{ec.2.7})$$

Bajo estas consideraciones se llega a la expresión para la densidad neta de corriente:

$$J = \frac{e(2s+1)}{h} \int dE_x \int \frac{d^2 k_t}{(2\pi)^2} [f(E) - f(E + eV)] D(E, k_t) \quad (\text{ec.2.8})$$

o alternativamente utilizando el hecho de que $\partial E_x / \partial E = 1$:

$$J = \frac{e(2s+1)}{h} \int dE [f(E) - f(E + eV)] \int \frac{d^2 k_t}{(2\pi)^2} D(E, k_t) \quad (\text{ec.2.9})$$

en donde implícitamente se ha considerado la conservación de la energía y la conservación del momentum transversal. Cabe aclarar que, desafortunadamente, ni la conservación de la energía ni la del momentum son características generales del mecanismo de túnel en junturas de estado sólido. Un ejemplo en el que el electrón exhibe tanto un cambio energético como en k_t , se da en el túnel asistido por fonones en diodos pn de banda indirecta. La cuestión de la conservación de k_t también ha sido ampliamente discutida en relación a las estructuras MOS [Wein82, Wein83, Schu98]. Para nuestros cálculos consideraremos como válida la conservación de dichas cantidades. Por otro lado, si asumimos que la probabilidad de transmisión solo depende de la coordenada longitudinal x y que la relación de dispersión en el electrodo inyector es parabólica, de manera que:

$$d^2k_x = (2\pi m/\hbar^2) dE_x \quad (\text{ec.2.10})$$

donde m es la masa electrónica en el cátodo, podemos integrar por partes la ec. (2.9). Considerando que estamos tratando con electrones ($s=1/2$), se llega a la conocida expresión de túnel unidimensional:

$$J = \frac{4\pi m e k T}{h^3} \int_0^{\infty} D(E_x) \ln \left\{ \frac{1 + \exp[(E_F - E_x)/kT]}{1 + \exp[(E_F - E_x - eV)/kT]} \right\} dE_x \quad (\text{ec.2.11})$$

la cual utilizaremos en lo que sigue para nuestros cálculos de la corriente de túnel en estructuras MOS.

Es importante señalar que la validación de la ec. (2.11) para el cálculo de la corriente de túnel se basa fundamentalmente en comparar los resultados que predice dicha ecuación con los resultados experimentales, fundamentalmente aquellos que describen la característica J-V. Nótese que, simultáneamente, dicha ecuación predice la característica J-T, con T la temperatura del sistema. Sin embargo, y como ha sido oportunamente señalado [Duke69], cada uno de los parámetros que interviene en la ec. (2.11) no se obtiene de manera independiente y sus valores están fuertemente ligados a las propias parametrizaciones utilizadas en la modelización. Un ejemplo: el valor de la masa efectiva del electrón en el aislante depende de qué forma funcional se asigne a la relación de dispersión [Wein82], es decir, en este marco, la masa efectiva funciona como un simple parámetro de ajuste del modelo. Históricamente, en la evaluación de la corriente de túnel se han tenido en cuenta los siguientes factores: *a*) si se utiliza la probabilidad de transmisión exacta o la aproximación Wentzel-Krammers-Brioullin (WKB) (ver APÉNDICE), *b*) si las integrales sobre E y k_x se realizan de manera exacta o aproximada y *c*) si se utiliza alguna técnica de expansión para $D(E_x)$ en el caso en que se desee obtener un resultado analítico para la integral de túnel.

Tanto el punto *b*) como el *c*) están estrechamente vinculados a los primeros intentos del cálculo de la corriente de túnel a partir de la ec. (2.11). En la década del sesenta resultaba altamente engorroso evaluar numéricamente la integral de túnel, lo que motivó el desarrollo de diversas técnicas aproximativas para el cálculo de $D(E_x)$. Hoy en día, si bien las computadoras han eliminado por completo esta necesidad, aún sigue siendo atractiva la ventaja de disponer de expresiones analíticas simplificadas, sobre todo en el campo de los simuladores circuitales, donde el tiempo y la robustez del proceso de cálculo resultan ser de crucial interés. Por completitud, y ya que muchos de los trabajos de túnel están basados en estas ideas, haremos una breve revisión de dichos métodos aproximativos, alguno de los cuales invocaremos mas tarde en relación con nuestros propios resultados experimentales. Nos referiremos principalmente al método de la barrera media de Holms-Chow-Simmons (HCS) [Holm51, Simm64, Chow65], el cual consiste en reemplazar la barrera de potencial real por una barrera rectangular efectiva, y al método de Stratton [Stra62a, Stra62b],

fundamentado en la expansión de la probabilidad de túnel, calculada por el método WKB, en serie de potencias alrededor de valores energéticos cercanos al nivel de Fermi.

Como se ha mencionado, la aproximación IICS se basa en reemplazar la barrera de potencial real $\varphi(x)$ por una barrera rectangular promedio de valor [Hart64a]:

$$\varphi(V) = \frac{1}{\Delta x} \int_{x_1}^{x_2} \varphi(x, V) dx \quad (\text{ec.2.12})$$

donde $\Delta x = x_2 - x_1$, con x_2 y x_1 los puntos de retorno clásicos de la barrera evaluados en el nivel de Fermi. A partir de la aproximación WKB se halla:

$$D(E_x) \approx \exp\left\{-\alpha\beta\Delta x[\varphi + E_F - E_x]^{1/2}\right\} \quad (\text{ec.2.13})$$

donde α y β son constantes, lo que rápidamente permite evaluar la corriente neta de túnel según:

$$J = J_0 \left\{ \varphi \exp(-\alpha\beta\Delta x \varphi^{1/2}) - (\varphi + eV) \exp[-\alpha\beta\Delta x(\varphi + eV)^{1/2}] \right\} \quad (\text{ec.2.14})$$

y donde J_0 es una constante. El valor medio de la barrera cambia según se tenga una barrera triangular o trapezoidal, es decir es función del voltaje aplicado. Chow consideró una nueva variante del método que consistió en introducir la barrera cuadrática media [Chow65]. Es decir, se considera en el marco de la aproximación WKB la barrera:

$$\varphi_r(V) = \left\{ \frac{1}{\Delta x} \int_{x_1}^{x_2} [\varphi(x, V)]^{1/2} dx \right\}^2 \quad (\text{ec.2.15})$$

con lo que resulta una probabilidad de túnel dada por:

$$D(E_x) = \exp\left\{-\left[4\pi(2m)^{1/2} \Delta x(\varphi_r + E_F - E_x)^{1/2}\right]/h\right\} \quad (\text{ec. 2.16})$$

Esta última expresión resulta de poner $E_x - E_F$ en la expresión WKB. En otras palabras, la barrera rectangular equivalente da la misma probabilidad de túnel que daría la verdadera barrera $\varphi(x)$ evaluada en el nivel de Fermi. Dada esta probabilidad es sencillo integrar la corriente a temperatura cero, con lo que resulta:

$$J = J_0 \left\{ \varphi_r \exp\left[-\Lambda \Delta x \varphi_r^{1/2}\right] - (\varphi_r + eV) \exp\left[-\Lambda \Delta x (\varphi_r + eV)^{1/2}\right] \right\} \quad (\text{ec.2.17})$$

donde nuevamente J_0 y A son constantes. En la sección 2.6 (fig. 2.33), se comparará esta última expresión teórica con nuestros propios resultados experimentales.

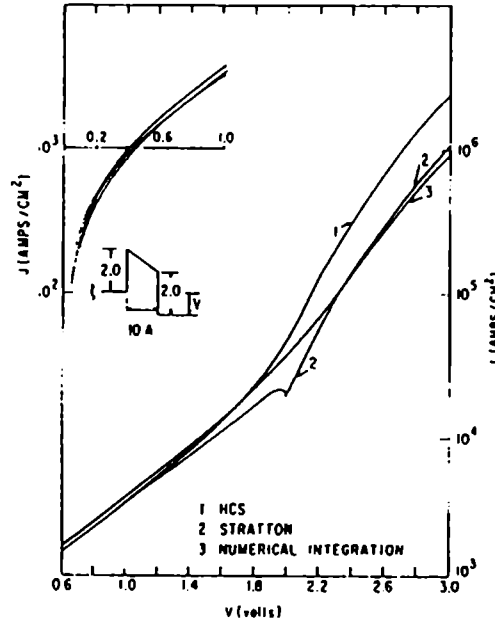


Fig. 2.3 - Comparación de los modelos teóricos para las características corriente-voltaje que se describen en el texto [Bark67].

Por otro lado, Stratton, extendiendo el método de Murphy y Good [Murp56], derivó una expresión alternativa que incluye la dependencia de la corriente con la temperatura. En ésta aproximación, se considera que la corriente que fluye a través de la estructura está predominantemente asociada a los estados energéticos más próximos al nivel de Fermi en el cátodo. El método de Stratton permite incluir una variedad más amplia de barreras y temperaturas que en el caso de la aproximación HCS. Sin embargo, debido a esta generalidad, la ecuación de Stratton resulta un poco más complicada que la de los autores anteriormente citados. Básicamente, Stratton asumió que la probabilidad de túnel se puede desarrollar en serie de Taylor alrededor del nivel de Fermi según:

$$\ln D(E_x) = -\left[b + c(E_F - E_x) + f(E_F - E_x)^2 + \dots \right] \quad (\text{ec.2.18})$$

donde

$$b(V) = \alpha \int_{x_1}^{x_2} [\varphi(x, V)]^{1/2} dx \quad (\text{cc.2.19})$$

$$c(V) = \frac{1}{2} \alpha \int_{x_1}^{x_2} [\varphi(x, V)]^{1/2} dx \quad (\text{ec.2.20})$$

con α una constante y donde se ha despreciado el término cuadrático en el desarrollo dado por la ec. (2.18). Substituyendo en la fórmula de túnel, ec. (2.11), resulta la expresión:

$$J = \frac{4\pi me}{h^3 c^2(V)} \left\{ \frac{\pi c(V) kT}{\sin[\pi c(V) kT]} \right\} \exp[-b(V)] \{1 - \exp[-c(V) eV]\} \quad (\text{ec.2.21})$$

Por ejemplo, esta expresión ha sido considerada para películas delgadas de Al_2O_3 [Hart64b]. Tal como se ha visto, la diferencia entre ambos métodos presentados radica en la manera particular de calcular las probabilidades de túnel. En la aproximación HCS se desprecia la dependencia del coeficiente de transmisión con la energía, mientras que en la aproximación de Stratton solo se considera un rango energético cercano al nivel de Fermi. La fig. 2.3 nos muestra resultados comparativos hallados a partir de ambas aproximaciones [Bark67].

Los primeros resultados ampliamente aceptados que confirmaron el mecanismo de conducción por efecto túnel a través de SiO_2 llegaron a finales de los años sesenta con el trabajo de Lenzlinger y Snow [Lenz69]. Dichos autores mostraron que la densidad de corriente en función del voltaje aplicado a estructuras MOS con películas aislantes de entre 640 y 5000 Å de espesor estaba bien descrita por una expresión del tipo Fowler-Nordheim (ec. 2.1). El óxido había sido crecido térmicamente sobre silicio y la puerta de las estructuras analizadas era de aluminio. Observaron, entre otras cosas, que la corriente estaba limitada por el tipo de electrodo inyector (barrera interfacial), para lo cual realizaron mediciones sobre dispositivos con diversos metales de puerta. Por otro lado, señalaron que el valor de la masa efectiva utilizado para ajustar la característica I-V no era consistente con el valor de la masa efectiva requerida para ajustar la dependencia de la corriente con la temperatura. Para dar cuenta de esta inconsistencia, propusieron que la altura de la barrera de potencial catódica dependía de la temperatura. Durante este período, se sucedieron los primeros trabajos relacionados con túnel en óxidos ultra-delgados, en particular sobre cuestiones de túnel y estados interfaciales [Stua67, Dahl67, Card71, Card72, Ma74] y sobre el comportamiento de los portadores minoritarios en la interface Si-SiO₂ [Clar71, Kar74].

Una cuestión fundamental que surge en la evolución de estas ideas y que afecta el cálculo de la probabilidad de transmisión tiene que ver con la forma de la barrera de potencial que separa ambos electrodos. Ya desde los primeros trabajos en túnel se consideró el efecto de la carga imagen sobre el potencial en la barrera [Fowl28, Murp56]. En el caso de la barrera de potencial triangular, la formulación más simple consiste en considerar un potencial de la forma:

$$U(x) = E_F + \varphi - \frac{e^2}{4x} - Fx \quad (\text{ec.2.22})$$

donde se ha incluido un potencial de tipo coulombiano que representa una fuerza atractiva a cortas distancias de la interface inyectora.

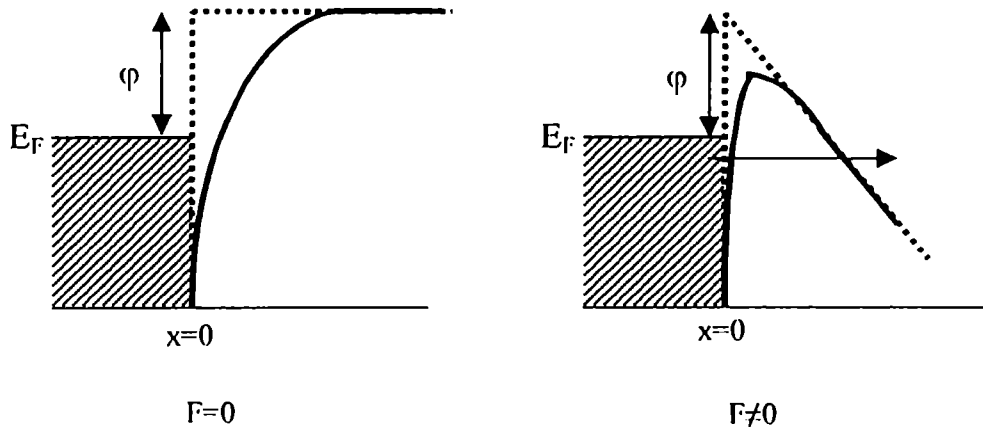


Fig. 2.4 – Efecto del potencial imagen en la barrera de potencial triangular

Resulta evidente, que dicha modificación en el potencial complica el problema desde el punto de vista analítico, ya que la barrera deja de ser estrictamente triangular. El concepto se puede extender naturalmente a barreras de potencial trapezoidales y numerosos autores han considerado, con variaciones, dicho efecto en los cálculos de la corriente de túnel [Gepp63,Sarn72,Gund73a,O'Ne86]. Aunque todavía algunos trabajos invocan el efecto imagen sobre la forma de la barrera [Sche97,Khil00], se puede asegurar que la inmensa mayoría de los trabajos mas recientes, en especial aquellos relacionados con óxidos ultra-delgados, han descartado por completo tal efecto. En este sentido, Weinberg ha aducido que aún en el caso de estar presente, tal efecto solo afectaría el tope de la barrera sin influir esencialmente sobre la distancia de túnel, el cual es el factor dominante que gobierna la corriente a través de la estructura [Wein82]. Por otro lado, Maserjian *et al* han asegurado, en base a sus resultados teóricos y experimentales, que para la simulación de la corriente de túnel no hace falta incluir para nada el efecto imagen en la barrera [Mase82]. También han surgido consideraciones mas críticas tal como la de Harstein *et al*, quienes sugieren que el efecto imagen no debe ser tratado de acuerdo al marco clásico particulista, sino que en todo caso debe formularse en términos de las funciones de onda electrónicas [Hars78]. Por otro lado, se cuestiona cuál es la respuesta temporal de los electrones en los electrodos para reaccionar frente al electrón que transita por túnel. Actualmente la cuestión del efecto imagen continúa siendo materia de debate de manera que la cuestión no ha sido totalmente dilucidada [Yang99]. En nuestro desarrollo no consideraremos para nada este efecto sobre la forma de la barrera de potencial.

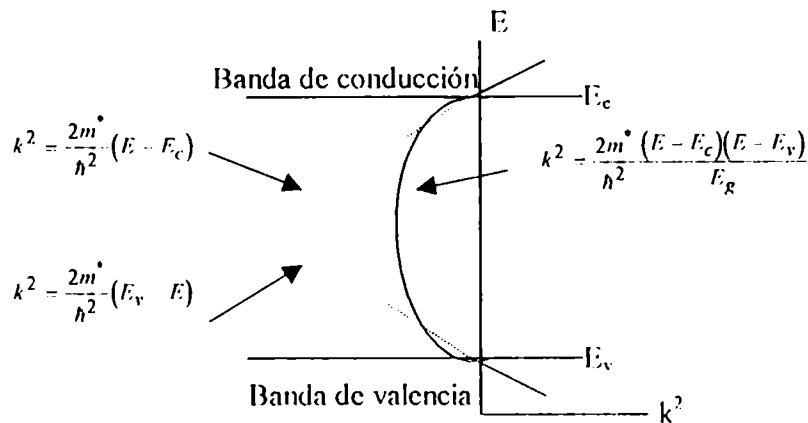


Fig. 2.5 - Relaciones de dispersión en la banda prohibida del aislante.

Una vez que queda determinada la forma de la barrera de túnel a considerar, debe establecerse qué forma funcional se asume para la relación de dispersión $k(E)$ en el cálculo del coeficiente de transmisión. Si bien en los primeros trabajos de túnel se consideraba la clásica relación de dispersión parabólica correspondiente al electrón libre (reemplazando la masa del electrón por una masa efectiva):

$$k(E) = \left(2m^*/\hbar^2\right)^{1/2} E^{1/2} \quad (\text{ec.2.23})$$

en los años sesenta, dicha expresión fue cuestionada debido a que es inconsistente con la condición de momentum nulo en el tope de la banda de valencia dentro del aislante. Para solucionar este problema surgieron básicamente dos modelos de dispersión:

- 1) *Modelo de dos bandas - una masa*: propuesto originalmente por Franz y Kane [Fran56,Kane57], esta relación de dispersión en la banda prohibida del aislante tiene la forma descrita por la línea sólida de la fig. 2.5. El modelo de dos bandas se considera como más realista en el sentido de que tiene en cuenta la existencia de ambas bandas distanciadas en una energía E_g . En esta aproximación solo se considera una única masa efectiva m^* y la expresión correspondiente es:

$$k(E) = \left(2m^*/\hbar^2\right)^{1/2} E^{1/2} \left(1 - E/E_g\right)^{1/2} \quad (\text{ec.2.24})$$

- 2) *Modelo de dos bandas - dos masas*: es muy similar al modelo anterior, solo que considera masas diferentes para ambas bandas en el aislante, m_c en la banda de conducción y m_v en la banda de valencia. La expresión correspondiente es:

$$k(E) = \left(2m_c/\hbar^2\right)^{1/2} E^{1/2} \left(1 - E/E_g\right)^{1/2} \left[1 - (1 - m_c/m_v)E/E_g\right]^{-1/2} \quad (\text{ec.2.25})$$

En numerosos trabajos se ha considerado para el cálculo de la corriente de túnel en estructuras MIM y MIS expresiones para la relación de dispersión tipo Franz-Kane: con una masa [Stra62a,Gund67,Gund71,Sarn72,Gund73b,Mase74b,Av-R81,Atan82,Tarr83,Camp85,Chak93] y con dos masas [Habi80,Majk93a]. La cuestión del valor de la masa efectiva con relación al modelo de dispersión considerado ha sido extensamente tratado en la ref. [Wein82]. En pocas palabras, Weinberg sostiene que una masa efectiva $m^*=0.5m_e$ en el modelo parabólico corresponde a una masa en el modelo de Franz-Kane de $m^*=0.635m_e$.

En principio, la relación de dispersión dentro de la banda prohibida del aislante puede hallarse combinando las curvas experimentales corriente-voltaje y corriente-espesor del aislante, y de hecho se ha constatado que en algunos casos no sigue ninguna de las expresiones anteriormente mencionadas [Blak87]. Sin embargo, el procedimiento ha sido criticado debido a las incertezas en el conocimiento de los parámetros físicos de la barrera de potencial asociada con el aislante [Gund73a]. La cuestión ha sido considerada en películas de AlN [Lewi66], InAs [Park68] y SiO₂ [Mase74b,Mode87]. Invirtiendo la expresión para la corriente de túnel, Kurtin *et al* han observado que la relación de dispersión en GaSe es parabólica cerca de la banda de valencia pero resulta extraordinariamente poco dependiente de la energía hacia el interior de la banda prohibida [Kurt70]. Un resultado similar en SiO₂ ha sido hallado por Modelli [Mode87], hecho que está en estrecha correspondencia con nuestra propia modelización del transporte electrónico.

El efecto de incluir en el tratamiento de la corriente de túnel una estructura de bandas en el electrodo semiconductor es primariamente el de eliminar estados finales accesibles a los portadores de corriente. Una segunda consecuencia es que parte de la tensión aplicada cae en el semiconductor debido a la baja densidad de portadores libres. Esto hace que se deba introducir en la modelización el efecto de la curvatura de bandas en el semiconductor. La tercera dificultad tiene que ver con el tipo de portador involucrado en la conducción: electrones o huecos. Aunque el tema está actualmente en discusión, en este trabajo solo consideraremos corriente de electrones. En este sentido, se ha sugerido que la altura de la barrera de potencial asociada a los huecos es al menos un electrón-volt mayor que la correspondiente a la de los electrones y por lo tanto la corriente de túnel de huecos, en caso de estar presente, es mucho menor [Card79,Ng80,IIsuc84,O'Ne86]. Por otro lado, si el substrato es tipo p, bajo polarización positiva, la corriente está limitada por la generación de carga en la zona de inversión del silicio [Lian83,Oh88]. No consideraremos tampoco efectos de cuantificación en el pozo de potencial asociado a la banda de conducción Si-interface SiO₂ [Wein77,Krie81].

2.3 Cálculo de la probabilidad de transmisión

En 1974, J. Maserjian y sus colaboradores mostraron que la corriente de túnel a través de una estructura MOS con un óxido de puerta ultra-delgado (2-4 nm) exhibía un comportamiento oscilatorio alrededor de la dependencia teórica predicha por la expresión de Fowler-Nordheim (cc. 2.1). Demostraron que dicho comportamiento podía analizarse en términos de una simple barrera de potencial trapezoidal con interfaces abruptas [Masc74a,Pete75]. Posteriormente, este punto de vista fue ligeramente modificado considerándose una interface gradual [Masc82,Masc88]. Dichos investigadores interpretaron el fenómeno ondulatorio como un efecto de las reflexiones resonantes de la onda electrónica en la interface anódica, en su caso, tal como en el nuestro, la interface Si-SiO₂. Como muestra esquemáticamente la fig. 2.6, a bajas tensiones la barrera de túnel es trapezoidal y no se establece una región resonante en la banda de conducción del aislante, de manera que no se observan oscilaciones en la corriente. Este régimen de conducción, no considerado en lo discutido previamente, se denomina régimen de túnel directo.

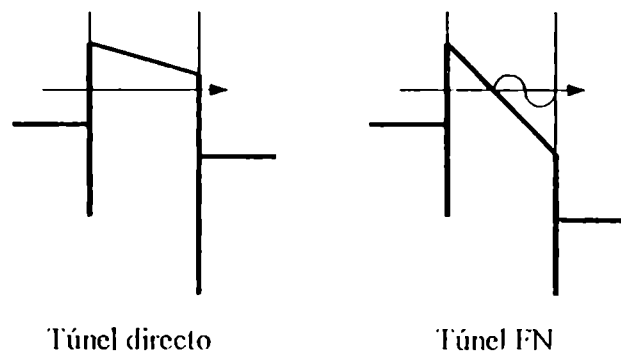


Fig. 2.6- Regímenes de túnel directo y Fowler-Nordheim

Estas investigaciones constituyeron las primeras observaciones de efectos de interferencia cuántica en sólidos, hoy en día ampliamente estudiadas en heteroestructuras de semiconductores crecidas por epitaxia molecular. En su momento, las implicaciones de estos resultados contradecían la creencia común de que el túnel a través de aislantes (materiales amorfos por naturaleza) estaba pobremente definido, y que la interface Si-SiO₂ era demasiado imperfecta para que tal fenómeno oscilatorio pudiera ser detectado experimentalmente [Duke69].

De acuerdo a lo que se ha mencionado, la barrera de potencial que presenta el óxido en una estructura MOS puede ser descrita en general por una barrera de potencial de forma trapezoidal, la cual, a tensiones altas se transforma básicamente en triangular. Para el análisis cuantitativo del fenómeno nos referiremos entonces al potencial que se ilustra en la fig. 2.7. En esta sección del trabajo compararemos el cálculo exacto de la probabilidad de túnel en función de la energía y del voltaje para barreras trapezoidales simétrica y

asimétrica con los resultados que se obtienen al aplicar la aproximación WKB. Veremos que ambas aproximaciones son equivalentes a menos del factor oscilante. Para ello, asumiremos una relación de dispersión parabólica dentro del aislante. Posteriormente, a partir del método matricial, extenderemos este resultado para una relación de dispersión arbitraria.

Según la aproximación WKB (ver APENDICE), la probabilidad de túnel se puede calcular a partir de la expresión general:

$$D(V, E_x) \cong \exp \left\{ - \frac{2\sqrt{2m}}{\hbar} \int_0^{x'} \sqrt{U(x, V) - E_x} dx \right\} \quad (\text{ec.2.26})$$

donde V es el voltaje aplicado a la estructura, E_x es la energía medida desde el fondo de la banda de conducción del electrodo derecho, m es la masa del electrón y U es la barrera de potencial, que en nuestro caso, esta definida por (ver fig. 2.7):

$$U(x, V) = U_0 - (eV + \Delta h)(x/s) \quad (\text{ec.2.27})$$

para $0 < x < s$, donde U_0 es el tope de la barrera de potencial, s es el espesor del aislante y $\Delta h = h_1 - h_2$ es la diferencia entre las alturas de las barreras interfaciales a tensión cero. La distancia de túnel x' resulta:

$$x' = \begin{cases} s & 0 \leq eV \leq W_2 \\ x_1 = \frac{W_2 - E_x}{eV + \Delta h} s & eV \geq W_2 \end{cases} \quad (\text{ec.2.28})$$

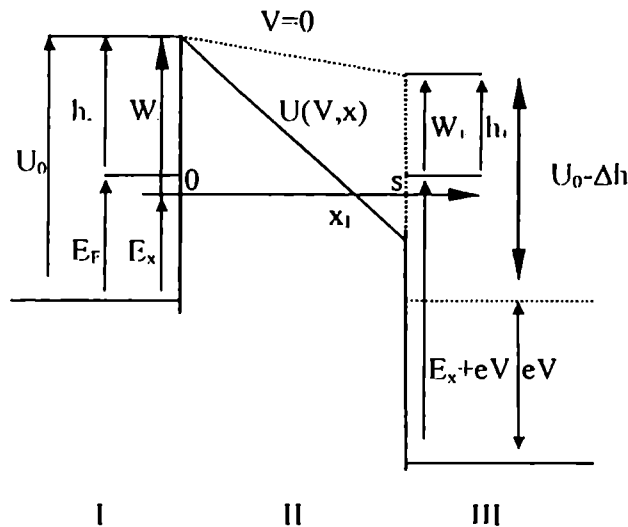


Fig. 2.7- Diagrama energético de una estructura MIM polarizada

Efectuando la integral, ec. (2.26), se obtiene la probabilidad de túnel para los regímenes de túnel directo y FN:

$$D \cong \begin{cases} \exp\left[-\frac{2}{3} \frac{W_-^{3/2} - (W_- - eV)^{3/2}}{as} \right] & 0 \leq eV \leq W_+ \\ \exp\left[-\frac{2}{3} \frac{W_-^{3/2}}{as} \right] & eV \geq W_+ \end{cases} \quad (\text{ec.2.29})$$

donde

$$a = \frac{2\sqrt{2m}}{\hbar} = 1.025 \text{ \AA}^{-1} eV^{-1/2} \quad (\text{ec.2.30})$$

para la masa del electrón libre. Cabe aclarar que la ec. (2.29) es válida en tanto y en cuanto consideremos energías por debajo del tope de la barrera de potencial, tal como lo requiere la aproximación WKB. Pasemos ahora al cálculo exacto.

Seguiremos el procedimiento desarrollado por Gundlach [Gund66]. Debemos resolver la ecuación de Schrödinger independiente del tiempo para el caso unidimensional:

$$\frac{d^2 \psi}{dx^2} - \frac{2m}{\hbar^2} [U(x) - E_x] \psi(x) = 0 \quad (\text{ec.2.31})$$

La fig. 2.7 nos muestra las tres regiones en las que debemos descomponer el problema. Consideramos entonces:

$$U(x) - E_x = \begin{cases} -E_x & \text{I} \\ W_- - (eV + \Delta h)(x/s) & \text{II} \\ -(E_x + eV) & \text{III} \end{cases} \quad (\text{ec.2.32})$$

En las regiones I y III planteamos las siguientes funciones de onda:

$$\psi_1 = A_1 e^{ik_1 x} + B_1 e^{-ik_1 x} \quad (\text{ec.2.33})$$

y

$$\psi_3(x) = A_3 e^{ik_3 x} \quad (\text{ec.2.34})$$

donde

$$k_1 = \frac{a}{2} \sqrt{\bar{E}_x} \quad \text{y} \quad k_3 = \frac{a}{2} \sqrt{\bar{E}_x + e\bar{V}} \quad (\text{ec.2.35})$$

En la región II, debemos resolver la ecuación:

$$\frac{d^2 \psi_2(x)}{dx^2} - \frac{2m}{\hbar^2} \left[W_- - (eV + \Delta h) \frac{x}{s} \right] \psi_2(x) = 0 \quad (\text{ec.2.36})$$

Efectuando los cambios de variable:

$$\frac{2m}{\hbar^2} W_- = \frac{\lambda}{l^2} \quad \text{y} \quad \frac{2m}{\hbar^2} \frac{eV + \Delta h}{s} = \frac{1}{l^3} \quad (\text{ec.2.37})$$

resulta la ecuación:

$$\frac{d^2 \psi_2(x)}{dx^2} - \frac{1}{l^2} \left[\lambda - \frac{x}{l} \right] \psi_2(x) = 0 \quad (\text{ec.2.38})$$

Si llamamos

$$z = \lambda - \frac{x}{l} = \left\{ \frac{as}{2(eV + \Delta h)} \right\}^{2/3} \left[W_- - (eV + \Delta h) \frac{x}{s} \right] \quad (\text{ec.2.39})$$

resulta la siguiente ecuación diferencial:

$$\frac{d^2 \psi_2(z)}{dz^2} - z \psi_2(z) = 0 \quad (\text{ec.2.40})$$

cuya solución general es del tipo:

$$\psi_2(x) = A_2 Ai(z(x)) + B_2 Bi(z(x)) \quad (\text{ec.2.41})$$

donde Ai y Bi son las funciones de Airy. Las constantes B_1 , A_2 , B_2 y A_3 se hallan a partir de las condiciones de empalme para las funciones de onda y sus derivadas:

$$\begin{aligned}
\psi_1(x=0) &= \psi_2(x=0) \\
\psi_2(x=s) &= \psi_3(x=s) \\
\frac{d\psi_1(x=0)}{dx} &= \frac{d\psi_2(x=0)}{dx} \\
\frac{d\psi_2(x=s)}{dx} &= \frac{d\psi_3(x=s)}{dx}
\end{aligned} \tag{ec.2.42}$$

y la probabilidad de túnel a partir de:

$$D = \frac{k_3}{k_1} \frac{|A_3|^2}{|A_1|^2} \tag{ec.2.43}$$

de donde, reemplazando apropiadamente, resulta la expresión general:

$$\begin{aligned}
D = \frac{k_3}{k_1} \frac{4}{\pi^2} & \left[\left(\frac{z'}{k_1} \{ Ai'(z_0) Bi'(z_s) - Ai'(z_s) Bi'(z_0) \} + \frac{k_3}{z'} \{ Ai(z_0) Bi(z_s) - Ai(z_s) Bi(z_0) \} \right)^2 + \right. \\
& \left. + \left(\frac{k_3}{k_1} \{ Ai(z_s) Bi'(z_0) - Ai'(z_0) Bi(z_s) \} + Ai(z_0) Bi'(z_s) - Ai'(z_s) Bi(z_0) \right)^2 \right]^{-1}
\end{aligned} \tag{ec.2.44}$$

con

$$\begin{aligned}
z_0 &= \left(\frac{as}{2(eV + \Delta h)} \right)^{2/3} W_+ \\
z_s &= \left(\frac{as}{2(eV + \Delta h)} \right)^{2/3} (W_- - eV) \\
z' &= - \left(\frac{a^2}{4} \frac{eV + \Delta h}{s} \right)^{1/3} \\
Ai'(z_0) &= \frac{d}{dz} Ai(z) \Big|_{x=0} \\
Bi'(z_0) &= \frac{d}{dz} Bi(z) \Big|_{x=0} \\
Ai'(z_s) &= \frac{d}{dz} Ai(z) \Big|_{x=s} \\
Bi'(z_s) &= \frac{d}{dz} Bi(z) \Big|_{x=s}
\end{aligned} \tag{ec.2.45}$$

Alternativamente, las funciones de Airy se pueden expresar en términos de las funciones de Bessel según:

$$Ai(z) = \frac{\Gamma(2/3)}{3^{1/3}} \sqrt{z} J_{-1/3}\left(\frac{2}{3}z^{3/2}\right)$$

$$Bi(z) = 3^{1/3} \Gamma(4/3) \sqrt{z} J_{1/3}\left(\frac{2}{3}z^{3/2}\right)$$
(ec.2.46)

donde Γ es la función gamma.

Compararemos a continuación el comportamiento de las expresiones (2.29) y (2.44) para valores típicos de los parámetros de la barrera MOS (las rutinas utilizadas se pueden encontrar en el APENDICE de este trabajo). Los valores de estos parámetros considerados para fines demostrativos son: $E_f=10$ eV, $h_i=h_o=3$ eV y $s=5$ nm, salvo que se especifique lo contrario. La fig. 2.8 muestra el cálculo de la probabilidad de túnel en función de la energía según la aproximación WKB y según el cálculo exacto para una barrera simétrica con potencial aplicado nulo. Básicamente, se observa que la diferencia entre ambas curvas está dada por un prefactor aproximadamente constante. El rango de energía considerado corresponde a $\pm 50kT$ por encima y por debajo del nivel de Fermi.

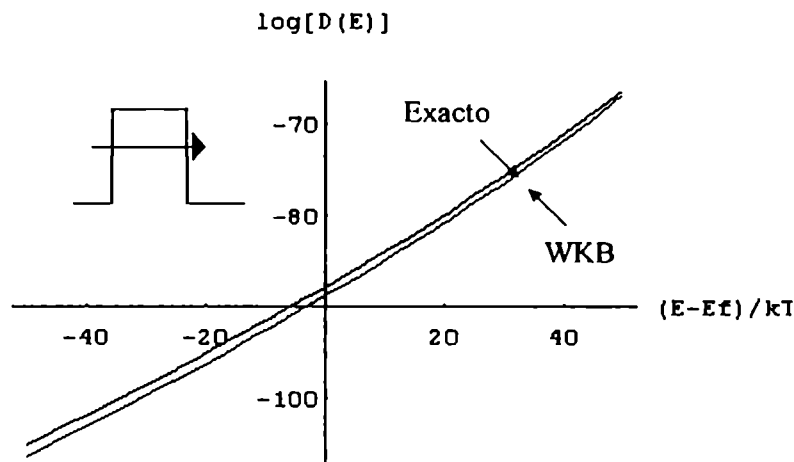


Fig. 2.8 - Probabilidad de túnel en función de la energía alrededor del nivel de Fermi. E_f es el nivel de Fermi del electrodo inyector. La tensión aplicada es nula.

La fig. 2.9 muestra la probabilidad de túnel en función de la tensión aplicada para la energía correspondiente al nivel de Fermi. El cálculo exacto nos muestra unas pequeñas oscilaciones en la probabilidad, las cuales, como ya se ha indicado anteriormente, están asociadas a la reflexión parcial de la función de onda en la interfaz anódica. Nótese que estas oscilaciones se producen solamente cuando se entra en el régimen de barrera triangular. Dicha transición, para los valores asignados a los parámetros, se produce aproximadamente a los 3 V.

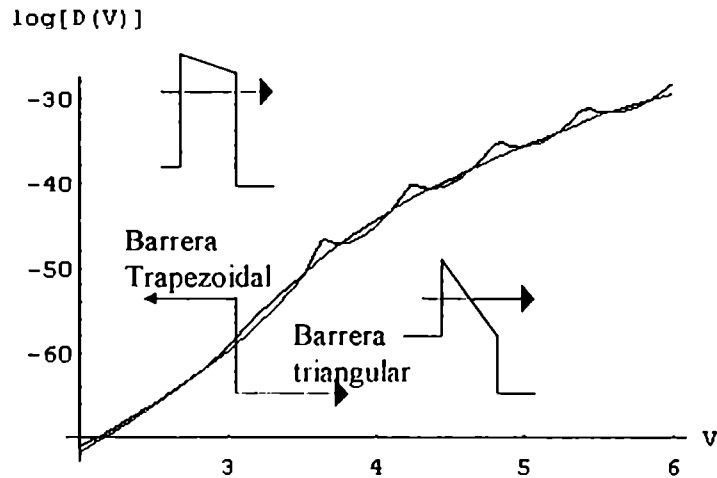


Fig. 2.9 - Probabilidad de túnel para ambos casos en función de la tensión aplicada. Las curvas están calculadas para $E = E_f$.

La fig. 2.10 nos muestra el detalle de tales oscilaciones en relación con la probabilidad predicha por la aproximación WKB. Nótese que la amplitud de las oscilaciones disminuye a medida que aumenta la tensión aplicada y que ambas curvas están distanciadas por un factor constante. Es decir la diferencia ente el valor medio del calculo exacto y el aproximado es solo una constante multiplicativa.

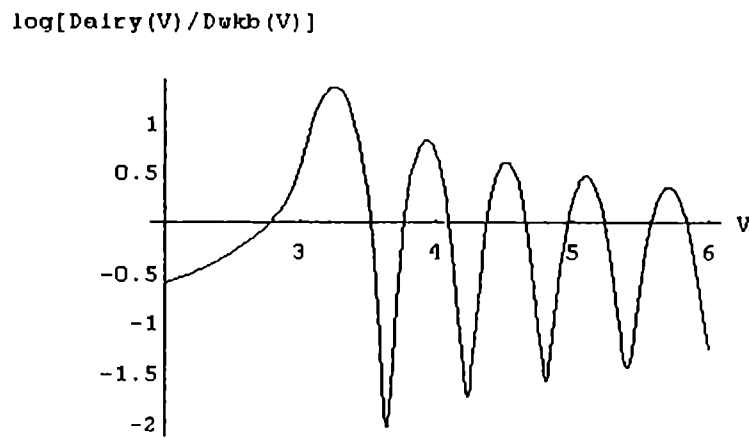


Figura 2.10 - Diferencia entre el valor WKB y el exacto en función del voltaje.

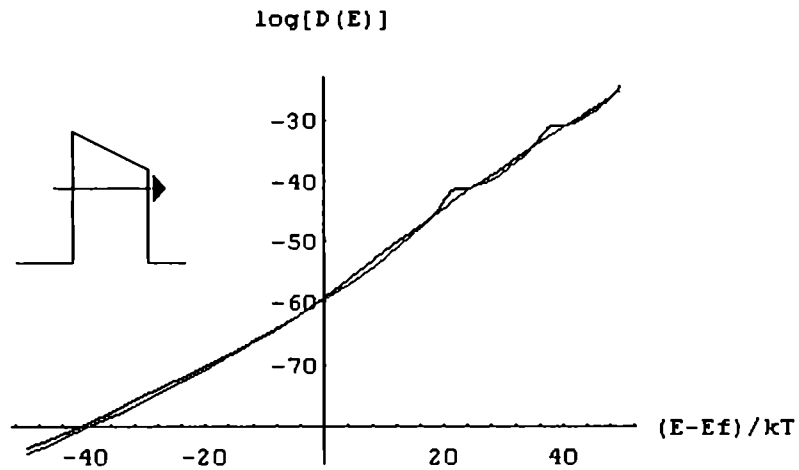


Figura 2.11 - Probabilidad de túnel en función de la energía. La tensión aplicada es nula.

Consideraremos a continuación el efecto de tener una barrera asimétrica, es decir con $\Delta h=1$ eV. Tal como se observa en la fig. 2.11, el comportamiento oscilatorio se sigue conservando, quedando bien diferenciados los regímenes de túnel directo y FN. El detalle de la transición trapezoidal-triangular se muestra en la fig. 2.12. Nótese nuevamente que la diferencia entre ambos cálculos está dada por un prefactor constante cuando ambas probabilidades se evalúan en función de la energía.

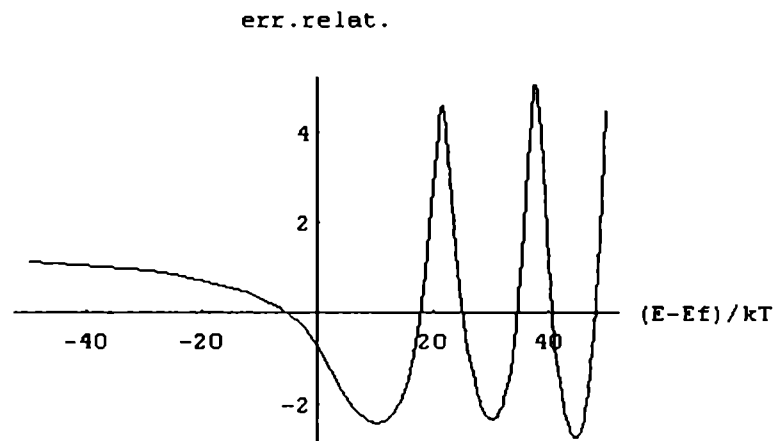


Figura 2.12 - Diferencia entre el valor WKB y el exacto.

Finalmente, las figs. 2.13 y 2.14 nos muestran el comportamiento oscilatorio en función de la tensión para una energía fija y barrera asimétrica. Es importante señalar que las oscilaciones comienzan a partir de los 2 V, en coincidencia con el establecimiento de la barrera triangular.



Fig. 2.13 - Probabilidad de túnel para ambos métodos en función del voltaje. La energía de referencia es el nivel de Fermi E_f .

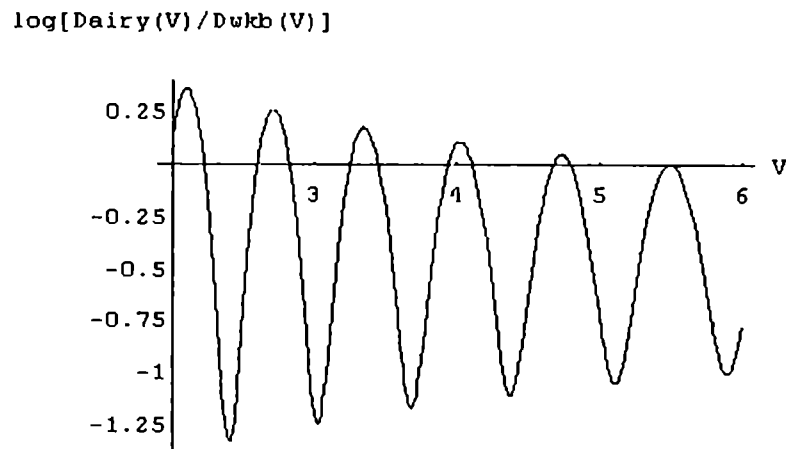


Figura 2.14 - Diferencia entre el valor WKB y el exacto.

Resultados similares para estructuras MIM, en cuanto a la separación de ambas curvas, la del cálculo exacto y la correspondiente al cálculo por la aproximación WKB, han sido hallados por Politzer al resolver numéricamente la ec. de Schrödinger [Poli66]. Mas recientemente un análisis comparativo ha sido desarrollado en la ref. [Shih98]. En las estructuras MOS, el fenómeno oscilatorio también ha sido extensamente estudiado tal como se mostrará en las siguientes secciones. En la sección 2.6, aplicaremos estas consideraciones al cálculo de la corriente de túnel.

2.4 Modelización analítica de la corriente de túnel

Cuando el óxido de puerta en una estructura MOS es suficientemente delgado, es posible observar experimentalmente tanto el régimen de conducción de Fowler-Nordheim (FN) como el de túnel directo. Como ya se ha visto, el primero de estos mecanismos de conducción está asociado a altos campos eléctricos en el aislante, mientras que el segundo aparece a bajos campos eléctricos, de manera que solo es posible observarlo cuando el aislante es muy delgado. En esta sección, haremos una breve descripción de las distintas aproximaciones que se han utilizado para describir la corriente de túnel a través de una estructura MOS. Sin embargo, es de hacer notar que la mayor parte de los trabajos publicados con relación a este tema se dividen entre aquellos que tratan el túnel directo y el túnel FN en términos de la aproximación WKB y aquellos que solo tratan el túnel FN con oscilaciones dejando totalmente de lado el análisis del régimen de túnel directo. Esto no es una casualidad sino que demuestra la dificultad en hallar un marco apropiado para una descripción consistente de ambos regímenes. En este sentido, y de acuerdo a lo publicado en la literatura acerca del tema hasta la actualidad, se puede afirmar que ningún modelo ha tratado simultáneamente ambos regímenes de conducción incluyendo el fenómeno oscilatorio y que sus predicciones hayan sido contrastadas con resultados experimentales. Ese será nuestro objetivo a lo largo de las próximas secciones.

Ya en 1974, Maserjian *et al* habían demostrado que un modelo para la corriente de túnel basado en el cálculo de la probabilidad de transmisión correspondiente a una barrera de potencial trapezoidal, con una relación de dispersión estrictamente parabólica, era en cierto grado inconsistente con los resultados experimentales [Mase74a, Mase74b]. Con el propósito de dar cuenta de estas discrepancias, Maserjian *et al*, además de considerar una relación de dispersión del tipo Franz en el aislante, introdujeron el concepto de banda de conducción indirecta en el silicio. Según dichos autores, la existencia de dicha banda indirecta era responsable de una atenuación de la corriente de túnel directo con una dependencia aproximadamente exponencial con la diferencia de energía por debajo del fondo de la banda directa (ver fig. 2.15).

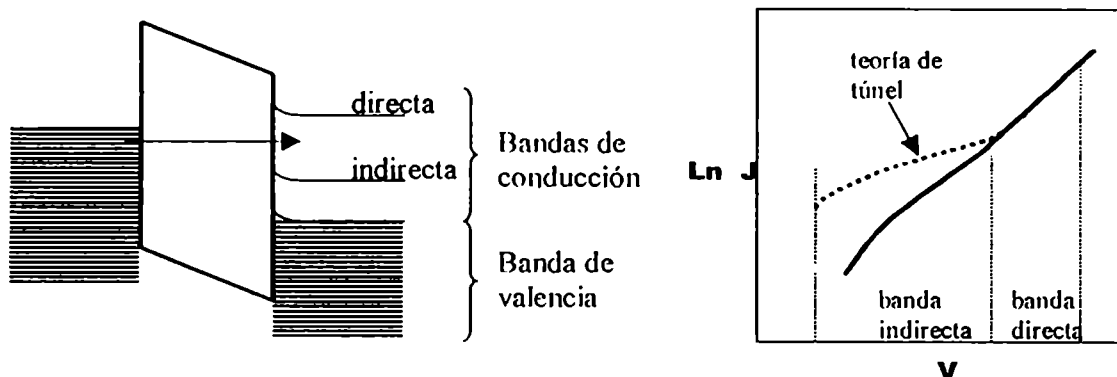


Fig. 2.15- Diagrama energético de la estructura MIS considerada por Maserjian *et al* y su efecto en el cálculo de la corriente de túnel.

Notoriamente, observaron que esta atenuación era independiente del espesor. Este efecto de atenuación sobre la corriente de túnel no fue reconsiderado sino recién hasta su tratamiento en las refs. [Faig96] y posteriormente en [Mira97a]. Sobre esta cuestión, que involucra nuestra propia representación del problema de túnel, volveremos en la siguiente sección.

Comenzaremos nuestra descripción sobre los trabajos de túnel con aquellas publicaciones que dan cuenta del régimen de túnel directo basándose en la aproximación WKB. Por una cuestión de espacio disponible, discutiremos solamente algunos de los modelos propuestos en la última década. En primer lugar, cabe mencionar el modelo propuesto por Schuegraf *et al* en 1992 [Schu92, Depa95a, Wei00a]. Dichos autores consideran que a altos campos la corriente está dada por la expresión de FN, mientras que en el régimen de túnel directo hallan que la corriente está dada por la expresión:

$$J_{DI} \approx \frac{A F_{ox}^2}{\left[1 - \left(\frac{\Phi - eV_{ox}}{\Phi}\right)^2\right]^2} \exp\left[-B \frac{\left(\Phi^3 - (\Phi - eV_{ox})^3\right)/\Phi}{F_{ox}}\right] \quad (ec.2.47)$$

donde $F_{ox} = V_{ox}/t_{ox}$ es el campo en el óxido y Φ es la altura de la barrera catódica. A y B son las constantes de la expresión de FN (ec. 2.1). La fig. 2.16 nos muestra las simulaciones a partir de dicho modelo. En particular, se ve que para el óxido de 2.9 nm, donde el rango de túnel directo es importante, el ajuste no resulta demasiado bueno. Es importante señalar que el régimen de túnel directo corresponde a voltajes menores que 3.5-4 V.

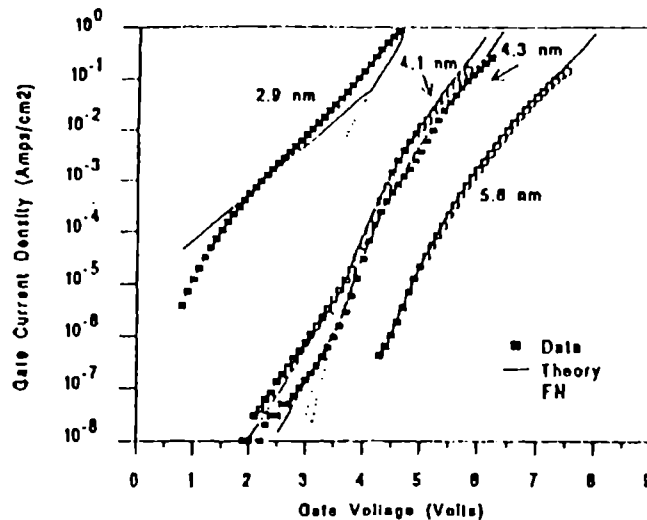


Fig. 2.16- Corrientes de túnel y resultados teóricos obtenidos por el modelo de Schuegraf [Schu92].

Nagano *et al* [Naga94], a partir de la probabilidad de túnel para una barrera trapezoidal calculada según la aproximación WKB, hallan una expresión para la corriente de túnel directo:

$$J_{DT} = \frac{e}{4\pi^2 \hbar t_{ox}^2} \frac{m}{m^*} \exp \left[-2 \frac{(2m^*)^{1/2}}{\hbar} \Phi^{3/2} t_{ox} + \frac{(2m^* \Phi)^{1/2}}{2\hbar} e F t_{ox}^2 \right] \quad (\text{ec.2.48})$$

donde m es la masa del electrón libre y m^* es la masa efectiva del electrón en el SiO₂. En este marco, los autores obtienen una masa efectiva relativa de 0.36. Los resultados que se obtienen con la expresión (2.48) se muestran en la fig. 2.17.

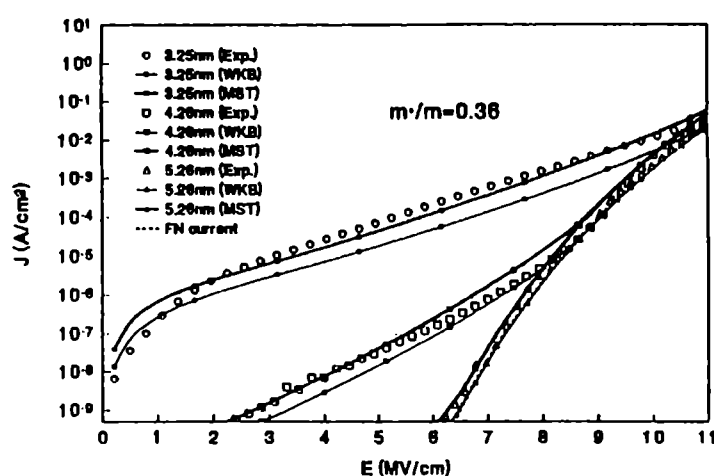


Fig 2.17- Corrientes de túnel y resultados teóricos obtenidos por el modelo de Nagano [Naga94].

Es importante hacer notar que, de las expresiones (2.47) y (2.48), surge que la dependencia de la corriente de túnel directo con el espesor del óxido es diferente para ambos modelos. Para compensar este tipo de inconsistencia, es necesario introducir masas efectivas diferentes en la banda prohibida del aislante según se utilice la expresión de túnel directo o la de túnel FN (recordemos que la masa que se obtiene a partir de la expresión de FN, asumiendo una barrera catódica de 3.2 eV, es 0.5-0.55), incluso masas efectivas dependientes del espesor [Hiro93, Sche97, Khai00].

Actualmente, se considera que el modelo propuesto por Register *et al* es el que mejores resultados proporciona cuando se analiza aisladamente el régimen de túnel directo [Regi97, Yang00]. En dicho modelo se considera el túnel desde el primer estado cuantificado en el pozo de potencial asociado a la banda de conducción del semiconductor y la frecuencia de impacto f de cada electrón sobre la interfaz Si-SiO₂. También se invocan la

probabilidad de túnel WKB corregida por un prefactor asociado a la interferencia de las ondas electrónicas que surge como producto de las discontinuidades del potencial y una relación de dispersión del tipo Franz de una masa. En este marco, la corriente de túnel directo se calcula según:

$$J \approx QfT \quad (\text{cc.2.49})$$

donde Q es la carga disponible para tunear (proporcional al campo eléctrico en el óxido), f es la frecuencia de impacto y T la probabilidad de transmisión. Los resultados que se obtienen utilizando una masa efectiva de $0.61m_e$ se muestran en la fig. 2.18. Es de hacer notar que si bien los resultados del ajuste son muy buenos, el rango de voltaje cubierto está entre los 0 y los 2 V, es decir un rango muy limitado. Otro modelo interesante para el rango de túnel directo ha sido propuesto por Yang *et al* [Yang99].

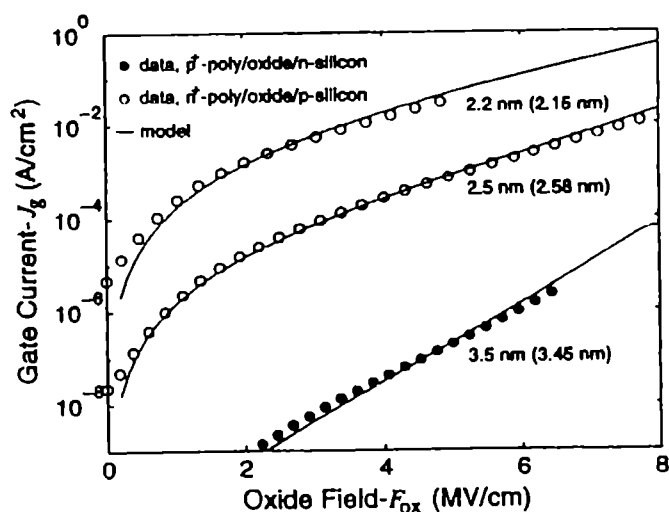


Fig 2.18- Corrientes de túnel y resultados teóricos obtenidos por el modelo de Register [Regi97].

Los modelos a los que hemos hecho alusión hasta ahora hacen uso esencialmente del método WKB para el cálculo de la probabilidad de túnel. Como resulta natural, el siguiente paso en la modelización de la corriente de túnel consiste en incorporar el fenómeno oscilatorio observable en el régimen FN. Maserjian *et al* fueron los primeros en atribuir dicho fenómeno en la corriente de túnel a la interferencia de las ondas electrónicas al reflejarse en la interface Si-SiO₂. Dichos autores simulaban la corriente de túnel a partir de una modulación de la expresión FN “clásica”. Una manera alternativa para describir la corriente de FN es [Mase82]:

$$J_0 = BF^2 \exp(-2K\phi_m/eF) \quad (\text{cc.2.50})$$

donde B es una constante, F es el campo en el óxido, Φ_m es la barrera catódica y K es el valor medio del número de onda en el aislante. Se puede demostrar que la ec. (2.50) es válida en general para una barrera trapezoidal, independientemente de que relación de dispersión particular se considere dentro de la banda prohibida del aislante. Para dar cuenta de las oscilaciones, Maserjian *et al* introdujeron un factor:

$$\bar{b} = (2\kappa_1/eF)^2 \int_0^{\infty} b(E') \exp(-2\kappa_1 E'/eF) E' dE' \quad (\text{ec.2.51})$$

donde el término b está relacionado con las funciones de Airy según:

$$b = (\alpha k_s / \pi) / \{k_s Ai^2(-\alpha x_1) + \alpha Ai'^2(-\alpha x_1)\} \quad (\text{ec.2.52})$$

con Ai y Ai' la función de Airy y su derivada, k_s el número de onda en el silicio, K_1 una constante, x_1 la distancia de túnel a una energía E' y α un coeficiente de normalización para la función de Airy. Esta dependencia funcional surge del análisis de la solución general de la expresión de túnel a través de la barrera de potencial trapezoidal en el régimen de barrera triangular (ec. 2.44). Finalmente, la corriente se calcula como el producto del término oscilatorio dado por la expresión clásica de FN, ec. (2.50) y la ec.(2.51):

$$J = \bar{b} J_0 \quad (\text{ec.2.53})$$

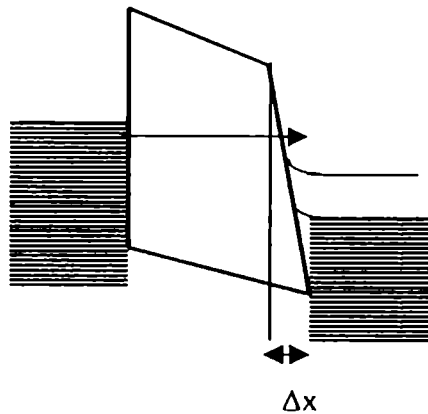


Fig. 2.19- Diagrama energético de la barrera de potencial con interface gradual [Mase82].

Nótese, que la ec. (2.52) no es mas que la expresión de la probabilidad de túnel para el caso de una barrera de potencial triangular. Tal como se mostrará más adelante, el modelo descrito no se puede extender de manera consistente para dar cuenta de las

mediciones experimentales en el régimen de túnel directo. Para solucionar esta cuestión, los mismos autores introdujeron en sus últimos trabajos relacionados con este tema, un espesor de barrera no constante dependiente de la energía para el régimen de túnel directo y atribuyeron este fenómeno a la existencia de una región de transición adyacente a la interfaz con el silicio (ver fig. 2.19) [Mase82]. Pese a haber incorporado este factor, los autores prácticamente no hacen demasiada referencia al rango de túnel directo. A manera de ejemplo, lo máximo que se muestra se ilustra en la fig. 2.20.

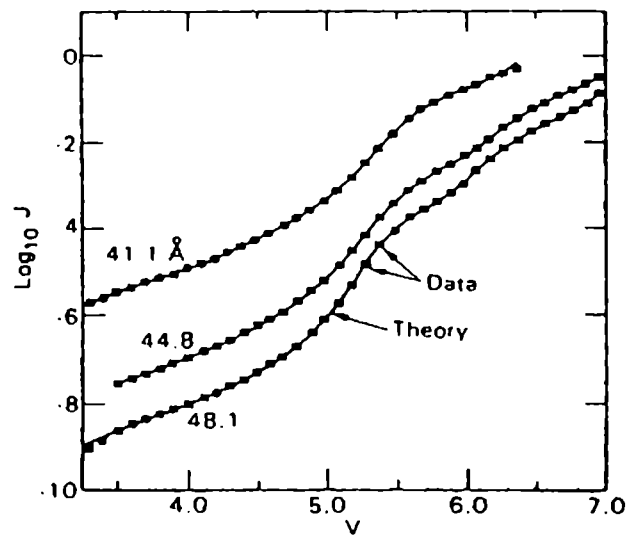


Fig. 2.20 - Corrientes de túnel y resultados teóricos obtenidos por el modelo de Maserjian [Mase88].

Es importante señalar que dichos problemas en la modelización son también señalados por los propios autores [Mase88]. Por otro lado, en el mismo trabajo, se muestra que para lograr un ajuste satisfactorio con las curvas experimentales se requiere que la altura de la barrera catódica simultáneamente disminuya con el espesor del aislante. Obtienen una masa efectiva relativa de 0.56 dentro del aislante y aclaran que no observan oscilaciones cuando se inyecta carga desde el silicio hacia el metal.

Otro modelo semi-empírico de túnel que tiene en cuenta las oscilaciones en la corriente de túnel FN ha sido desarrollado por Brière *et al* [Brie97], el cual tiene algunos puntos en común con el modelo presentado anteriormente. La aproximación está también basada en las funciones de Airy pero la probabilidad de transmisión se calcula según:

$$D(E) = m(E) \exp \left[-K \frac{(\Phi - E)^{3/2}}{F} \right] \quad (\text{ec.2.54})$$

con el factor de modulación cuántica $m(E)$ dado por:

$$m(E) = \left[\pi \left[k_s^2 Ai^2(-ax_1) + a^2 Ai'^2(-ax_1) \right]^{-1} \right] \exp(-x_1/\lambda) + 1 \quad (\text{ec.2.55})$$

donde $K = (4/3\hbar)\sqrt{2qm_{ox}}$, $a = (2m_{cb}qF/\hbar)^{1/3}$, $x_1 = t_{ox} - (\Phi - E/F)$ es la distancia de túnel evaluada a la energía E , $k_s = (2mq\Phi/\hbar^2)^{1/2}$ es el número de onda en el silicio, Φ es la altura de la barrera catódica, λ es el camino libre medio en el óxido, m_{cb} y m_{ox} son las masas efectivas en la banda de conducción y en la banda prohibida del óxido, respectivamente. F es el campo eléctrico en el óxido, Ai y Ai' es la función de Airy y su derivada. Nótese que, adicionalmente, este modelo introduce un factor de atenuación exponencial en función de la distancia de túnel o equivalentemente de la energía que afecta al término ondulatorio. De esta manera, se controla la amplitud de las oscilaciones a partir de su envolvente. En este trabajo no se discute en absoluto el régimen de túnel directo.

Faltaría citar algunos trabajos en los que el fenómeno oscilatorio en la corriente de túnel ha sido estudiado desde otros puntos de vista: por transporte balístico de tipo Monte Carlo [Fisc88], trayectorias de Bohm [Suñe97] y reflexiones múltiples de ondas elementales [Mao00b]. Por otro lado, las oscilaciones en la corriente de túnel también constituyen una herramienta importante en la determinación del espesor del óxido [Hebe96, Mao00a, Mao00b, Almc00]. La dependencia de la corriente con el signo de la tensión de puerta y sus oscilaciones también han sido estudiadas en estructuras MOS bajo condiciones de iluminación [Hebe97].

2.5 Método matricial para la probabilidad de túnel

Si se desea profundizar en la descripción del fenómeno de túnel en dispositivos reales, una posibilidad es extender lo desarrollado en la sección anterior a barreras de potencial de perfil arbitrario, en las que la relación de dispersión dentro del material aislante se pueda apartar de una dependencia estrictamente parabólica. Para estos casos, existen diversas técnicas que nos permiten hallar la probabilidad de transmisión. Además está decir que la más utilizada, por su simplicidad, es la aproximación WKB para el caso de relaciones de dispersión arbitrarias. Sin embargo, como dicha aproximación no considera las ondas de probabilidad reflejadas, es obvio que no puede dar cuenta del fenómeno oscilatorio en la corriente. Otros métodos que podemos mencionar y que sí proporcionan información completa sobre este comportamiento son por ejemplo la técnica de la impedancia de onda [Khor88, Zebd92] o directamente la resolución de la ec. de Schrödinger por métodos numéricos [Chan82, Fazl91, Pola93].

Nosotros utilizaremos otro método conocido como el formalismo de las matrices de transmisión. En pocas palabras, se trata de discretizar la barrera de potencial en cuestión en pequeñas barreras rectangulares y así aprovechar su sencillo tratamiento matemático [O'Ne86,Ando87]. Adicionalmente, con ligeras modificaciones, este método puede utilizarse para el cálculo de los estados ligados en el pozo de potencial cercano a la interfaz Si-SiO₂ [Cass00] o los estados resonantes en heteroestructuras de semiconductores [Ando87]. La fig. 2.21 nos muestra esquemáticamente el perfil discretizado de una barrera de potencial arbitraria en segmentos de igual longitud. En cada uno de los tramos, la energía potencial se considera constante, y en el límite, si las divisiones se hacen más y más delgadas, se recupera la variación continua exhibida por la barrera original. Desde el punto de vista del cálculo, una discretización demasiado elevada puede influir severamente en la propagación de los errores. Nosotros hemos utilizados barreras elementales de 0.1 nm en todos los casos. En particular, aplicaremos este procedimiento a la barrera de potencial trapezoidal, considerando relaciones de dispersión no parabólicas dentro del aislante.

Supongamos que nuestra barrera de potencial esta dada por una función $U(x)$ y que la descomponemos en N segmentos. Consideramos entonces la discretización:

$$U_j = U \left[\frac{x_{j+1} + x_j}{2} \right] \quad j = 0, 1, 2, \dots, N \quad (\text{ec. 2.56})$$

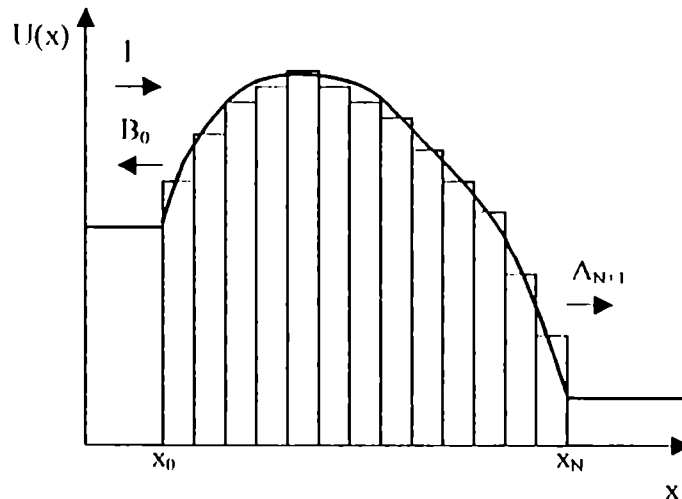


Fig. 2.21- Barrera de potencial de perfil arbitrario y su discretización en barreras rectangulares elementales.

El cátodo corresponde a la posición x_0 y el ánodo a la x_{N+1} . Como es usual, proponemos que la función de onda φ_j en la j -ésima barrera, asociada a un electrón con energía E que incide normalmente a la barrera, está dada por:

$$\varphi_j(x) = A_j \exp(ik_j x) + B_j \exp(-ik_j x) \quad (\text{ec.2.57})$$

con A_j y B_j constantes y donde el número de onda, en el caso general, está dado por:

$$k_j = f(E, m_j, x_j) \quad (\text{ec.2.58})$$

con f una función tal que si E es menor que U_j , k_j es complejo de manera que las exponenciales complejas en la ec. (2.57) se transforman en exponenciales reales. Aplicando las condiciones de continuidad para la función de onda y su derivada en cada x_j , es posible establecer la siguiente relación matricial:

$$\begin{pmatrix} A_j \\ B_j \end{pmatrix} = \prod_{l=0}^{j-1} M_l \begin{pmatrix} A_0 \\ B_0 \end{pmatrix} \quad (\text{ec.2.59})$$

donde

$$M_l = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} (1 + S_l) \exp[-i(k_{l-1} - k_l)x_l] & (1 - S_l) \exp[-i(k_{l-1} + k_l)x_l] \\ (1 - S_l) \exp[i(k_{l+1} - k_l)x_l] & (1 + S_l) \exp[i(k_{l+1} - k_l)x_l] \end{pmatrix} \quad (\text{ec.2.60})$$

y

$$S_l = k_l / k_{l+1} \quad (\text{ec.2.61})$$

Como la probabilidad de transmisión de una barrera es una característica de la barrera y por lo tanto independiente de la forma particular de la onda incidente, podemos elegir $A_0=1$. Por otro lado, como en el infinito no hay onda reflejada asumimos, como es usual, $B_{N+1}=0$. A partir de la ecuación (2.59), obtenemos la probabilidad de transmisión:

$$A_{N+1} = \frac{m_{N+1}^* k_0}{m_0^* k_{N+1}} \frac{1}{M_{22}} \quad (\text{ec.2.62})$$

$$D(E) = \frac{m_0^* k_{N+1}}{m_{N+1}^* k_0} |A_{N+1}|^2 \quad (\text{ec.2.63})$$

donde

$$M = \begin{pmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{pmatrix} = \prod_{l=0}^N M_l \quad (\text{ec.2.64})$$

Las masas $m_{N,1}^*$ y m_0^* representan las masas efectivas electrónicas en el ánodo y en el cátodo, respectivamente. El método matricial ha sido ampliamente utilizado con relaciones de dispersión no parabólicas [Mui89]. También este procedimiento ha sido aplicado en la llamada aproximación ESDEM (energy- and spatial-dependent effective mass) [Houn93, Kim94]. Desde el punto de vista teórico, una justificación para el uso de relaciones de dispersión no parabólicas ha sido propuesta en la ref. [Gonz96].

2.6 Modelización semi-empírica de la corriente de túnel

En esta sección, presentaremos resultados experimentales obtenidos en el LFDM de la FI-UBA y los analizaremos en términos de un modelo de conducción propuesto en el mismo. Inicialmente, dicho modelo fue desarrollado a partir de la aproximación WKB para el cálculo de la probabilidad de túnel y posteriormente fue ampliado considerando el formalismo matricial desarrollado en la sección anterior. La primera de dichas versiones proporciona expresiones analíticas sencillas para la corriente de túnel, mientras que en la segunda variante los resultados que se obtienen son estrictamente numéricos.

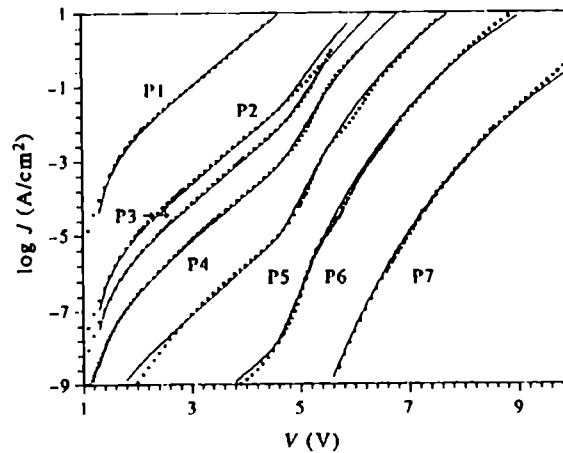


Fig. 2.22 - Características I-V para todas las muestras disponibles: experimental (símbolos) y calculados (línea sólida). Las características de cada muestra se especifican en la tabla I [Faig96].

La fig. 2.22 nos muestra las características J-V experimentales para distintos espesores del aislante [Faig96]. Los espesores para las diferentes características se pueden encontrar en la Tabla I del Capítulo 1. Estas mediciones corresponden a inyección desde la puerta metálica hacia el semiconductor (tipo p), es decir bajo polarización negativa. En dicha figura, se distinguen tres regiones cuyas características fundamentales pueden resaltarse al graficar sus derivadas logarítmicas.

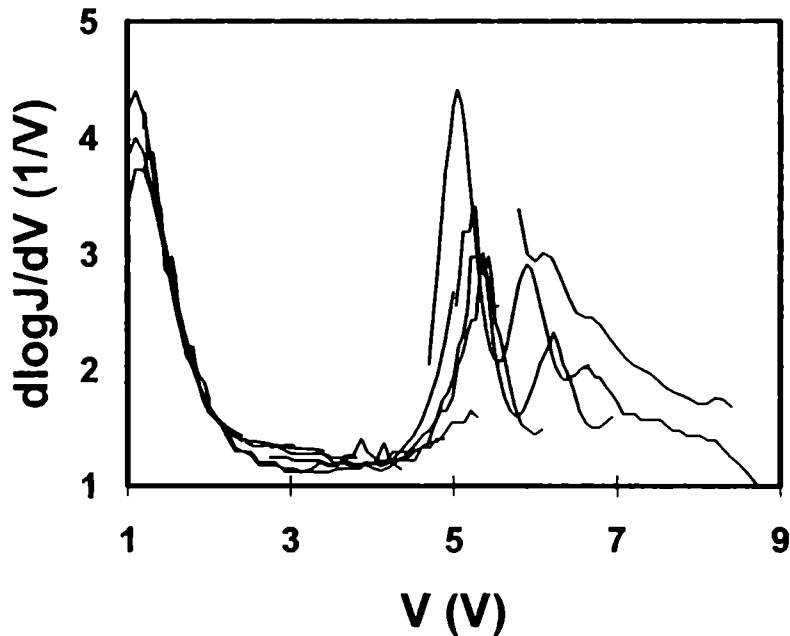


Fig. 2.23- Derivadas logarítmicas de las curvas que se muestran en la fig. 2.22 [Faig96].

La fig. 2.23 muestra tres regiones claramente identificables: I) una disminución pronunciada de la derivada logarítmica comenzando aproximadamente a los 1.3 V. En estas circunstancias, el nivel de Fermi en el metal cruza el fondo de la banda de conducción del silicio. II) Se observa luego un plateau en la derivada logarítmica entre 2.5 y 4.3 V aproximadamente independiente del espesor de la muestra. III) A voltajes superiores aparece la región de FN con sus oscilaciones características. El túnel hacia la banda de valencia en el silicio o a estados superficiales no será incluido en la modelización. Utilizaremos para nuestro tratamiento la notación que se indica en la fig. 2.24.

Las regiones primera y segunda corresponden al régimen de túnel directo entre los electrodos. En la región II, como ya fue mencionado, las curvas $\log J$ - V son paralelas, es decir, las pendientes son independientes del espesor del óxido. Esta región ya había sido descrita por Maserjian en términos de las bandas directa e indirecta en silicio y como ya se discutió anteriormente, para estos voltajes la barrera de potencial es trapezoidal. El régimen de conducción FN tiene lugar a partir de $eV \approx \varphi_2$, voltaje en el cual la barrera se transforma en triangular. La única diferencia que consideraremos respecto a la estructura MIM es la existencia de la banda prohibida en el electrodo anódico (estados inaccesibles) y una caída de potencial en el semiconductor.

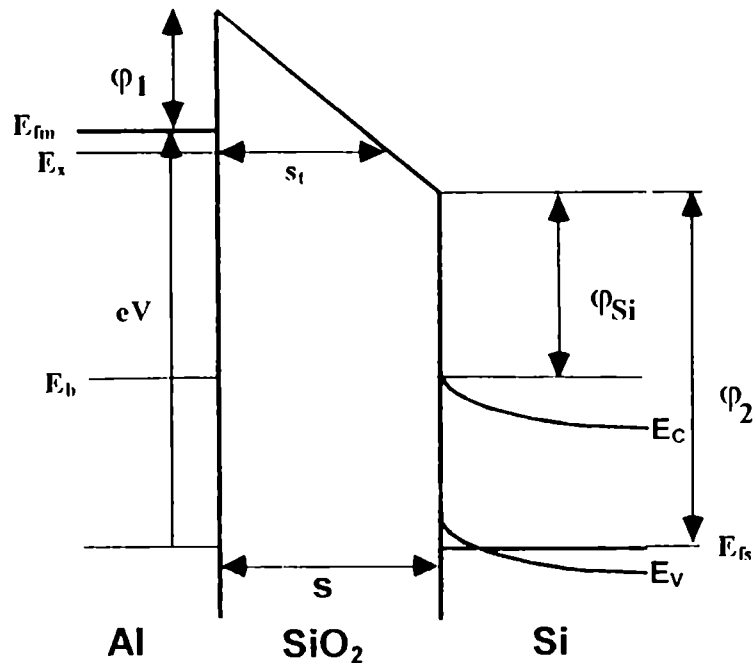


Fig. 2.24- Diagrama energético de las estructura MOS.

A continuación, presentaremos un modelo semi-empírico de túnel basado en la aproximación WKB [Faig96]. La idea central de dicho modelo es que el paralelismo de las curvas log J-V en el régimen de túnel directo sugiere una dependencia funcional del tipo:

$$J = f(V)g(s) \quad (\text{cc.2.65})$$

donde V es la tensión aplicada s el espesor del aislante y f y g son dos funciones a determinar. Esta característica de la corriente de túnel directo ha sido recientemente puesta de relieve en dos oportunidades (ver figs. 2.25 y 2.26) y por McPherson [McPh00]. Resulta obvio, que el tipo de dependencia descrito por la ec. (2.65) no puede obtenerse directamente a partir de la aproximación WKB, excepto en el caso de que el número de onda en la dirección de túnel, tenga una débil dependencia con E_x , la energía en dicha dirección. Por simplicidad, consideremos en particular $k(E_x) = k_0$ una constante.

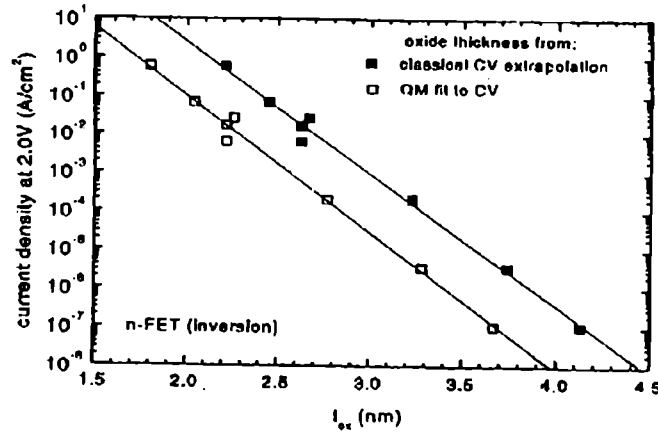


Fig. 2.25- Densidad de corriente en función del espesor del aislante para un n-FET en inversión [Wu00]

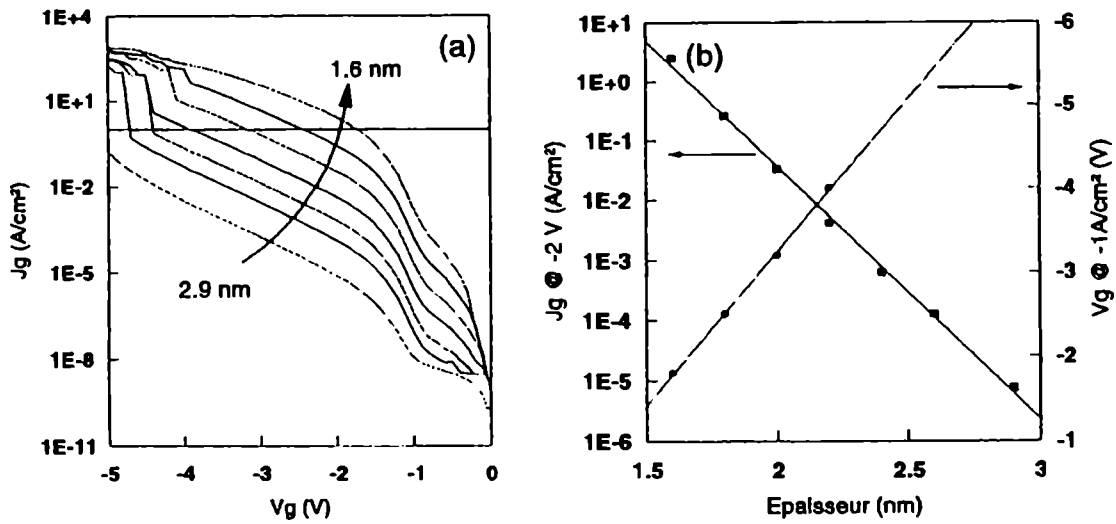


Fig. 2.26- Características corriente-tensión y corriente-espesor [Brig00]

A partir de la expresión de túnel a temperatura cero, ec.(2.21):

$$J = C \int_{E_b}^{E_{fm}} D(E_x)(E_{fm} - E_x)dE_x \quad (\text{ec.2.66})$$

donde C es una constante, se halla en el caso $k(E_x)=k_0$, que la corriente está dada por:

$$J = \frac{Ce^2}{2} (V - V_b)^2 \exp(-2k_0s) \quad (\text{ec.2.67})$$

La ec.(2.67) es consistente con las curvas experimentales para tensiones superiores y cercanas a $V_b \approx 1.2$ V, siempre en el régimen de túnel directo. Para tensiones mayores, dentro del rango de barrera trapezoidal, existe una contribución constante a la derivada (plateau en el gráfico 2.23), la cual señala una dependencia exponencial con el voltaje, y que puede ser incluida *ad hoc* en la ec. (2.67), en una primera aproximación según:

$$J = \frac{Ce^2}{2} (V - V_b)^2 \exp[-\alpha(V_0 - V)] \exp(-2k_0s) \quad (\text{ec.2.68})$$

con α y V_0 constantes. Sin embargo, tal como fue demostrado en la ref.[Faig96], se obtienen mejores resultados si la dependencia exponencial con el voltaje se incluye directamente en la integral de la corriente, aunque reescrito en términos de la energía:

$$J = C \int_{E_b}^{E_{fm}} \exp(-2k_0s) \exp[-\alpha(E_0 - E_x)] (E_{fm} - E_x) dE_x \quad (\text{ec.2.69})$$

donde E_0 es un nivel energético fijo cuyo valor está referido, como todas las energías, al nivel de Fermi del semiconductor, E_{fm} . Esto conduce a una expresión para el túnel directo dada por:

$$J = C \exp[-\alpha(E_0 - eV_b)] \left(\frac{1}{\alpha^2} \{ \exp[\alpha e(V - V_0)] - 1 \} - \frac{e(V - V_0)}{\alpha} \right) \exp(-2k_0s) \quad (\text{ec.2.70})$$

Cuando se comparan las curvas experimentales y teóricas, se halla que el valor óptimo del ajuste se obtiene para $E_0 = \varphi_2$, de manera que resulta $E_0 - eV_b = \varphi_{Si}$.

Por otro lado, en el régimen FN, se verifica que $eV > \varphi_2$, de manera que la distancia de túnel s_t a una energía E_x (ver fig. 2.24) está dada por:

$$s_t(E_x) = s \frac{\varphi_1 + eV - E_x}{\varphi_1 + eV - \varphi_2} \quad (\text{ec.2.71})$$

Para una energía particular E_x , el valor medio del número de onda K está dado por:

$$K(E_x) = \frac{1}{s_t} \int_0^{s_t} k(E_x) dx \quad (\text{ec.2.72})$$

el cual es independiente de s_t y por lo tanto independiente del voltaje aplicado, cualquiera sea la relación de dispersión considerada. Por otro lado, como la corriente en este rango está dominada por los electrones energéticamente cercanos a E_{fm} (debido al menor s_t), la

dependencia específica de K con E_x tiene escasa relevancia en la modelización. Una idea similar ha sido considerada en varios modelos de túnel, en donde se asume que la probabilidad de transmisión es independiente de la energía [Ng80,Nass85,O'Ne86,Depa94]. De esta manera, no resulta sorprendente que un $k(E_x)$ constante ajuste las curvas experimentales en este rango. El punto llamativo es que las curvas quedan bien ajustadas en el régimen de FN eligiendo el mismo k_0 que en el régimen de túnel directo. Por otro lado, dentro de este marco, para electrones con energía $E_x > \phi_2$, la probabilidad de túnel se puede expresar según:

$$D(E_x) = \exp[-2k_0 s_t(E_x)] \quad (\text{ec.2.73})$$

lo que permite hallar una expresión cerrada para la corriente. Se debe considerar una componente de túnel directo y una de túnel a través de la barrera triangular, resultando:

$$J = C \left\{ \left(\frac{eV + \Delta\Phi}{2k_0 s} \right) \exp\left(-2k_0 s \frac{\Phi_1}{eV + \Delta\Phi} \right) x \right. \\ \left. x \left[1 - \exp\left(-2k_0 s \frac{eV - \Phi_2}{eV + \Delta\Phi} \right) x \left(1 + 2k_0 s \frac{eV - \Phi_2}{eV + \Delta\Phi} \right) \right] + \right. \\ \left. + \exp(-2k_0 s) \exp[-\alpha(E_0 - \Phi_2)] x \right. \\ \left. x \left[\frac{1}{\alpha^2} + \frac{eV - \Phi_2}{\alpha} - \left(\frac{1}{\alpha^2} + \frac{e(V - V_b)}{\alpha} \right) x \exp[-\alpha(\Phi_2 - eV_b)] \right] \right\} \quad (\text{ec.2.74})$$

Los resultados finales que se obtienen a partir de la ec. (2.74) se muestran en las figuras 2.22 y 2.27. La tabla II muestra los parámetros utilizados en la simulación.

Unit	Value or expression	Error
<i>From J-V fitting</i>		
C	$\text{A cm}^{-1} \text{eV}^{-1}$	10^9
k_0	\AA^{-1}	Factor 2 ± 0.0005
α	eV^{-1}	3 ± 0.1
ϕ_1	eV	3.2 ± 0.05
ϕ_m	eV	3.06 ± 0.05
E_0	eV	ϕ_1 —
<i>From C-V data</i>		
qV_{∞}	eV	0.84 ± 0.02
qV_b	eV	$qV_{\infty} + \psi_s$ ± 0.05
<i>Calculated from above values</i>		
ϕ_2	eV	$\phi_m + qV_b$ —
$\Delta\phi$	eV	$\phi_1 - \phi_2$ —

Tabla II- Valores de los parámetros utilizados en la expresión (2.74) [Faig96].

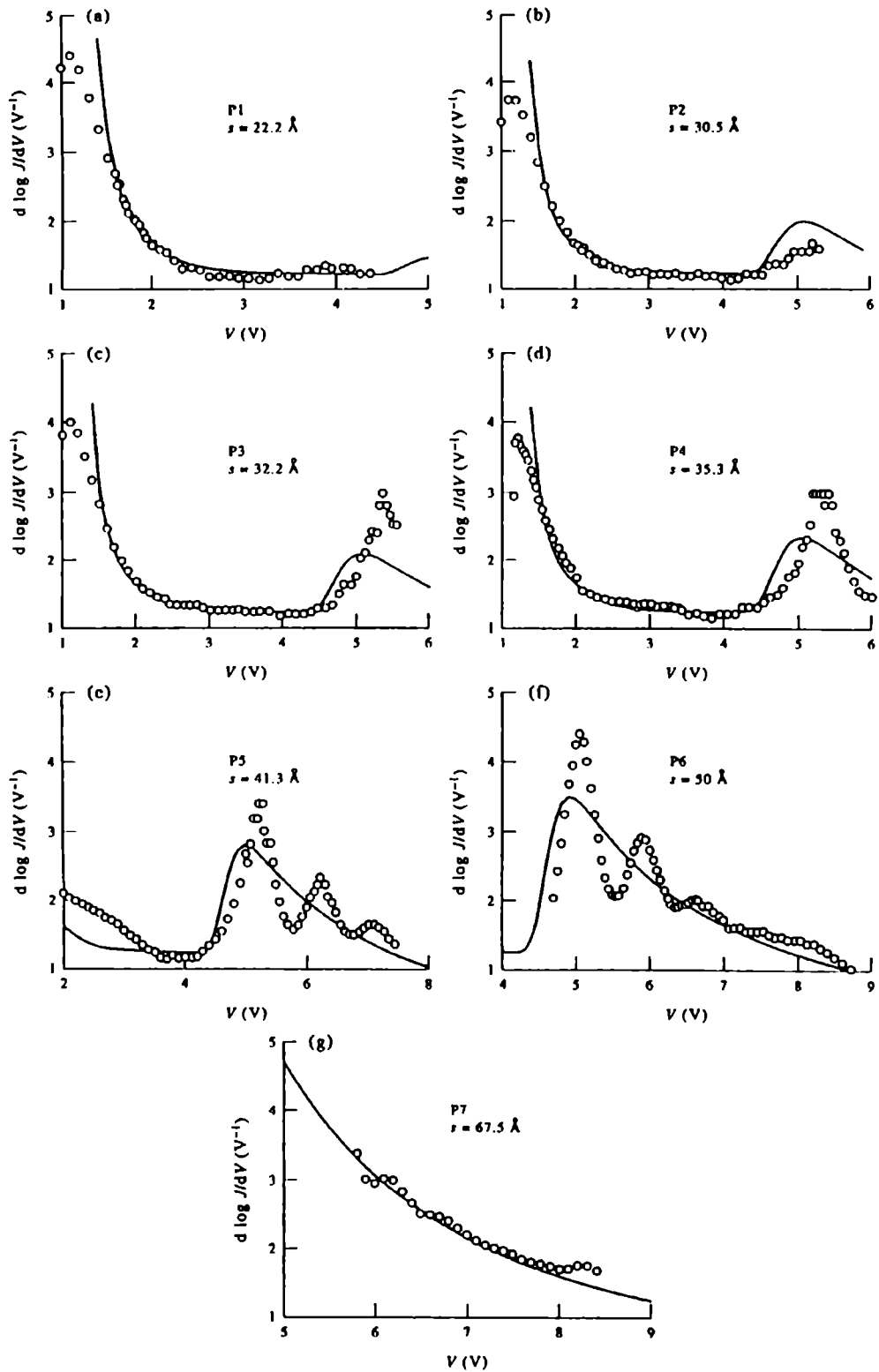


Fig. 2.27- Comparación de los resultados experimentales con los predichos por el modelo semi-empírico [Faig96]

El valor eV_{b0} corresponde a la condición de bandas planas, la cual fue calculada a partir de la concentración aceptora en el semiconductor. La curvatura de bandas se obtuvo a partir de las características C-V y alcanza los 0.3 eV para los campos aplicados más altos. El k_0 seleccionado satisface la dependencia de la corriente con el espesor en el rango trapezoidal y la dependencia con el voltaje en la región de FN. α se elige de manera de ajustar el plateau de las derivadas logarítmicas y φ_2 se determina a partir de la transición entre ambos regímenes. Como se ha mostrado, este modelo sencillo, basado en la aproximación WKB, da cuenta de la corriente de túnel media para todos los voltajes de interés, en un amplio rango de corrientes y espesores de aislantes.

Ahora bien, utilizando el mismo marco, incorporaremos ahora el fenómeno oscilatorio empleando para ello el método matricial desarrollado en la sección anterior [Mira97a]. Consideraremos relaciones de dispersión parabólicas en los electrodos, mientras que en el aislante asumiremos la función partida:

$$k_j = \begin{cases} ik_0 & E \leq U_j \\ \sqrt{2m^*(E - U_j)}/\hbar & E > U_j \end{cases} \quad (\text{ec.2.75})$$

con i la unidad imaginaria. Con esto, la probabilidad de túnel calculada a partir del método matricial se puede expresar según:

$$D(E_x) \approx \begin{cases} \exp[-\alpha(\varphi_2 - E_x)] \exp[-2k_0 s] & E_x \leq \varphi_2 \\ m(E_x) \exp[-2k_0 s(E_x)] & E_x > \varphi_2 \end{cases} \quad (\text{ec.2.76})$$

donde $m(E_x)$ es un factor que da cuenta del fenómeno oscilatorio (que se obtiene numéricamente a partir de la ec. (2.63)) y donde hemos incluido *ad hoc* el término de atenuación para el régimen de túnel directo (ec. 2.69). Finalmente, la corriente se calcula según la expresión habitual:

$$J(V) = C \int_{E_b}^{\infty} D(E_x, V) N(E_x, V) dE_x \quad (\text{ec.2.77})$$

donde N es la función suministro dada en la expresión (2.21). E_b es la energía umbral para el proceso de túnel y coincide con el fondo de la banda de conducción del semiconductor. En la figura 2.28 se comparan las curvas J-V experimentales con las teóricas obtenidas por integración numérica a partir de la ec. (2.77). Los parámetros utilizados en este caso, se muestran en las tablas III y IV. Así como en la ref. [Faig96], se mostró que el valor de k_0 elegido representaba adecuadamente el valor medio de la corriente en el régimen FN, vemos aquí que también dicho valor da cuenta de la amplitud de las oscilaciones, hecho que confirma una vez más el valor elegido para dicho parámetro. En este caso, las figs.2.29 muestran las curvas de conductancia logarítmicas.

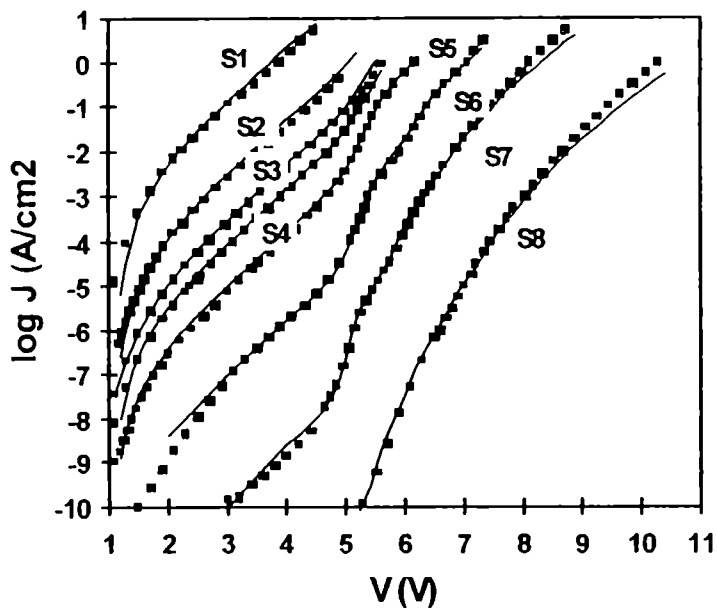


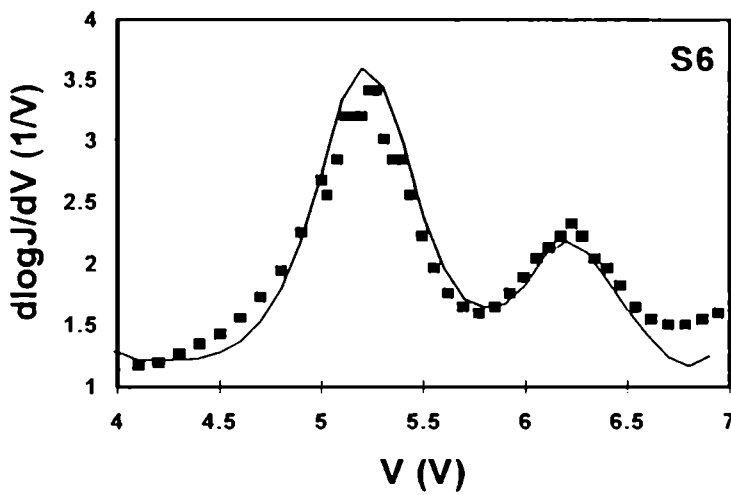
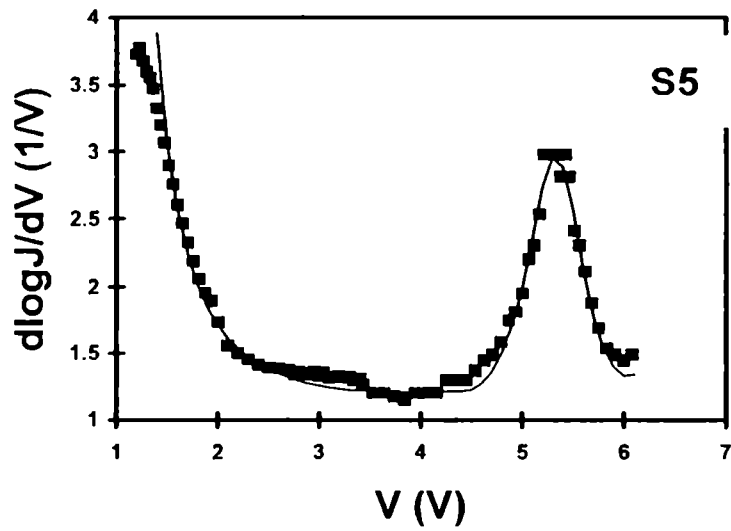
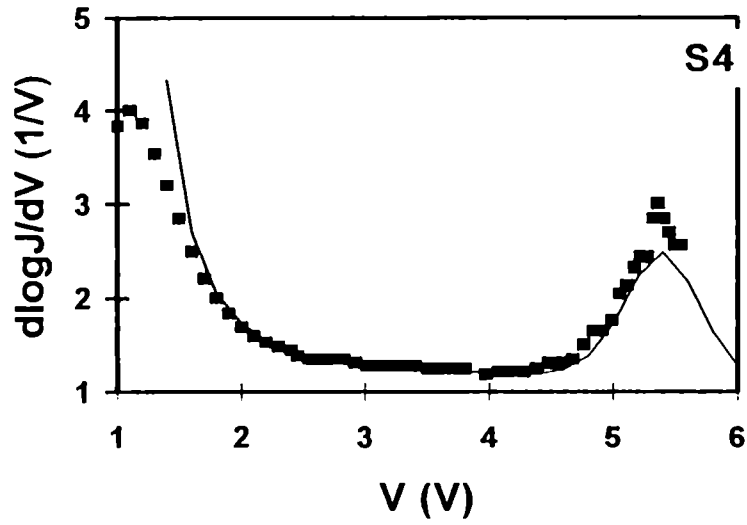
Fig. 2.28- Características corriente-voltaje experimentales (símbolos) y teóricas (línea sólida) [Mira97a].

Muestra	S1	S2	S3	S4	S5	S6	S7	S8
s [nm] C-V	2.6	2.9	3.1	3.3	3.6	4.1	4.7	7.0
s[nm] teoría	2.25	2.75	3.1	3.25	3.53	4.13	5.0	6.7
σ_{Si} [eV]	2.92	2.92	2.92	2.92	2.95	3	3	3

Tabla III Primera fila: espesor medio capacitivo, segunda fila espesor utilizado en las simulaciones para cada muestra. Los valores para σ_{Si} para las muestras más gruesas S4-S8 fueron halladas a partir del análisis de las oscilaciones.

Parámetro	Valor	Error
k_0 [nm ⁻¹]	3.76	± 0.05
α [eV ⁻¹]	3	± 0.1
ϕ_1 [eV]	3.2	± 0.1
m^*/m	0.62	± 0.02
C [Λ eV ⁻¹ cm ⁻²] at 300 K	1.2×10^7	Factor 2
E_g [eV] [Szc81]	1.12	-
m_m^*/m [Ashc76]	1.4	-
m_s^*/m [Szc81]	0.98	-
E_{fm} [eV] [Ashc76]	11.63	-
T [°K]	300	-

Tabla IV Conjunto de parámetros comunes a todas las muestras utilizadas para las simulaciones de túnel. Los valores sin error fueron tomados de la literatura.



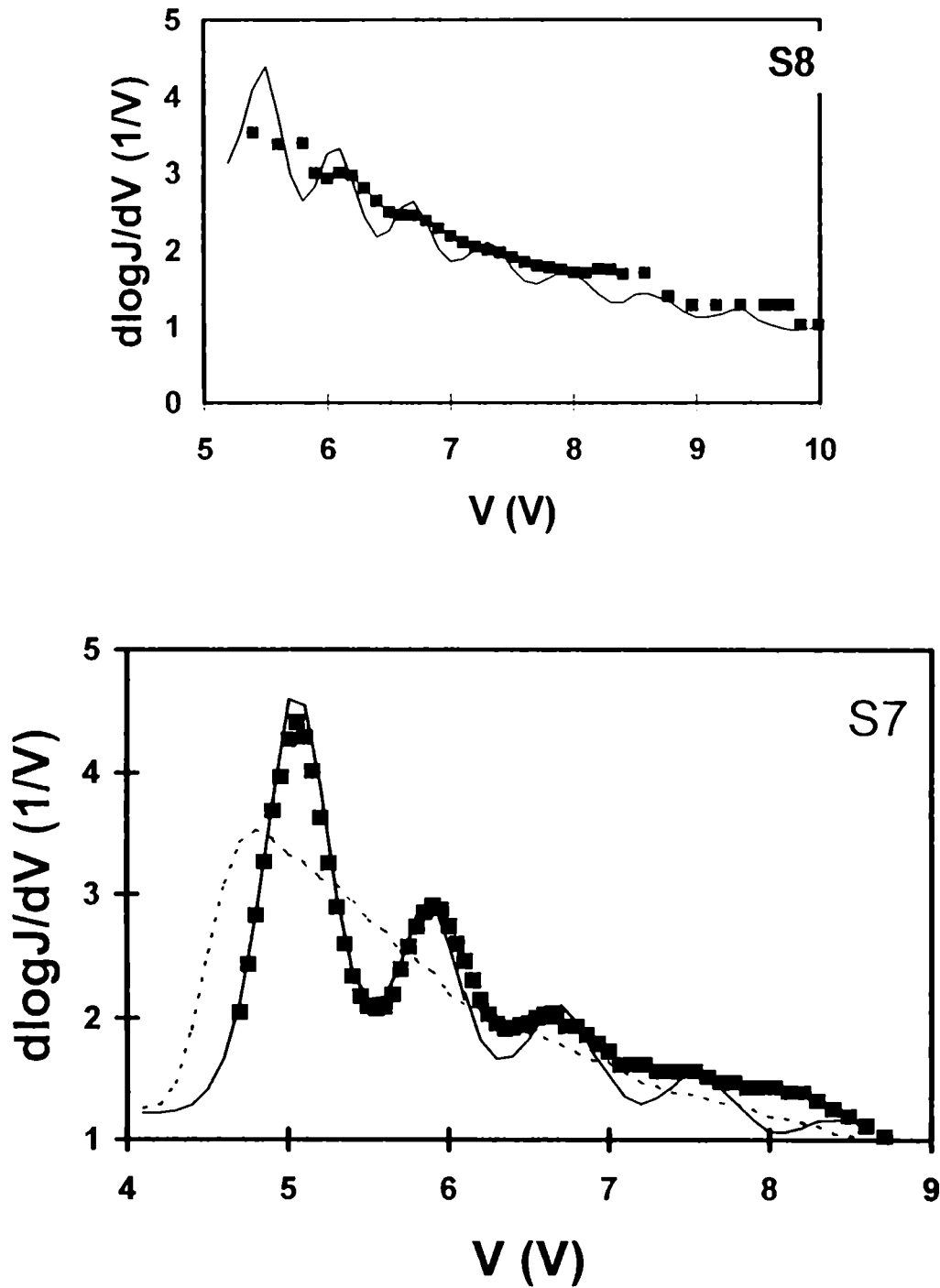


Fig. 2.29- Derivadas logarítmicas en función del voltaje aplicado para distintos espesores: resultados experimentales (símbolos) y teóricos (líneas llenas). Adicionalmente, la curva S7 muestra el cálculo de la corriente de túnel a partir de la aproximación WKB en el marco del modelo semi-empírico [Mira97a].

Se observan algunas diferencias importantes entre los resultados experimentales y las simulaciones numéricas. Primero, un exceso de corriente a campos elevados (curvas S7 y S8 en fig. 2.28) y segundo, una pequeña diferencia entre el espesor capacitivo y el finalmente utilizado para los cálculos de la corriente de túnel. El primer efecto ya había sido notado en otras simulaciones teóricas y puede estar asociado a desviaciones en la relación de dispersión ideal en la banda de conducción [Oliv83,Shat76], mientras que el segundo efecto ha sido explicado en términos de la abrupticidad de la región de transición SiO₂-Si por fluctuaciones locales en el espesor del óxido [Ilury66,Helms88,Majk93b]. También hemos mostrado que mientras que el “modelo geométrico” de barrera trapezoidal con interfaces abruptas parece ser parte esencial de la descripción del fenómeno, los detalles de la relación de dispersión en la banda prohibida del aislante juegan aparentemente un papel menor, mientras que dichas relaciones en el metal y en el semiconductor no juegan casi ninguno [Mase88]. En lo que respecta a la teoría de túnel, el ajuste de la corriente de FN, incluida sus oscilaciones, indica una correcta representación de la dependencia de la probabilidad de túnel con la distancia de túnel y un modelo apropiado para la relación de dispersión en la banda de conducción del aislante (relación de dispersión parabólica). Aunque el conocimiento exacto de la dependencia $k(E)$ en la banda prohibida del aislante no es aparentemente necesario, hemos visto que sí lo es su valor medio a lo largo de la trayectoria de túnel al nivel de Fermi en el cátodo. Este no es el caso para el régimen de túnel directo, donde la separación entre espesor y voltaje propuesto para la dependencia de la corriente por la ec. (2.65), reemplaza el tratamiento standard para la corriente en el cual la relación $E-k$ determina simultáneamente ambas dependencias [Schu92,Naga94,Yosh95]. La fig. 2.31 ilustra la dificultad que se presenta en reproducir las características experimentales dentro del marco de los modelos utilizados habitualmente, tales como los que involucran relaciones de dispersión parabólica y tipo Franz (ver fig. 2.30). La fig. 2.32 muestra claramente que dichos modelos no pueden reproducir la dependencia con el espesor para el régimen de túnel directo.

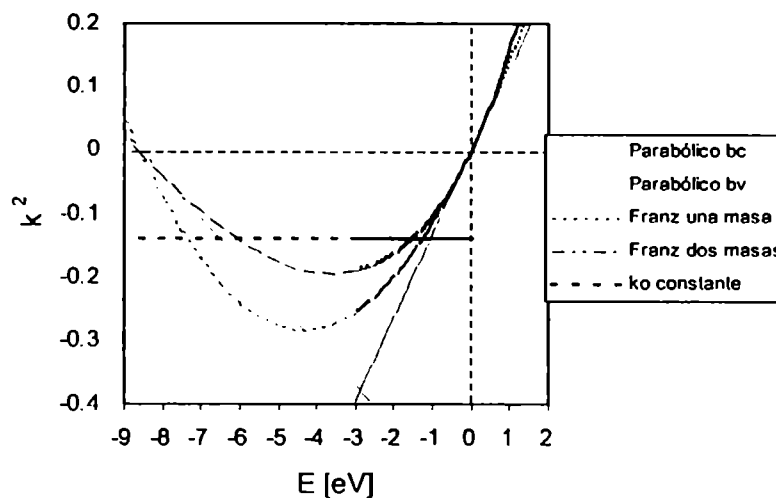


Fig.2.30 - Relación de dispersión en función de la energía para distintos modelos. *bc* corresponde a la banda de conducción y *bv* a la banda de valencia.

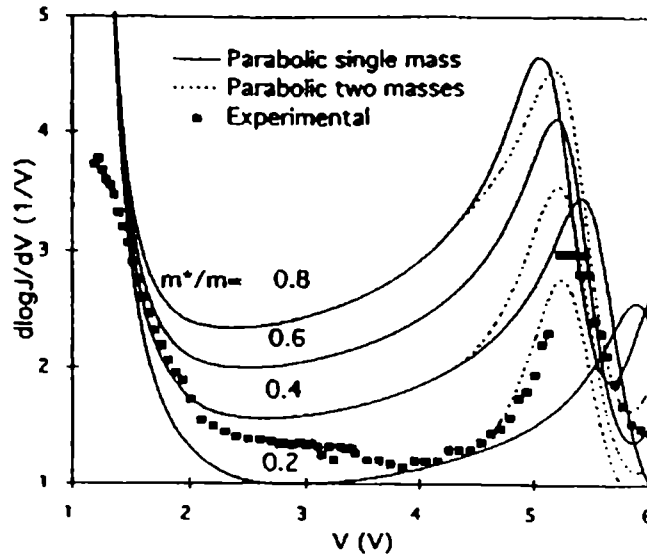


Fig. 2.31 Derivada logarítmica de la corriente en función del voltaje para la muestra S5. Se comparan las curvas calculadas con distintas relaciones de dispersión y distinta masa efectiva [Mira97a].

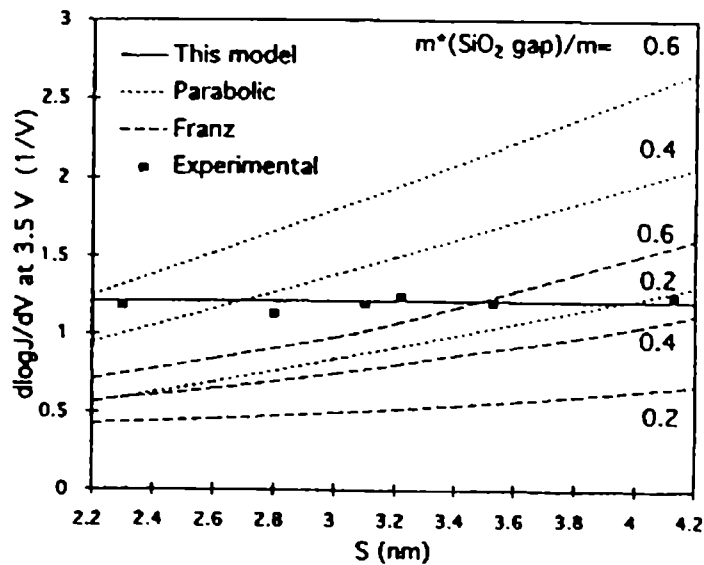


Fig. 2.32- Derivada logarítmica de la corriente en función del espesor para una dada tensión aplicada (3.5 V). Se comparan los efectos de considerar distintas relaciones de dispersión [Mira97a].

El valor hallado de $k_0=3.76 \text{ \AA}^{-1}$ está en total acuerdo con el propuesto por Maserjian para el número de onda medio en la banda prohibida del aislante: 3.72 \AA^{-1} [Mase82], y es mas, coincide con el número de onda medio en películas delgadas de AlN: 3.45 \AA^{-1} [Lewi66]. Otra observación que es interesante señalar está vinculada con la localización del

primer pico de las oscilaciones, el cual, corresponde a la transición entre los regímenes de túnel directo y FN. Ya en los trabajos pioneros de Gundlach [Gund66], se argumentó que, de acuerdo al tratamiento WKB, la derivada logarítmica exhibe un pico en el voltaje en el cual cambia la forma de la barrera de trapezoidal a triangular. En ese sentido, la figura 2.33 nos muestra la derivada logarítmica de la corriente de túnel calculada a partir de la aproximación HISC (ec.(2.17)) y este hecho ha sido utilizado en numerosas oportunidades como un método para determinar las alturas de las barreras de potencial interfaciales [Gund67,Gund71,Gund72,Kasp77,Arya82]. A partir de nuestro estudio se puede apreciar que, de acuerdo al cálculo numérico, el primer pico está desplazado en valores no despreciables hacia tensiones más altas dentro del rango correspondiente al régimen de barrera triangular aún en la aproximación WKB, y está aún más desplazado cuando se toman en cuenta las oscilaciones predichas por el método matricial. Esto se observa claramente en la fig. 2.29 (S7), donde identificamos el cambio de la forma de la barrera aproximadamente en 4.2 V, el pico de la curva WKB en 4.8 V y el primer pico ajustado en los 5.0 V.

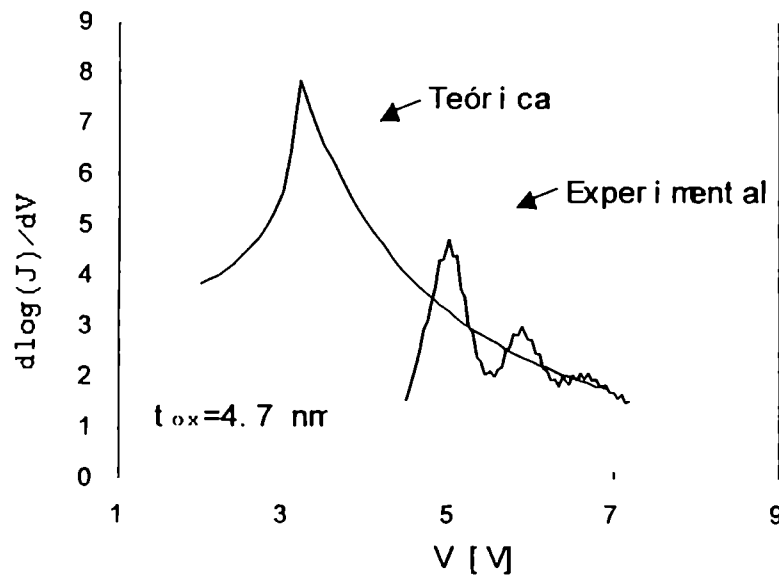


Fig. 2.33- Derivadas logarítmicas para la corriente en función del voltaje: datos experimentales y cálculo teórico según la aproximación HISC.

Respecto a la masa efectiva, el ajuste de todas las curvas se realizó con una única masa relativa de 0.62 tal como muestra la tabla IV. Si bien este valor se aparta del considerado usualmente en los cálculos de túnel (≈ 0.5), es de hacer notar que un número importante de autores ha hallado resultados similares: 0.61 [Yang99], 0.63 [Lude98,Av-R81,Majk90, Majk93b], 0.65 [Tarr83,Alan82,Camp85] y 0.74 [Mase82]. Así como nosotros hemos obtenido una ligera dependencia de la altura de la barrera catódica con el espesor del aislante (ver tabla III), numerosos autores también han dado cuenta del mismo

comportamiento [Kasp77,Sala99,Hori85,Majk93,Depa95a]. Otros factores que han sido considerados con relación a la desviación de los resultados teóricos con los experimentales en cuanto al fenómeno oscilatorio son los siguientes: a bajas tensiones, la aparición de la componente de SII.C afecta la altura del primer pico [Mase82] y altas tensiones, la amplitud de las oscilaciones se puede ver afectada debido a: la atenuación por dispersión en la banda de conducción del Si [Mase82], la rugosidad de la interfaz SiO₂-Si [Suñé88,Hous99] y la resistencia serie de la estructura (afecta la frecuencia de las oscilaciones) [Hsu97].

2.7 En resumen ...

- En este capítulo, se ha mostrado la evolución de las ideas que condujeron a la formulación del mecanismo de conducción por túnel en estructuras MOS. La corriente a través de la estructura depende esencialmente de la probabilidad de transmisión y de la cantidad de electrones habilitados para tunelar.
- Se han descrito varios métodos analíticos, principalmente basados en la aproximación WKB, que permiten calcular dicha corriente de túnel, así como factores tales como el efecto de carga imagen y su influencia sobre el perfil de la barrera de potencial o la forma analítica apropiada para la relación de dispersión dentro del aislante.
- Posteriormente, se mostró como se calcula analíticamente la probabilidad de transmisión para el caso generalizado de una barrera trapezoidal en términos de las funciones de Airy. Este tratamiento señala el origen del comportamiento ondulatorio en la corriente. Se han comparado estos resultados con los predichos por la aproximación WKB.
- Luego, se presentó una descripción de como ha sido abordado el cálculo analítico de la corriente de túnel a través de una estructura MOS. Se ha mostrado que no existe un modelo de túnel que de cuenta de manera consistente del régimen de túnel directo, del régimen Fowler-Nordheim y del comportamiento oscilatorio de la corriente. O bien dichos modelos ajustan la corriente en el régimen FN o bien en el régimen de túnel directo. Sin embargo, en este último caso ningún modelo provee una descripción adecuada de la dependencia de la corriente con el espesor del aislante.
- Para incluir relaciones de dispersión no parabólicas dentro del aislante y seguir conservando el efecto de la reflexión de la función de onda, se ha invocado el método de las matrices de transmisión para el cálculo de la probabilidad de túnel. A partir de esta aproximación, considerando una relación de dispersión apropiada dentro del aislante y un factor de atenuación en el régimen de túnel directo, se ha podido modelar la corriente de túnel en todo el rango de voltajes aplicados (incluido el efecto oscilatorio) y para todos los espesores considerados.

Capítulo 3

Conducción en óxidos degradados

*..... and now remains that we find the cause of this effect, or rather say, the cause of this defect, for this effect defective comes by cause.
Shakespeare, Hamlet, Act II, Scene ii, (1601)*

3.1 Introducción

Cuando el óxido de puerta de una estructura MOS se somete a un campo eléctrico suficientemente elevado, se generan trampas o defectos tanto en el seno del material como en las interfaces. Mientras que en los óxidos ultra-delgados dicha creación de defectos va acompañada de un aumento de la corriente de fuga a través del aislante, en los óxidos más gruesos la degradación está asociada a un atrapamiento de carga. Estos dos tipos de fenómenos pueden ocurrir simultáneamente y modifican de manera permanente o transitoria las características inicialmente exhibidas por los óxidos. Es en este sentido que hablamos de degradación o envejecimiento dieléctrico, proceso que, eventualmente, finaliza con la ruptura dieléctrica del material, es decir con la pérdida abrupta de su capacidad aislante.

En los óxidos ultra-delgados al exceso de corriente de puerta se conoce por el nombre de SILC (Stress-Induced Leakage Current) y fue identificado por primera vez por Maserjian y colaboradores en 1982 durante sus trabajos relacionados con las oscilaciones en la corriente de túnel [Mase82]. Por un lado, dicha corriente es sólo detectable en óxidos con espesores entre los 3.5 y los 10 nm [Bruy00] y desde el punto de vista de la tecnología

microelectrónica es el principal mecanismo de falla en las memorias de puerta flotante, afectando de manera sustancial el tiempo de retención de la información almacenada [Runn97, Park98]. El SILC es un mecanismo de falla progresivo, es decir con una evolución gradual en el tiempo, y está asociado a una corriente distribuida uniformemente en superficie, la cual fluye en paralelo a la corriente Fowler-Nordheim (FN). Por el contrario, en óxidos más gruesos (>10 nm), la degradación se manifiesta de una manera completamente diferente. En estos óxidos, el rango de voltajes en los que se detectaría el SILC no es accesible experimentalmente y la degradación se traduce en un desplazamiento en voltaje y deformación de las curvas características del dispositivo (I-V, C-V, etc.). Estos efectos se pueden vincular con el atrapamiento de carga en el seno del aislante y con la generación de estados interfaciales. Un hecho significativo es que los resultados experimentales muestran que bajo determinadas circunstancias la carga atrapada aparenta ser positiva, mientras que para una inyección de carga prolongada aparenta ser negativa. Tal como veremos, esta cuestión ha sido materia de debate por más de dos décadas. Una dificultad adicional surge en tanto que la densidad de defectos y por ende la cantidad de carga atrapada no sólo es función de las condiciones de envejecimiento eléctrico a las cuales se somete el dispositivo sino que también lo es de su historia previa.

Si bien en la actualidad se continúan publicando trabajos relacionados con el problema del atrapamiento de carga en óxidos gruesos, el tema ha ido progresivamente cediendo espacio al estudio de la conducción SILC, y esto se debe fundamentalmente al permanente proceso de reducción del espesor del aislante de puerta. Lo que sí está claro es que ambos fenómenos, SILC y atrapamiento de carga, son el resultado de la creación de defectos distribuidos en el seno del material. Cabe señalar que ambos mecanismos van acompañados de la creación de estados interfaciales aunque su incidencia en el proceso de transporte a través del óxido ha sido poco explorada. Mientras que en los óxidos delgados se considera que los defectos, ya sean intrínsecos o generados por la degradación, facilitan el transporte electrónico comportándose como sitios intermediarios, en óxidos gruesos pueden limitar la conducción debido a que actúan esencialmente como trampas, induciendo un cambio en el estado de carga de la barrera de potencial. Esto a su vez modifica la distancia de túnel y por ende el nivel de corriente que circula por la estructura. Si bien se ha sugerido que la acumulación de carga en el aislante es el mecanismo que provoca en definitiva la ruptura dieléctrica del material, los modelos más actuales tienden a explicar la ocurrencia de este evento a partir de la generación de una cantidad crítica de defectos. De acuerdo a estas ideas, la ruptura del aislante se vincularía directamente a la formación de un camino percolativo entre puerta y sustrato [Degr98, Stat99] (ver Sección 1.4.2), y cuyo mecanismo de conducción recién será tratado en el capítulo siguiente.

En este capítulo, analizaremos la conducción SILC y el transporte eléctrico bajo atrapamiento de carga, pero solo abordaremos tangencialmente, por una razón de espacio, las investigaciones tendientes a establecer una relación entre dichos mecanismos y la ruptura del aislante. Nos limitaremos principalmente a describir la fenomenología de la conducción SILC en óxidos ultra-delgados, analizaremos los modelos que se han propuesto

para tratarlo pero dejaremos de lado nuestra propia aproximación al tema, por cuestiones didácticas, para el capítulo siguiente. Posteriormente, nos adentraremos en la caracterización del transporte electrónico en óxidos más gruesos, es decir describiremos la conducción FN con carga atrapada en el aislante. En primer lugar, presentaremos los hechos experimentales, luego los modelos de conducción propuestos y por último describiremos un modelo semi-empírico de transporte que da cuenta del fenómeno estudiado. En ambos casos haremos alusión a la dinámica de generación de defectos basándonos en resultados propios y ajenos. En lo que sigue, solo se considerará la degradación del óxido originada por la inyección de portadores por efecto túnel. Para información adicional sobre la degradación del óxido de puerta por inyección de huecos o electrones calientes existen numerosas publicaciones, entre las que podemos citar las refs. [Saks86, Tsuc87, Lebl93, Mats96, Shiu99, Maha00].

3.2 Fenomenología de la degradación del óxido de puerta

3.2.1 Defectos y carga atrapada en SiO₂

Antes de comenzar a describir las características de la conducción en óxidos delgados y gruesos sometidos a un estrés eléctrico debemos detenernos un instante y aclarar qué entendemos por defectos en SiO₂. Por defectos entendemos a los arreglos no ideales entre átomos y con esto queremos decir configuraciones atómicas en las que puede tener lugar la falta o el exceso de un átomo de oxígeno o silicio [Nico82, Balk88, Fle93]. Cada una de estas estructuras tiene asociada un nombre. Por ejemplo, la falta de un átomo de oxígeno genera dos ligaduras libres en los átomos de silicio y a este tipo de defecto se lo denomina centro E' . Por otra parte, en la interfaz, la estructura atómica se complica debido a que se trata de la unión de materiales diferentes: el silicio cristalino y el silicio vítreo (óxido). Dicha zona de transición es conocida por ser muy rica en defectos tales como los centros denominados P_b . Cabe aclarar que solo hemos hecho referencia a algunos de los llamados defectos intrínsecos y no a los defectos relacionados con impurezas incorporados durante el crecimiento del material, particularmente vinculados con la atmósfera oxidante. Las impurezas de este tipo están comúnmente asociadas a una ruptura prematura del óxido (extrínseca), y se puede considerar que en las tecnologías microelectrónicas actuales de alta densidad de integración esta clase de defectos es despreciable.

Los defectos están caracterizados por su nivel energético dentro de la banda prohibida del SiO₂, aunque también pueden estar ubicados en la banda de conducción y en la banda de valencia. Solamente los que se ubican en la banda prohibida son eléctricamente activos, pudiendo interactuar con los portadores inyectados a través del óxido y de esta manera, jugar un papel en el proceso de transporte [Scot96a]. Estos defectos actúan como centros de recombinación, y que pueden intercambiar portadores con las bandas de conducción y valencia. También se pueden comportar como trampas, es decir como centros de captura de portadores de la banda energéticamente más próxima. Las

trampas pueden ser de electrones, de huecos o de ambos tipos (trampas anfotericas). Para caracterizar una trampa y el tipo de portador que es capaz de capturar, es necesario conocer su nivel energético (generalmente en referencia a la banda de conducción), su densidad volumétrica y su sección eficaz de captura [Youn81]. Por otro lado, por razones históricas, las cargas atrapadas en el óxido se suelen clasificar en: carga móvil (ligada a la presencia de impurezas tales como el sodio), carga fija (cargas positivas localizadas en las proximidades de las interfaces), carga interfacial (asociada a los estados interfaciales) y carga atrapada en volumen (positiva o negativa no permanente y dependiente del campo eléctrico aplicado o de la temperatura) [Nico82]. Nuestro objetivo será vincular este último tipo de carga con el transporte electrónico a través del aislante para diferentes condiciones de inyección.

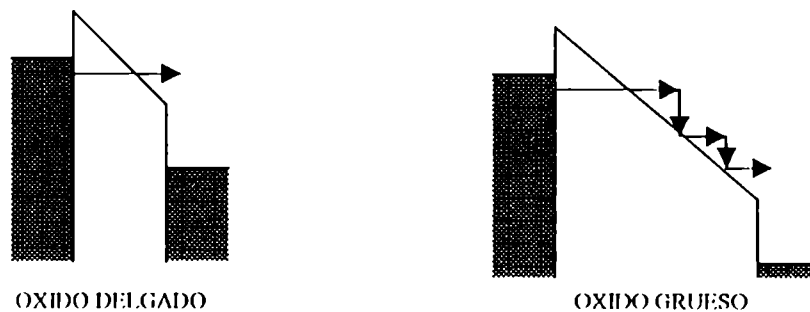


Fig. 3.1- Diferencias entre óxidos delgados y gruesos: conducción balística y termalización de los portadores inyectados en la banda de conducción.

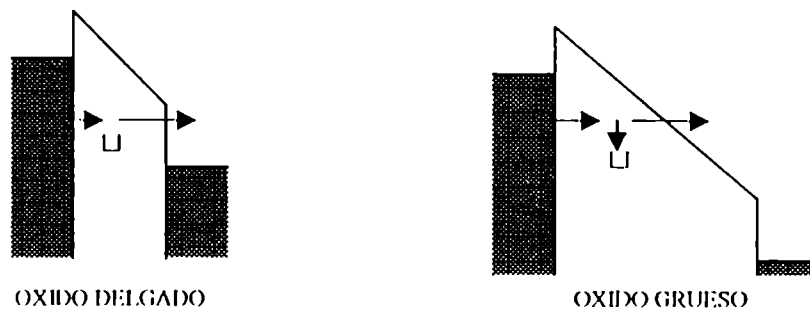


Fig. 3.2- Diferencias entre óxidos delgados y gruesos: túnel asistido por trampas y captura de carga.

Como comentarios previos a introducirnos en las causas que se han señalado para explicar el origen de la creación de defectos en el aislante de puerta debemos considerar cual es la diferencia fundamental existente entre óxidos delgados y gruesos. En el primer caso, tal como se describió en el capítulo anterior, el transporte a través del aislante es

balístico y prueba de ello es el comportamiento oscilatorio que se observa en la característica I-V. Sin embargo, también como se ha señalado, dicho fenómeno no se observa en los óxidos más gruesos, hecho que se ha atribuido a la pérdida de coherencia del haz electrónico en la banda de conducción. En este último caso, el camino libre medio electrónico en dicha banda (≈ 1.5 nm) es inferior a la distancia que deben recorrer los electrones, de manera que se producen interacciones con la red que termalizan los portadores inyectados (ver fig. 3.1). Si bien en ambos casos, en óxidos delgados y gruesos, los defectos generados son del mismo tipo, en los delgados, las distancias involucradas son suficientemente pequeñas como para que, por efecto túnel, el desatrapamiento de los electrones capturados sea un mecanismo altamente efectivo (ver. fig. 3.2). En otras palabras, tal como han señalado otros autores, en los óxidos ultra-delgados podemos afirmar que no hay prácticamente atrapamiento permanente de carga [Depa95b]. En óxidos gruesos, dichas distancias resultan ser apreciablemente mayores, de manera que cuando un electrón es capturado, la probabilidad de que dicha trampa se ionice es mucho menor. Aún en este caso, la liberación de carga se puede inducir a través de la aplicación de una condición externa tal como un alto campo eléctrico o el aumento de la temperatura del sistema [Naga84,Avni88a,Gild88,Iuan89].

3.2.2 Modelos de generación de defectos

Los mecanismos que permiten monitorear y cuantificar la evolución de la degradación inducida por la aplicación de una condición de envejecimiento eléctrico son fundamentalmente tres: la generación de estados interfaciales, el nivel de carga atrapada y la magnitud de la corriente SILC. Es interesante hacer notar que numerosas correlaciones aparecen entre estas diferentes manifestaciones de la degradación, lo que no hace más que reforzar la idea de que presentan un origen común. Por ejemplo, la evolución del SILC durante el curso de una degradación ha sido correlacionada con la evolución de la densidad de estados en la interfaz Si-SiO₂ [Rofa91,Nico99]. Por otro lado, la corriente de SILC también ha sido directamente vinculada con la ruptura dieléctrica del material [Vinc97,Depa97,Buch97,Ries00]. Sin embargo, es importante señalar que muchas de estas cuestiones son actualmente materia de debate [DiMa95,Bruy00]. Básicamente, en la literatura se han propuesto tres modelos para explicar las leyes que gobiernan la generación de defectos dentro del aislante de puerta. Estos son: 1) el modelo de inyección de huecos desde el ánodo (también conocido como Anode Hole Injection model –AHI–), 2) el modelo de liberación-captura de hidrógeno y 3) el modelo de campo eléctrico en el óxido (también conocido como modelo termoquímico). Un punto en común que tienen todos estos modelos es que tienden a mostrar que la ruptura del óxido se produce cuando algún parámetro característico (fluencia de electrones, fluencia de huecos, campo catódico, campo local, etc.) alcanza un valor crítico.

En el modelo AHI [Schu94,Weir01], los electrones inyectados por túnel FN ganan energía en la banda de conducción del óxido. Estos electrones altamente energéticos

pueden generar huecos por tres mecanismos diferentes dependiendo del espesor del óxido: i) ionización por impacto en el óxido, ii) excitación de plasmones superficiales en la interfaz anódica y iii) ionización por impacto en la interfaz anódica. Estos huecos serían generados por alguno de estos procesos en la región del óxido cercana al ánodo o en el ánodo mismo. Una vez generados, algunos de estos huecos son atrapados cerca del ánodo, pero la mayoría son reinyectados en sentido contrario por el mismo campo eléctrico que acelera los electrones. Nuevamente algunos de ellos son atrapados en centros energéticamente profundos. Los electrones inyectados se pueden recombinar con esos huecos atrapados, produciendo a su vez estados interfaciales y trampas. Este proceso se muestra esquemáticamente en la fig. 3.3 y de acuerdo a estas ideas, la ruptura del aislante se produce cuando se alcanza una densidad crítica de defectos o huecos [Chen86]. En la actualidad, este modelo, con algunas variaciones, es propiciado por el grupo de Lucent Technologies [Weir01].

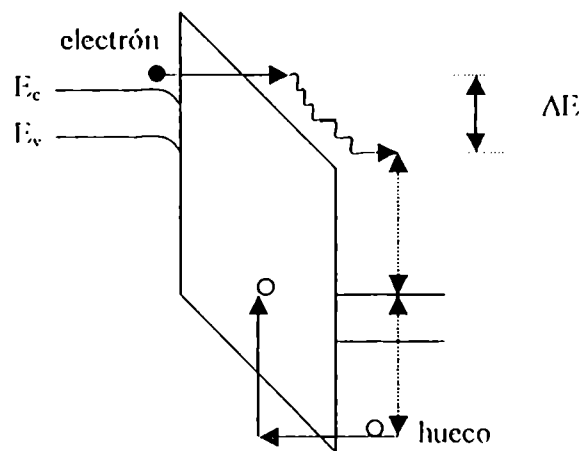


Fig. 3.3- Modelo de inyección de huecos desde el ánodo

El concepto de liberación de hidrógeno por ionización por impacto es muy similar al modelo AIII y su principal impulsor en estos últimos años ha sido el grupo de IBM liderado por DiMaria [DiMa95,DiMa01]. Los electrones inyectados ganan energía por efecto del campo en el óxido y al alcanzar el ánodo liberan el hidrógeno ligado al Si y a la interfaz Si-SiO₂. Hay que notar que una gran cantidad de hidrógeno puede estar presente en dicha interfaz debido fundamentalmente al gas empleado para la pasivación de los defectos interfaciales. En este modelo también el flujo de carga y la energía electrónica son importantes en lo que concierne al proceso de generación de defectos. Según este modelo de liberación de hidrógeno, la creación de trampas puede tener lugar tan pronto como la energía de los electrones inyectados excede los 2 eV con respecto al fondo de la banda de conducción del óxido.

De acuerdo al modelo de campo eléctrico, es el mismo campo eléctrico aplicado el causante directo de la degradación, el cual puede romper ligaduras atómicas y liberar electrones [Dumi93]. La emisión de un electrón por este mecanismo estaría acompañada de

la creación de una trampa cargada positiva. De acuerdo a este esquema, el flujo electrónico no sería un factor crítico en la degradación del óxido. Recientemente, este modelo ha sido reconsiderado a partir de los trabajos de McPherson de la Texas Instruments [McPh98, McPh00]. Se considera que el campo eléctrico local distorsiona por polarización las ligaduras Si-O, y que este factor desencadena finalmente la ruptura dieléctrica.

En lo que sigue, comenzaremos a detallar los mecanismos de conducción asociados a los óxidos de puerta degradados por la aplicación de un estrés eléctrico.

3.3 Conducción en óxidos ultra-delgados

3.3.1 Características experimentales de la conducción SILC

En esta sección, describiremos las características experimentales que exhibe el modo de conducción SILC. Para esto nos basaremos en resultados propios y de otros investigadores. Posteriormente, pasaremos revista a los mecanismos de transporte que se han invocado para explicar este fenómeno, aunque nuestra propia modelización de la corriente de SILC será presentada recién en el Capítulo 4, luego de que se introduzca el concepto de conducción por contacto puntual. En primer lugar, para situarnos, la fig. 3.4 nos muestra la característica I-V asociada al SILC en comparación con la conducción FN a través del óxido virgen y los modos de conducción de post-ruptura soft (SBD) y hard (HBD).

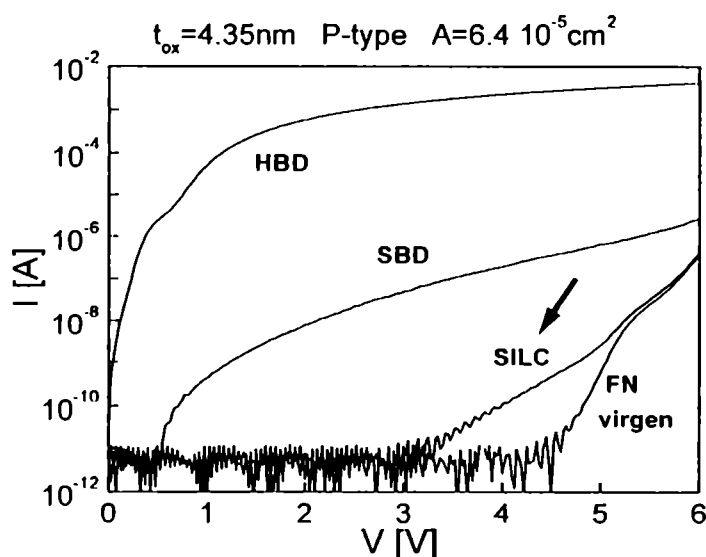


Fig. 3.4- Características I-V correspondientes al túnel FN a través de la muestra virgen, el modo SILC y los modos de post-ruptura.

Como se ha mencionado en numerosas oportunidades, cuando se somete el óxido de puerta a una condición de envejecimiento eléctrico, se observa un crecimiento de la corriente de fuga a través de la puerta en la región de campos intermedios (aprox. entre los 3 y 5 V de acuerdo a la fig. 3.4). El rango de voltajes en el que se detecta dicha corriente depende entre otros factores del área del dispositivo y del espesor del óxido, ya que los mismos determinan la magnitud de la corriente de túnel FN que fluye a través del área no dañada. Esta componente de corriente se denomina SILC y fue reportada por primera vez en 1982 por Maserjian y Zamani [Mase82]. En esa oportunidad, dicho mecanismo de conducción no fue identificado con un tipo de falla particular de la estructura MOS que mereciera especial atención. Prueba de esto, es el hecho de que el tema fuera retomado varios años después, recién en 1987 [Nguy87]. La fig. 3.5 nos muestra el crecimiento de la componente de SILC por la aplicación de sucesivas rampas de tensión. En general, para que se produzca un daño visible, la tensión final de tales rampas debe superar los 5 V.

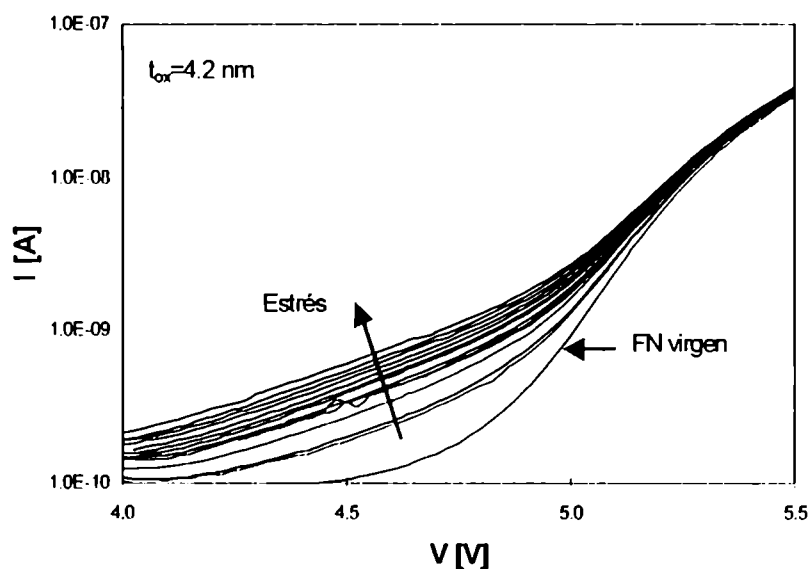


Fig. 3.5- Evolución de la corriente SILC mediante la aplicación de rampas sucesivas de tensión. Tensión máxima aplicada de 6.5 V.

En la siguiente figura (3.6), se ilustra como dicha componente afecta la amplitud de las oscilaciones de la corriente en el régimen de campos altos. Debido a la atenuación que se observa, se postuló que la creación de defectos tenía incidencia directa sobre el camino libre medio de los portadores en la banda de conducción y por ende en el grado de coherencia del haz electrónico [Mase82]. Sin embargo, dicha hipótesis es cuestionable ya que es claramente visible que la amplitud de la oscilación no se ve prácticamente afectada a los campos mas altos, donde la distancia recorrida en la banda de conducción es aún mayor. Simplemente, se puede entender que dicha atenuación es el resultado de la

aparición de una corriente en paralelo a la corriente de FN con menor pendiente. Para provocar un daño apreciable a la estructura, la tensión final de la rampa aplicada debe ser lo suficientemente alta, en este caso 6.5 V, aunque no debe exceder el límite de ruptura.

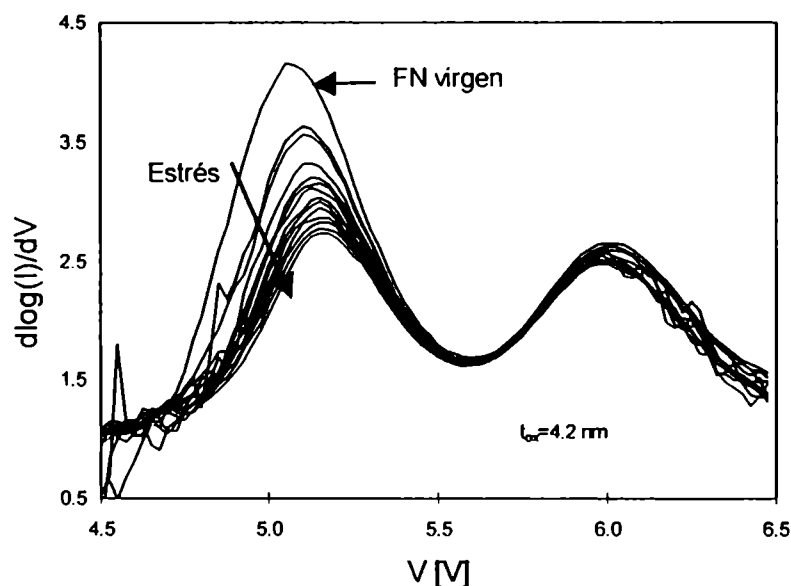


Fig. 3.6- Evolución de las oscilaciones en la corriente SILC mediante la aplicación de rampas sucesivas de tensión. Tensión máxima aplicada de 6.5 V.

Tal como se observa en la fig. 3.5, el crecimiento de la corriente es solo visible en un rango muy limitado de voltajes, el cual está siempre restringido a bajos voltajes por la mínima corriente que el sistema de medición permite detectar, mientras que a altas tensiones está limitado por la corriente FN que fluye por el área no dañada de la estructura. Idéntico comportamiento se observa cuando se somete al aislante de puerta a una condición de estrés constante (tensión o corriente). Bajo estas circunstancias y tal como se verá, la corriente de SILC aumenta con la carga inyectada a través de la muestra.

La evolución de la corriente de SILC se estudia habitualmente utilizando un estrés a tensión o corriente constante. A manera de ejemplo, consideremos un estrés a tensión constante. Por ejemplo, se aplica una tensión lo suficientemente alta para inducir la degradación y se calcula la carga inyectada a partir de la integral en el tiempo de la corriente medida. Cada cierta dosis inyectada se cambia la tensión de puerta a una tensión menor en la cual es sensada la intensidad de la corriente de SILC. En principio, la fig. 3.7 nos muestra que en general existe una tensión óptima para medir la evolución de la corriente de SILC. Una vez seleccionada dicha tensión se procede a estudiar la evolución del SILC utilizando, tal como se ha descrito, los dos niveles de tensión prefijados (estrés

y sentido). El crecimiento de la corriente de SILC obtenido por esta técnica y la aparición de la ruptura SBD se muestran en la fig. 3.8.

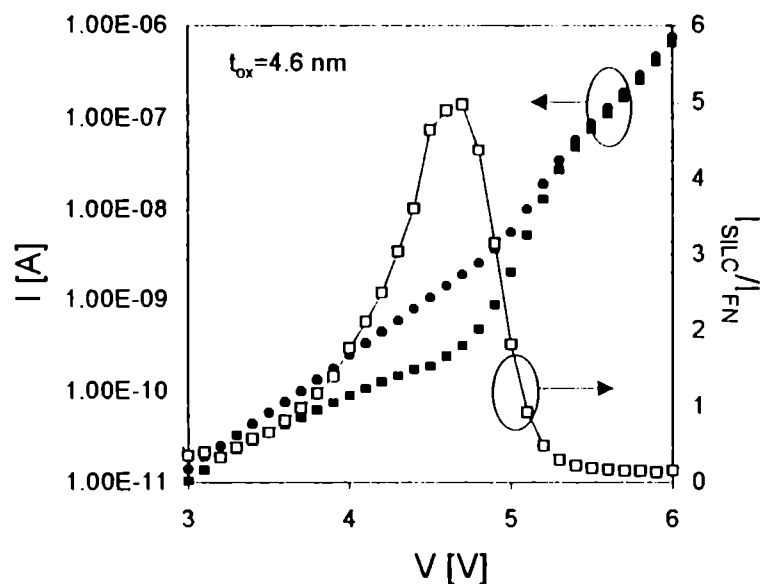


Fig. 3.7.- Comparación de la corriente de SILC con relación a la corriente FN. La figura muestra el nivel óptimo de sentido.

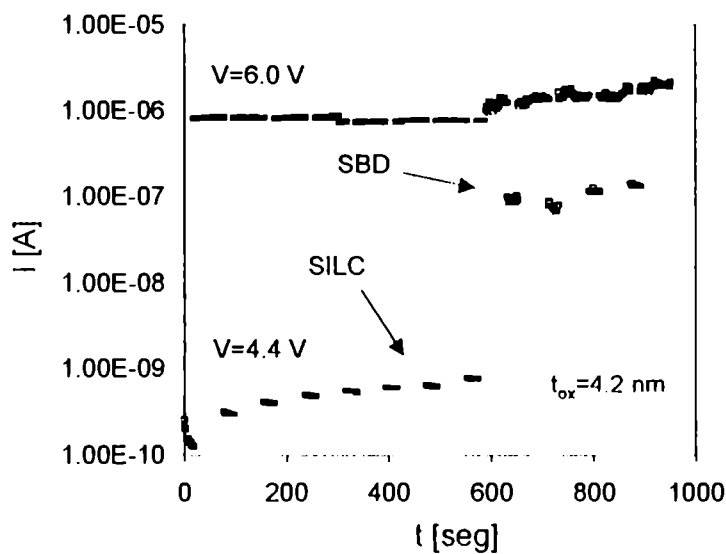


Fig. 3.8.- Medición de SILC a dos niveles (estrés y sentido). La figura incluye la aparición del modo de ruptura SBD.

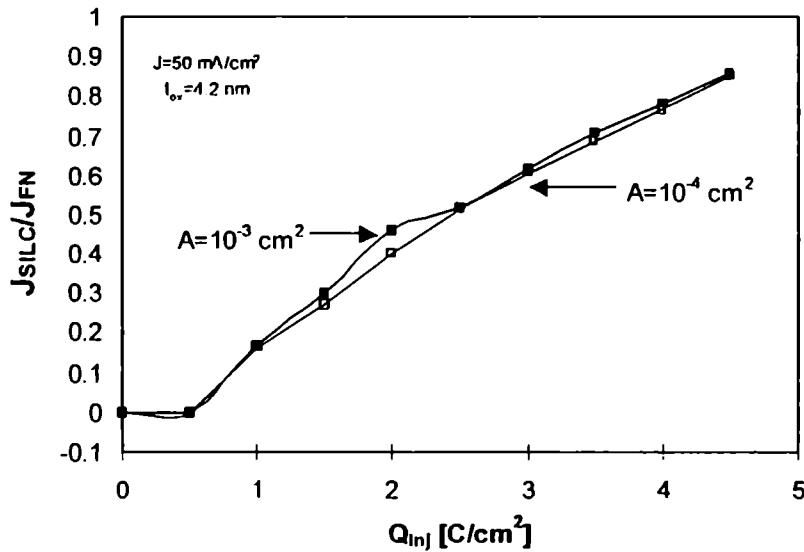


Fig. 3.9- Evolución de la corriente SILC en función de la carga inyectada para dos estructuras con diferente área.

Por otro lado, la fig. 3.9 nos muestra una característica fundamental de la corriente de SILC. La misma fluye distribuida por toda el área de la estructura ya que la densidad de corriente es independiente de la superficie de la muestra, de manera que, contrariamente a lo que ocurre con los modos de post-ruptura SBD y IIBD, la corriente de SILC se corresponde con un modo de conducción no localizado. Este resultado es un hecho bien establecido y ha sido corroborado en numerosas oportunidades [Bruy00,Niga99].

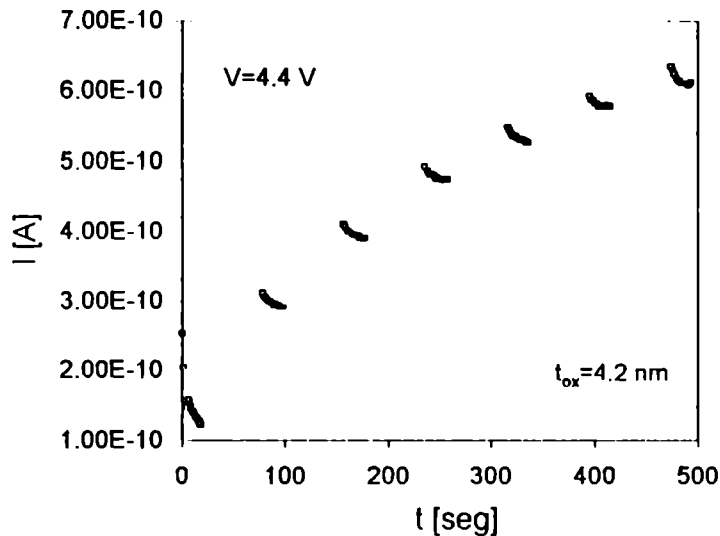


Fig. 3.10- Crecimiento de la corriente SILC en función del tiempo de estrés a tensión constante. Se observan pequeños transitorios previamente a la estabilización de la corriente.

La fig. 3.10 es una ampliación de la fig. 3.8 y muestra como es el crecimiento de la corriente de SILC con la carga inyectada para un estrés a tensión constante. En primer lugar, es evidente que hay un crecimiento neto de la corriente de SILC con el tiempo de aplicación del estrés. A su vez el sensado de la corriente presenta un transitorio que luego de unos segundos tiende a saturar. En la literatura, el crecimiento neto de la corriente ha sido correlacionado tanto con la creación de trampas volumétricas [Dumi93] como interfaciales [Rofa91]. Como se verá mas adelante, nosotros lo vincularemos con el número de canales de conducción disponibles. Los transitorios cortos suelen atribuirse al atrapamiento de carga en el aislante. Podemos observar que en una primera etapa la corriente de SILC aumenta rápidamente mientras que, posteriormente, dicho crecimiento se reduce y para dosis de carga inyectada altas tiende a saturar. Al menos esto es claramente visible para las condiciones de estrés menos extremas. Para condiciones de estrés altas, en general, la muestra se rompe antes de que se produzca la saturación. La pendiente que da cuenta del incremento de la corriente de SILC en el régimen lineal (bajos niveles de carga inyectada) ha sido utilizada por DiMaria para calcular la probabilidad de generación de defectos en términos de la carga inyectada [DiMa01].

La evolución continua de la corriente de SILC con el nivel de envejecimiento hace pensar que este mecanismo de conducción esta ligado a un gran numero de sitios distribuidos por toda el área de la muestra. En este sentido, si el nivel del SILC es una medida de la degradación de la muestra, es válido preguntarse si esta tendencia a la saturación para altas cargas inyectadas indica que la degradación del material también se desacelera. Lu *et al* han planteado que la saturación de la corriente de SILC está estrechamente vinculada a una disminución del ritmo de generación de trampas en el óxido y posiblemente relacionado con el agotamiento de los precursores que darían origen a las trampas tales como el hidrógeno o estados intersticiales [Lu99]. Por otro lado, DiMaria ha propuesto que la saturación se debe a cambios en la barrera del óxido o a que los defectos generados por la degradación no contribuyen a la conducción por TAT (Trap Assisted Tunneling) [Dima95].

Se ha demostrado que la corriente de SILC es independiente de la polaridad de medición (descontado la caída en los electrodos) y esto se considera una prueba de que los defectos estarían distribuidos uniformemente en volumen o al menos de una manera simétrica [Dumi94,Ricc98,Bruy00]. En cambio, el crecimiento de la corriente de fuga sí es dependiente de la polaridad con que se efectúa el estrés, siendo la amplitud de la corriente de SILC significativamente superior (para una misma carga inyectada) cuando la inyección se realiza desde el electrodo de puerta. DiMaria ha relacionado este efecto con la energía de los portadores, la cual, en óxidos ultra-delgados se corresponde directamente con el voltaje aplicado y no con el campo en el óxido. Adicionalmente, se han estudiado los mecanismos de relajación de la corriente de SILC en ausencia de condición de estrés aplicado. Se ha observado que la amplitud de la corriente de SILC no es totalmente estable y presenta una componente dependiente del tiempo (también llamada SILC anómalo). Como también se ha mencionado, dicho comportamiento transitorio se ha atribuido a

alguna forma de atrapamiento-desatrapamiento de carga en el seno del material [Runn97,Ielm00a,Ielm00b], aunque no existen pruebas concluyentes en este sentido. La fig. 3.11 es nuevamente una ampliación de la fig. 3.10 y nos muestra la disminución de la corriente de SILC presumiblemente ocasionada por la captura de carga en el aislante. Este fenómeno transitorio también es función del campo aplicado y de la temperatura de la muestra [Bruy00]. Por una cuestión de espacio, no entraremos en detalle sobre estos aspectos de la corriente de SILC.

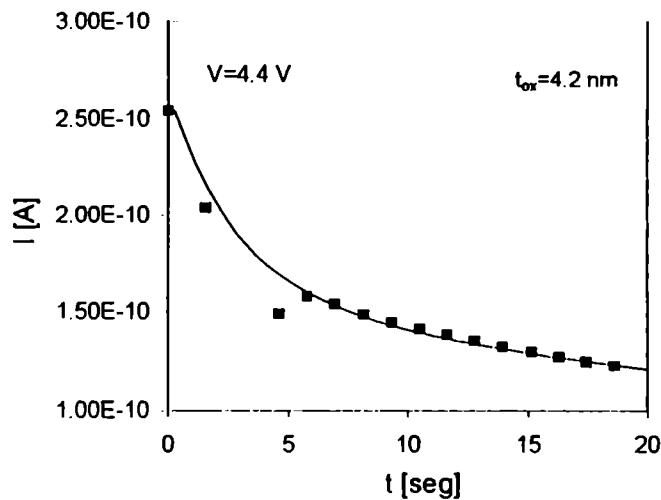


Fig. 3.11- Componente de SILC dependiente del tiempo atribuida a la captura de portadores.

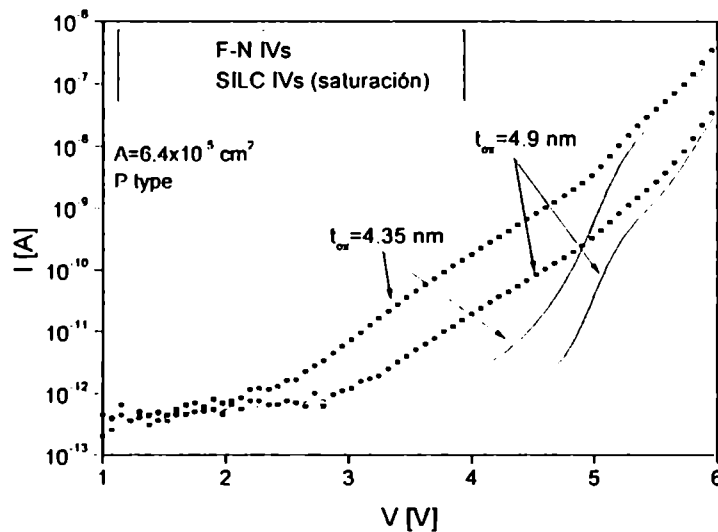


Fig. 3.12- Dependencia de la corriente de SILC con el espesor de la muestra

La aparición del modo de conducción SILC ha sido reportado generalmente para espesores de óxido inferiores a los 10 nm y su aumento, en relación con la reducción del espesor, ya fue mencionado en los primeros trabajos publicados acerca de este tema [Oliv88, Moaz92]. La fig. 3.12 nos muestra comparativamente la corriente SILC con la corriente FN correspondientes a dos espesores de aislante. El hecho de que una reducción en el espesor del óxido está acompañada por un aumento exponencial de la corriente SILC fue primeramente descrito por Patel *et al* [Pat94] y dicho comportamiento queda cuantitativamente descrito por la expresión [Jaha99]:

$$J_{SILC} \propto \exp\left(-\frac{t_{ox}}{l}\right) \quad (cc.3.1)$$

donde t_{ox} es el espesor del óxido y l una longitud característica. Esta dependencia del modo SILC, idéntica al observado en el régimen de túnel directo (ver por ejemplo las figs. 2.25 y 2.26), se suele explicar a partir del hecho de que la disminución del espesor induce un aumento de la probabilidad de transmisión por efecto túnel asistido por trampas. En otras palabras, en óxidos con espesores menores, las distancias cátodo-trampa-ánodo son también inferiores de manera que el transporte electrónico se ve facilitado. El parámetro l que se introduce en este modelo empírico ha sido descrito como prácticamente independiente de la carga inyectada una vez alcanzada la saturación del SILC [Jaha98]. Una cuestión que actualmente está en debate es porqué el modo SILC resulta solo visible en óxidos con espesores entre aproximadamente los 3.5 y 10 nm. Si bien la corriente de SILC aumenta con la reducción del espesor, por debajo de los 4-5 nm se produce un cambio en la tendencia y la amplitud del SILC disminuye notablemente [Lai95]. Se argumenta que para los espesores más delgados, la corriente de túnel directo es la que enmascara el SILC e imposibilita su detección [Wu99]. Esta hipótesis también ha sido recientemente cuestionada [Bruy00].

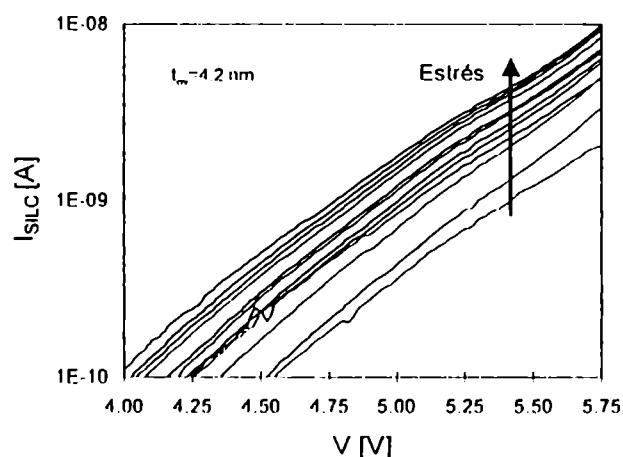


Fig. 3.13- Dependencia con el voltaje de la corriente de SILC para distintos niveles de degradación de la muestra. Las curvas corresponden a las mediciones que se muestran en la fig. 3.5.

Un factor fundamental en la determinación del mecanismo de conducción SILC tiene que ver con la dependencia funcional de la corriente con la tensión aplicada. Si bien la cuestión no está tampoco definitivamente resuelta, varios autores han mostrado que dicha característica puede describirse apropiadamente por una ley exponencial con el voltaje aplicado [Mase82,Ricc98,Niga99,Lu99,Wei00b], tal como se deduce a partir de la fig. 3.13. En la misma línea, algunos autores han confirmado que la corriente de SILC no es función del campo eléctrico aplicado [Chou97,Rose97]. Es importante señalar que las pendientes de las curvas de SILC $\log I$ vs. V son esencialmente las mismas para dispositivos con el mismo espesor de óxido fabricados con diferentes tecnologías. Según han propuesto Ricco *et al*, este hecho estaría estrechamente ligado a la naturaleza microscópica de la conducción SILC [Ricc98]. Volveremos sobre esta cuestión al final del Capítulo 4, luego de que se trate la conducción por contactos puntuales múltiples.

3.3.2 Aproximaciones teóricas a la conducción SILC

A continuación presentaremos los modelos analíticos que se han propuesto para explicar el fenómeno de conducción SILC. Sin lugar a dudas la aparición del SILC está directamente ligada a la creación de trampas y, básicamente, hay dos grandes aproximaciones: por un lado, se ha señalado como responsable del aumento de la corriente, una reducción de la barrera de potencial debido a la presencia de defectos en el seno del aislante y por otro lado se ha postulado un mecanismo de túnel asistido por trampas (TAT).

El primero de los mecanismos propuestos se debe a Maserjian *et al*, los cuales atribuyen la corriente de SILC a una corriente por efecto túnel a través de centros cargados positivamente generados durante el estrés [Mase82]. Esta carga atrapada induciría una reducción de la barrera de potencial y por ende un aumento en la corriente de fuga a través del material. Maserjian sitúa dichos centros positivos a 1.5 nm de la interfaz anódica, pero esto sería inconsistente con la simetría exhibida por la curva I-V, tal como se señaló en la sección anterior. Por otro lado, es de hacer notar que aún con la presencia de SILC, las mediciones C-V no reflejan ninguna carga atrapada positiva en óxidos ultra-delgados [Gogu97]. En esta misma dirección, Olivo *et al* utilizaron una expresión del tipo FN para la corriente de SILC:

$$I_{SILC} = AV^2 \exp(-B/V) \quad (\text{ec.3.2})$$

donde A y B son constantes y V es el voltaje aplicado, obteniendo una altura de barrera de 0.9-1.0 eV a temperatura ambiente (ver fig. 3.14). Dichos autores interpretaron que la corriente de SILC estaba asociada a la conducción a través de puntos “débiles” caracterizados por una barrera de potencial reducida [Oliv88]. La misma aproximación ha sido utilizada más recientemente en las refs. [Pate94,Scar97a]. Hoy en día, prácticamente se ha descartado este tipo de mecanismo para explicar la conducción SILC y se la considera una simple parametrización de los datos experimentales.

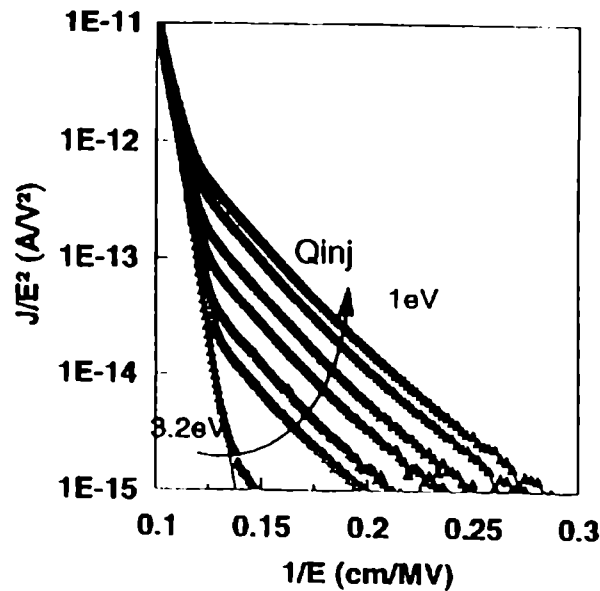


Fig 3.14- Gráfico de J/N para la corriente de SILC en función de la carga inyectada [Bruy00].

La modelización de la corriente de SILC en términos de un mecanismo de túnel asistido por trampas es más reciente y es el más ampliamente aceptado en la actualidad. La idea subyacente a este tipo de conducción es que la presencia de trampas en el seno del aislante aumenta notablemente la probabilidad de transmisión a través de la estructura. El concepto no es nuevo y, por ejemplo, ya había sido considerado por Penley en 1962 para explicar la conducción en películas dieléctricas [Pen62]. En otras palabras, se trata del tránsito de electrones entre electrodos asistido por estados intermedios localizados en la banda prohibida del aislante y gobernado por un proceso secuencial de captura-liberación de los portadores [Dumi94]. Este mecanismo de conducción fue introducido para explicar el modo SILC por primera vez por Yasuda *et al* en 1993 [Yasu93] y ha sido invocado, con variaciones, en un sinnúmero de oportunidades.

Los primeros modelos de conducción por efecto túnel elástico asistido por trampas, es decir sin pérdida de energía, como el de Yasuda *et al* y el de Chou *et al* [Chou97] se basan en la suposición de que los procesos de captura y liberación de carga están regidos por el mismo tipo de mecanismo. En el modelo de Chou, se considera una distribución espacial y energética de trampas en el aislante. Dichas trampas son generadas durante el estrés y actúan como sitios intermedios de tuneleo. Plantean la hipótesis de que las trampas son generadas mas allá de la distancia de túnel y, analíticamente, el modelo queda descrito por la ecuación:

$$J_{SILC}(F_{ox}) = q \int_{x_1}^{x_m} N_T(x, F_{ox}) \frac{1}{\tau_{in}(x, F_{ox}) + \tau_{out}(x, F_{ox}, T_{ox})} dx \quad (ec.3.3)$$

donde τ_{in} y τ_{out} son las constantes de tiempo de túnel asociados a la captura y a la liberación del portador, respectivamente. De acuerdo a la ec.(3.3), la corriente de SILC depende del producto de la densidad de trampas en la posición x y la probabilidad de transmisión de un electrón a través de trampas localizadas a la misma distancia. X_T es la distancia de túnel y para las trampas se considera una distribución gaussiana tanto en posición como en energía. Los resultados que se obtienen a partir de este modelo se muestran en la fig.3.15. El modelo es consistente con la dependencia del SILC con el espesor del óxido (crecimiento-decrecimiento en los 5 nm). Más recientemente, se han reportado otros modelos de conducción SILC que invocan el mecanismo de túnel elástico asistido por trampas [Aler98,Ricc98,Houn99,Endo99].

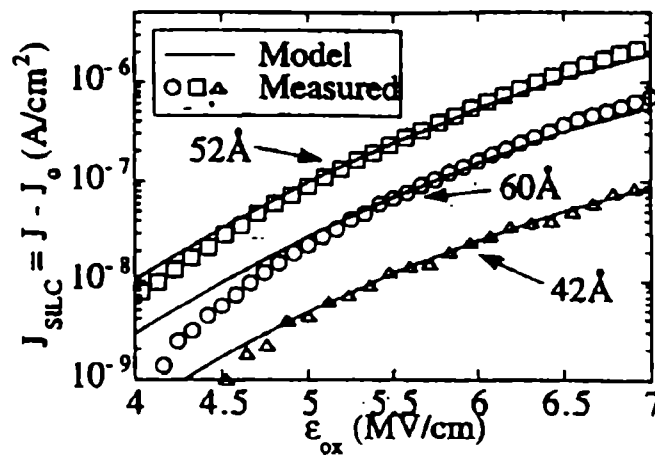


Fig. 3.15- Corriente de SILC en función del campo eléctrico para diferentes espesores [Chou97].

Sakakibara *et al* [Saka97] desarrollaron un modelo en el que la conducción SILC se descompone en tres etapas: el tránsito hacia un estado virtual, seguido del atrapamiento de la carga en un estado estable y luego el desatrapamiento por efecto túnel hacia el ánodo. Sakakibara introduce una idea interesante tal como es la posibilidad de una pérdida de energía en el óxido durante el proceso de captura-liberación, según lo que ilustra esquemáticamente la fig. 3.16. Pruebas que avalen la hipótesis del túnel inelástico ya habían sido presentadas por Takagi *et al* en 1996 a partir de resultados experimentales basados en la técnica de separación de portadores [Taka96]. Sus mediciones, realizadas sobre transistores MOS, tienden a mostrar que los electrones implicados en el mecanismo de conducción SILC son menos energéticos que aquellos que atraviesan el óxido por efecto túnel "clásico". Hasta ahora, las razones de esta aparente pérdida energética permanecen desconocidas y el análisis que de este resultado experimental se ha hecho en repetidas ocasiones ha sido también cuestionado, por lo que el tema sigue siendo materia de debate [Bruy00,Ries99]. Otros enfoques de la conducción SILC basados en el túnel inelástico de portadores han sido presentados en las refs. [Kamo98,Endo99,Ghet00].

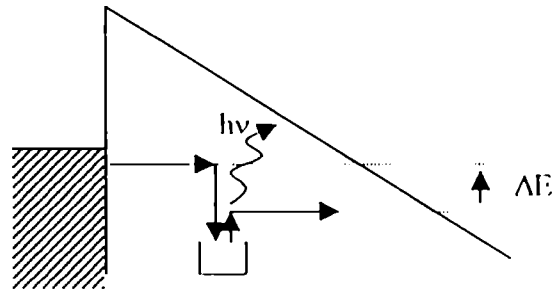


Fig. 3.16- Esquema energético asociado al túnel inelástico asistido por trampas. Se produce una pérdida de energía en el proceso de captura-liberación de carga.

En otro orden de cosas, también se ha estudiado el papel que podrían jugar en la conducción SILC los electrones de la banda de valencia y los huecos [Schu94,Zous99, Ries00,Ielm00a,Ielm00b]. El modo de conducción SILC también ha sido relacionado con el transporte del tipo Poole-Frenkel [DeSa00]. Algunos autores han propuesto que los defectos relacionados con el hidrógeno son los responsables de la conducción SILC y se ha sugerido que estos defectos constituirían los precursores de la ruptura dieléctrica [Bloc99].

En la siguiente sección, analizaremos la dinámica de generación de canales conductores a través del óxido y sus implicancias en el proceso de transporte.

3.3.3 Dinámica de la degradación SILC

En esta sección, trataremos la dinámica de la degradación SILC, es decir la variación de la corriente con el tiempo o con la carga inyectada cuando la muestra es sometida a una degradación eléctrica. Solo se discutirá como evoluciona la componente estacionaria del SILC es decir aquella no vinculada a los transitorios rápidos que se producen al efectuar el cambio entre el nivel de estrés y el nivel de sensado. Como ya adelantamos, se ha postulado que estos transitorios están asociados al atrapamiento-desatrapamiento de carga en el aislante, mientras que el crecimiento neto del SILC ha sido directamente vinculado a la creación de defectos.

La aproximación más completa que nos permite dar cuenta del crecimiento de la corriente SILC en función del estrés al que se somete la muestra es un modelo totalmente empírico y se puede encontrar en las refs. [Scar97b,Jaha97,Pana97]. La fig. 3.17 nos muestra una particularidad de este modo de conducción y es que la derivada logarítmica de la corriente respecto de la carga inyectada en función del logaritmo de la carga inyectada se puede representar en cierto rango por una relación de tipo lineal.

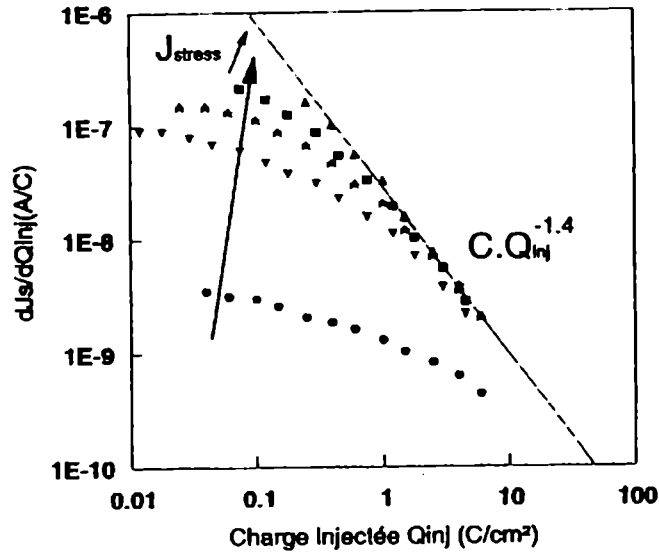


Fig. 3.17- Derivada de la corriente de SILC en función de la carga inyectada [Bruy00].

Esto nos permite plantear para la corriente de SILC, J_S , una relación del tipo:

$$\frac{\partial \ln J_S}{\partial Q_{inj}} = K Q_{inj}^{\nu} \quad (\text{ec.3.4})$$

donde los parámetros que allí aparecen resultan ser independientes de la polaridad y del voltaje de sensado del SILC. ν está en el orden de -1.3 , mientras que la constante K depende de la intensidad de la corriente de estrés siguiendo una ley de tipo potencial. De acuerdo a la ec. (3.4), resulta:

$$J_S = J_{sat} \exp\left(\frac{K}{\nu + 1} Q_{inj}^{\nu+1}\right) \quad (\text{ec.3.5})$$

donde, nuevamente, se observa experimentalmente que:

$$J_{sat} = C J_{estrés}^{\beta} \quad (\text{ec.3.6})$$

con C una constante, J_{sat} la corriente de saturación del SILC y β una constante en el orden de $0.3-0.4$ [Bruy99]. Si bien las expresiones (3.5) y (3.6) proporcionan una descripción empírica del fenómeno, no existe ningún modelo físico que las sustente. Por otro lado, es de hacer notar que dicha expresión sí da cuenta de una saturación en la corriente para altos niveles de carga inyectada.

De acuerdo con nuestras propias ideas, y tal como se desarrollará en el capítulo siguiente, la corriente de SILC sería proporcional al número de canales de conducción que conectan ambos electrodos. Por canal entendemos un flujo de corriente altamente localizado, ya sea a través de un defecto o cadena de defectos. El hecho de que la corriente de SILC muestra un comportamiento de saturación con la carga inyectada, parecería indicar que el número de tales canales habilitados para conducir, N , sería proporcional al número total de canales disponibles a una condición de estrés dada, es decir:

$$\frac{dN}{dQ_{inj}} = \eta [N_m(J_{estrés}, Q_{inj}) - N] \quad (ec.3.7)$$

donde Q_{inj} es la carga inyectada, $N_m(J_{estrés}, Q_{inj})$ es el máximo número de caminos conductores posibles (generables) para una dada condición de estrés $J_{estrés}$ y bajo un nivel de daño inducido dado por Q_{inj} . η es una constante de proporcionalidad. Si consideramos que, en principio, N_m no depende de la carga inyectada, lo que podría ser válido al menos para condiciones de degradación no muy fuertes, resulta, a partir de este modelo dinámico de primer orden:

$$N(Q_{inj}) = N_m(J_{estrés}) [1 - \exp(-\eta Q_{inj})] \quad (ec.3.8)$$

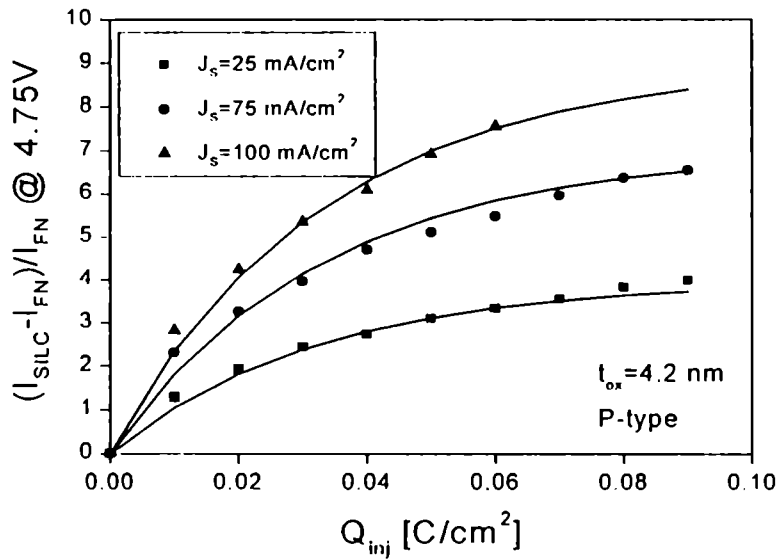


Fig. 3.18-- Evolución del incremento fraccional de SILC en función de la carga inyectada para distintos niveles de corriente de estrés. La corriente es sensada a 4.7 V.

La misma ley de generación ha sido propuesta empíricamente por Wei *et al* [Wei00b] y en primera aproximación por Lu *et al* [Lu99]. La fig. 3.18 muestra el incremento fraccional del SILC ($J_{\text{SILC}}/J_{\text{FN}}$) para un estrés a corriente constante y el ajuste teórico utilizando la ecuación (3.8) con $\eta=30 \text{ cm}^2/\text{C}$. Para realizar dicho ajuste hemos considerado que la corriente SILC es proporcional al número de canales de conducción disponibles, o sea:

$$J_s(Q_{inj}, V) = N(Q_{inj})f(V) \quad (\text{ec.3.9})$$

donde f es una función del voltaje aplicado. Queda claro que, en esta aproximación, no es posible determinar el número absoluto de canales disponibles ya que falta establecer cual es la función f . Una posible forma funcional será discutida recién en el Capítulo 4.

En la siguiente sección, se describirán resultados experimentales relacionados con la conducción en óxidos gruesos y se presentará un modelo semi-empírico que da cuenta del transporte a través de dichos óxidos en condiciones de atrapamiento de carga.

3.4 Conducción en óxidos gruesos

3.4.1 Caracterización experimental del atrapamiento de carga

Cuando se aplica una condición de estrés a una estructura MOS, se observa una evolución en el tiempo de las propiedades del dieléctrico, es decir el óxido se degrada respecto a sus características iniciales. Como ya se ha descrito en secciones anteriores, el mecanismo fundamental responsable de dicha degradación es la generación de defectos o trampas en el seno del óxido y en sus interfaces. Si el estrés aplicado es suficientemente elevado o si su duración es suficientemente larga, se produce finalmente la ruptura del material, la cual se manifiesta como un cambio abrupto en el mecanismo de conducción. Esto nos hace pensar básicamente en las siguientes posibilidades acerca de cual sería el factor determinante en la ruptura del dieléctrico: el campo eléctrico elevado, la fluencia prolongada de carga (huecos o electrones), el atrapamiento de carga (positiva o negativa) o una combinación de estos mecanismos. Ciertamente, existe profusa evidencia experimental de que independientemente de cual sea la causa última que dispara la ruptura del dieléctrico, la degradación afecta el transporte electrónico a través de la estructura y es en este punto donde centraremos nuestro interés en esta parte del trabajo.

Una de las manifestaciones más evidentes de la degradación del óxido de puerta “grueso” (>10 nm) durante una inyección de carga prolongada es la generación de estados de interfaz y el atrapamiento de carga en el aislante. Es bien sabido que ambos mecanismos afectan de manera sensible las curvas C-V e I-V (para una revisión histórica de estos fenómenos consultar por ejemplo la ref. [Balla89]).

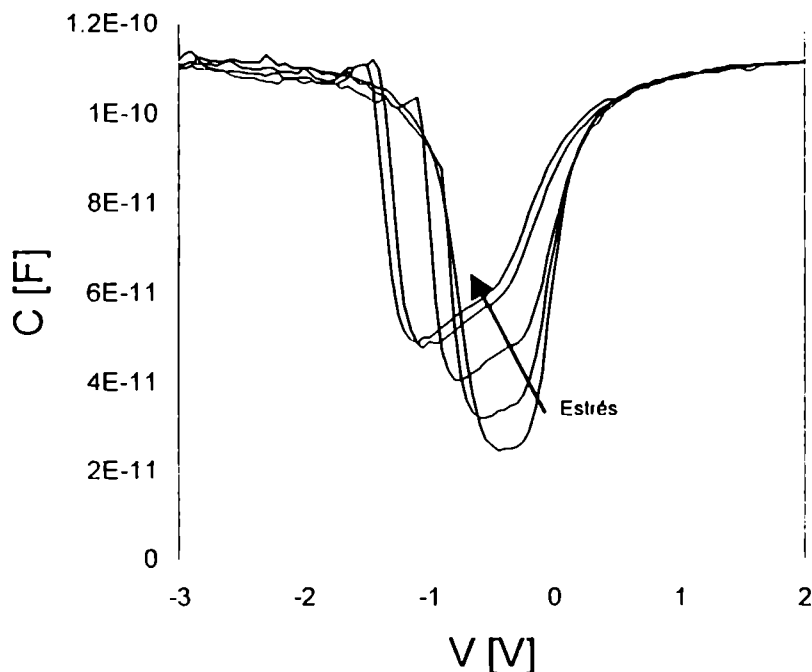


Fig. 3.19- Evolución típica de las características C-V a medida que se degrada el dispositivo.

En primer término, con respecto a la característica C-V y tal como muestra la fig. 3.19, la degradación produce un corrimiento en voltaje de la curva acompañado por una deformación de la misma. El primer efecto da cuenta del atrapamiento de carga mientras que el segundo se relaciona con el incremento de la densidad de estados interfaciales [Nico82]. Una de las técnicas más utilizadas para cuantificar la densidad de tales estados consiste en estudiar la deformación de la curva C-V en términos de la carga inyectada. La fig. 3.20 nos muestra, a manera de ejemplo, el aumento de la densidad de estados interfaciales en un óxido de puerta de 24 nm en función de la carga inyectada medido a través de la diferencia de tensiones de encendido y bandas planas en la curva C-V de baja frecuencia [Fasa87, Niss83a, Niss85].

Como en situaciones anteriores (por ejemplo en SII.C), se observa un rápido crecimiento de la densidad de estados interfaciales en los primeros instantes de la degradación y luego un comportamiento que tiende a la saturación. Si bien ha habido algunos intentos de incluir el efecto de los estados interfaciales en la modelización de la corriente de túnel, su incidencia en el proceso global de conducción es usualmente dejada de lado frente a la corriente de túnel FN standard. En nuestra propia modelización, no consideraremos la posible incidencia de los estados interfaciales en el proceso de conducción.

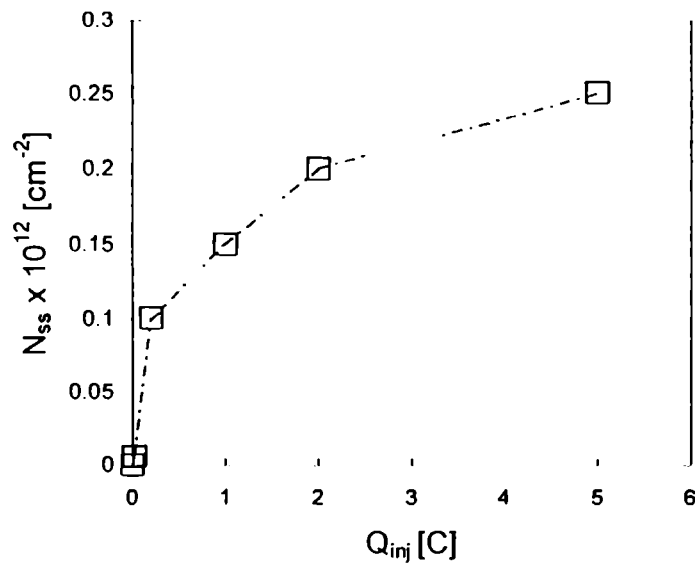


Fig. 3.20 - Evolución de la densidad de estados superficiales en función de la carga inyectada calculada a partir del estiramiento de la curva C-V.

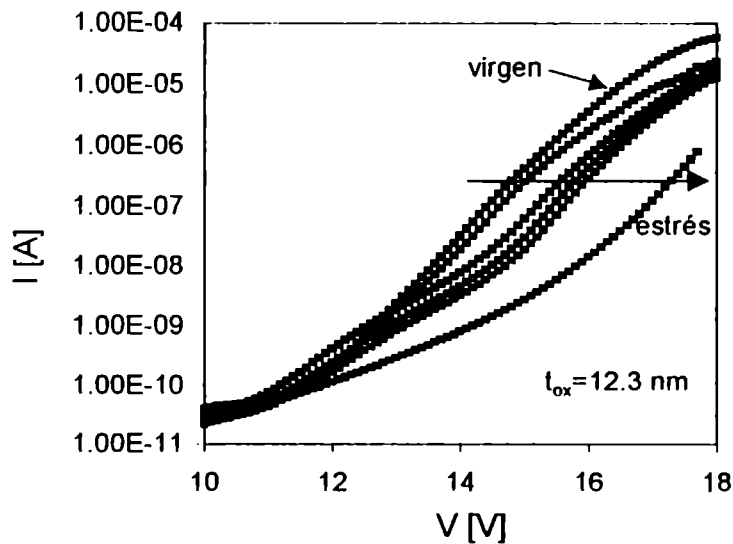


Fig. 3.21 - Evolución de la característica I-V cuando se somete el dispositivo a sucesivas rampas de tensión.

Una segunda manifestación de la degradación del óxido de puerta corresponde a la aparición de una carga atrapada en el seno del aislante [Shir85,Niss85b,Faza87,Akiz89,El-1193,Mora93,Patr93a,Elrh94]. Prueba de tal fenómeno es el desplazamiento en voltaje tanto de la curva C-V como de la I-V. El corrimiento de la curva C-V hacia tensiones más negativas, tal como se muestra en la fig. 3.19, es indicativo de la captura de carga positiva

en el aislante. Para otra muestra y otras condiciones de inyección, la fig. 3.21 nos muestra como se modifica la curva I-V por la aplicación sucesiva de rampas de tensión. En este caso, el corrimiento de la curva hacia tensiones mayores señala, por el contrario, la captura de carga negativa. Se puede observar que el desplazamiento no es totalmente uniforme para todas las corrientes, lo que indica un reajuste de la carga atrapada o la generación de estados interfaciales por efecto de la misma rampa de tensión [Ku94, Elrh94, Rodr97].

Un procedimiento habitual en este tipo de estudios consiste en inyectar carga a una corriente constante y medir la tensión que se desarrolla en la puerta. Complementariamente, se puede aplicar una tensión de puerta constante y monitorear la variación de la corriente de túnel a través del aislante. Típicamente, una inyección de carga a corriente constante conlleva, en un principio, una disminución de la tensión de puerta, sin embargo, si la inyección continúa la tensión en la puerta aumenta. Este efecto se denomina "turn around" [Suñé89a, El-1193] y se describe esquemáticamente en la fig. 3.22. Podemos asociar este comportamiento a un atrapamiento de carga positiva en las primeras etapas de la degradación y luego a un atrapamiento paulatino de carga negativa. Sin embargo, una visión alternativa para explicar esta variación consiste en invocar un proceso de liberación-captura de carga negativa en trampas neutras dentro del óxido. Estas trampas, estarían localizadas energéticamente en la banda prohibida del aislante [Its93, Scot96b] y según veremos su nivel de ocupación dependería de las condiciones de estrés. Las figs. 3.23, 3.24 y 3.25 nos muestran la variación de la corriente a través de la puerta, la tensión de bandas planas y la tensión de puerta, respectivamente, para una inyección prolongada de carga. Claramente, dichas curvas son consistentes con un atrapamiento de carga negativa dentro del aislante.

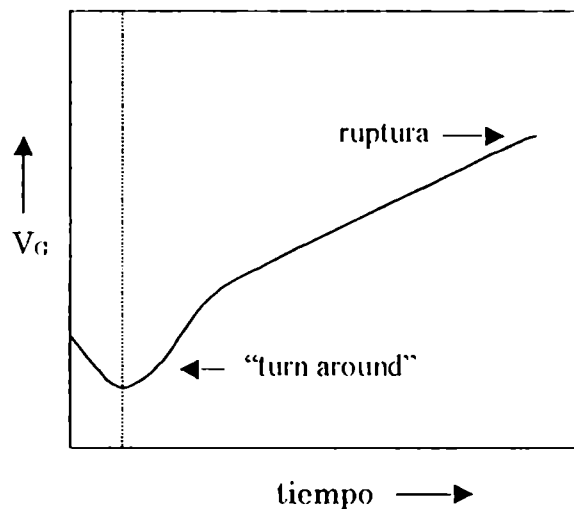


Fig. 3.22- Tensión de puerta en función del tiempo para un estrés a corriente constante. La figura muestra el efecto "turn around" [Suñé89a, El-1193].

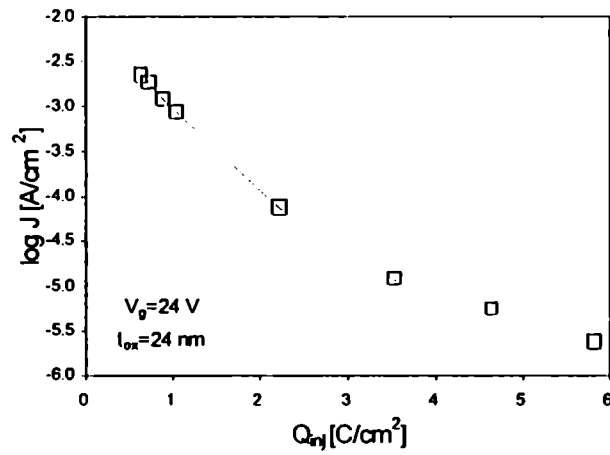


Fig. 3.23- Disminución de la corriente de túnel a través del aislante en función de la carga inyectada debido al atrapamiento de carga negativa.

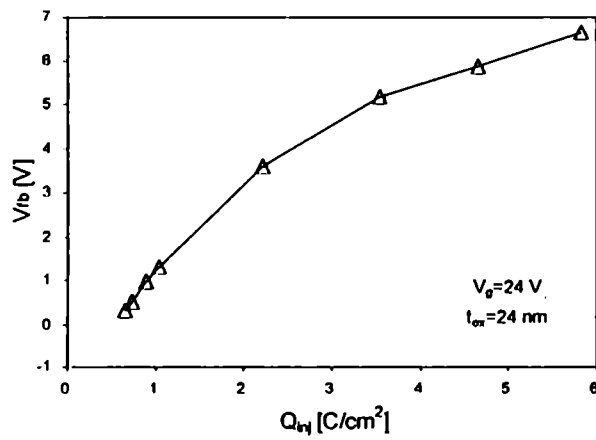


Fig. 3.24- Aumento de la tensión de bandas planas en función de la carga inyectada debido al atrapamiento de carga negativa en el aislante.

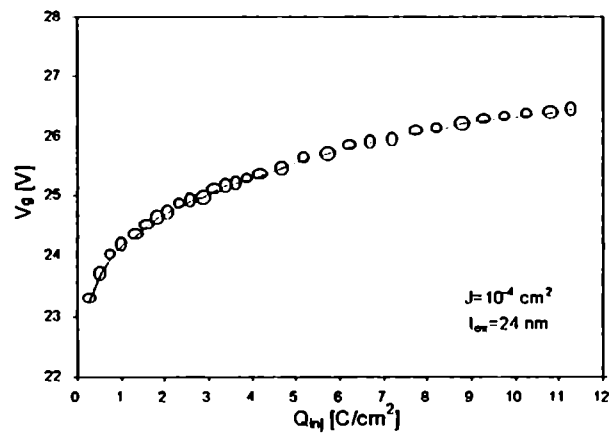


Fig. 3.25- Aumento de la tensión de puerta en función de la carga inyectada debido al atrapamiento de carga negativa en el aislante.

Los primeros intentos que se hicieron para explicar la conducción a través de un aislante cargado datan de los años sesenta [Gepp62,Dwyc69], aunque fue recién en los ochenta cuando aparecieron la mayor parte de los modelos orientados a dar cuenta de la magnitud y el signo de la carga atrapada y su influencia sobre la conducción a través del óxido. Si bien el fin último de estos modelos ha sido fundamentalmente el de proveer un nexo entre el proceso de degradación al que se somete la muestra y la ruptura del aislante, en este capítulo solo se discutirá aquellos aspectos relativos a la conducción durante la etapa previa a la ruptura. Es importante señalar que la cuestión de si el óxido de puerta atrapa carga positiva o negativa ha sido extensamente estudiada en estas últimas décadas y el tema sigue siendo materia de debate en la actualidad sobretudo en relación con cuestiones de fiabilidad. El número de trabajos publicados en esta área es vastísimo, de manera que solo presentaremos aquellos que de una u otra manera describen la evolución de las ideas en este campo. Como veremos, los tratamientos teóricos giran alrededor de la idea de que la conducción con atrapamiento de carga es una variante de la conducción FN, contrariamente a lo que ocurre con el SILC, el cual requiere otro tipo de aproximaciones.

En la siguiente sección, discutiremos los modelos propuestos y posteriormente presentaremos nuestra propia descripción del fenómeno a partir de un modelo semi-empírico desarrollado en el LFDP.

3.4.2 Modelización de la corriente de túnel en óxidos cargados

Tal como se ha discutido en el punto anterior, en óxidos gruesos la degradación del aislante de puerta se manifiesta en una variación de las curvas características del dispositivo tales como la C-V y la I-V. Hemos visto que una manera controlada de estudiar el fenómeno consiste en seguir la evolución en el tiempo de magnitudes tales como la corriente o la tensión de puerta estresando al dispositivo con la variable complementaria, es decir, a una tensión o corriente dada respectivamente. Ya en los años 70 se aplicaban estas técnicas, también conocidas, por su fin último, como tests de TDDB (Time Dependent Dielectric Breakdown), y se discutía la relación entre la degradación y la ruptura del SiO₂ [Hara77,Solo77]. En base a sus resultados experimentales, Harari argumentó que previamente a la ruptura se generaban trampas en el seno del material, las cuales podían ser ocupadas por una fracción de los electrones inyectados [Hara77]. Esto, a su vez, por una deformación de la barrera de potencial, provocaba la reducción del campo eléctrico en el cátodo y consecuentemente una disminución del nivel de inyección durante una degradación a tensión constante. En consonancia con estos resultados, otros autores también señalaban al atrapamiento electrónico como el causante de la modificación del nivel de inyección [Nico71,Arne75,Solo77,Youn79]. Sin embargo, esto resultaba contradictorio con otros modelos que simultáneamente señalaban un aumento del campo catódico por atrapamiento de huecos [DeKe80,Hu80,Fisc82,Holla84,Wein87,Lee93,Lena97]. La fig. 3.26 muestra cualitativamente el efecto que tiene el atrapamiento de carga en el aislante sobre el perfil de la barrera de potencial.



Fig. 3.26– Efecto del signo de la carga atrapada sobre el perfil de la barrera de potencial.

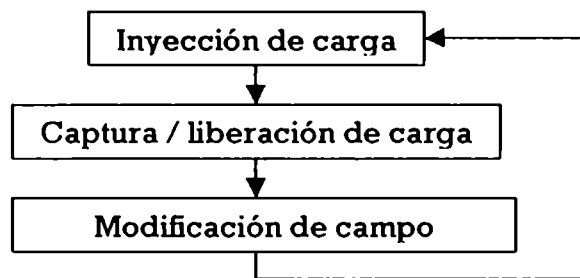


Fig. 3.27– Proceso de realimentación captura/liberación de carga en el aislante.

En ambos casos, y detrás de todos estos modelos, subyace la idea de que el atrapamiento de carga, ya sea positiva o negativa, modifica el campo catódico, factor que determina el nivel de corriente a través de la estructura. A su vez, la inyección modifica el estado de carga del óxido de acuerdo a un proceso de realimentación positiva tal como se muestra en la fig. 3.27. Queda claro que, dentro de este marco, la corriente a través del aislante está fundamentalmente ligada al estado de carga del óxido y que dicho estado depende, a su vez, de las condiciones de inyección y/o degradación a las que se somete el dispositivo. Comenzaremos por hacer una breve alusión a aquellos modelos que interpretan que la corriente de túnel está gobernada exclusivamente por el atrapamiento de carga positiva (esto es consistente con los primeros estadios de la degradación). Luego, nos detendremos en los modelos que consideran atrapamiento de carga positiva y negativa (necesario para dar cuenta del efecto “turn around”) y por último, discutiremos los modelos que se fundamentan en la captura y liberación de carga negativa (modelos de balance).

El primer análisis teórico que daba cuenta de la corriente a través de un dieléctrico bajo condiciones de generación de defectos y atrapamiento de carga positiva fue propuesto inicialmente por O’Dwyer [Dwy69] y posteriormente refinado por Kashat *et al* [Kash78].

Básicamente, este modelo establece que la corriente a través del aislante está controlada por una ecuación del tipo FN:

$$J = K_1 F_c^2 \exp(-K_2/F_c) \quad (\text{ec.3.10})$$

con K_1 y K_2 constantes y F_c el campo en el cátodo, el cual a su vez esta descrito por:

$$F_c = F + \frac{qp t_{ox}}{2\epsilon_{ox}} \quad (\text{ec.3.11})$$

donde F es el campo medio en el óxido, q la carga del electrón, p la concentración de huecos atrapados por unidad de volumen, t_{ox} el espesor del óxido y ϵ_{ox} su permitividad dieléctrica. La evolución de la densidad de huecos atrapados queda gobernada por una ecuación de balance entre los huecos generados por ionización por impacto de banda a banda y el arrastre de huecos por efecto del campo eléctrico aplicado. En definitiva, este modelo predice un aumento abrupto de la corriente en los instantes previos a la ruptura del material producto del incremento del campo eléctrico catódico asociado a la acumulación de carga positiva en dicha región. Dicho comportamiento se exhibe cualitativamente en la fig. 3.28.

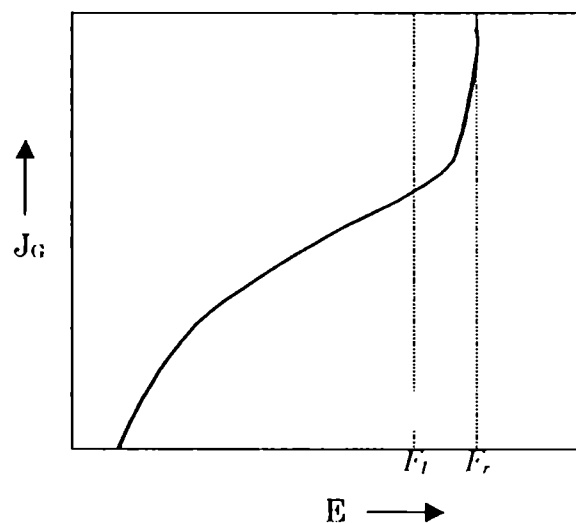


Fig. 3.28- Característica de corriente en función del campo eléctrico en el óxido predicha por los modelos de ionización por impacto.

La fig. 3.28 muestra que la conducción es por túnel FN hasta que el campo alcanza un valor crítico F_l . Entre F_l y F_r (campo de ruptura) se produce un incremento de la corriente debido a la aparición de ionización por impacto y la captura de carga positiva. Es importante señalar que en el rango de espesores tratado en este trabajo no se ha observado en ninguna muestra un aumento de la corriente de tales características previo a la ruptura

del material. Es más, habitualmente la corriente en los instantes previos a la ruptura tiende a estar por debajo de aquella predicha por el modelo de túnel FN [Hara77]. También, por una cuestión energética en cuanto a la termalización de los portadores inyectados, ha sido puesto seriamente en duda la posibilidad de que exista ionización por impacto de banda a banda en óxidos tan delgados. Otra crítica que ha recibido este tipo de modelos es que no pueden explicar la ruptura dieléctrica como producto de la degradación a una condición de estrés constante con campo menor que F_r [Klei88]. Otros autores que han considerado el atrapamiento de carga positiva como factor conducente a la ruptura dieléctrica son Hu *et al* [Chen85]. Queda claro que este modelo no puede explicar aquellos resultados experimentales que parecen indicar un atrapamiento de carga negativa en el seno del material.

Para incorporar este último efecto, Klein *et al* [Klei82] propusieron una versión alternativa del modelo anterior en la que se considera un mecanismo de ionización por impacto pero con atrapamiento de los portadores inyectados. Este modelo asume: *a*) la existencia de recombinación electrón-hueco, pero sin deriva de huecos que se oponga al efecto de la ionización por impacto, *b*) que la densidad de carga electrónica atrapada es uniforme y constante y *c*) que los electrones son inyectados por túnel. En este marco, se plantean las siguiente ecuaciones:

$$J = AF_c^2 \exp(-B/F_c) \quad (\text{ec.3.12})$$

que es nuevamente la expresión de FN, donde el campo catódico $F_c = F(0)$ está gobernado por la siguiente ecuación diferencial:

$$\frac{dF(x)}{dx} = \frac{q}{\epsilon_0 \epsilon} (p_t - n_t) = \frac{q}{\epsilon_0 \epsilon} \left\{ \frac{a \exp[bF(x)]}{\sigma_h} - n_t \right\} \quad (\text{ec.3.13})$$

con p_t y n_t la densidad de huecos y electrones atrapados, respectivamente. El término exponencial está relacionado con el balance entre la ionización por impacto y la recombinación electrón-hueco. σ_h es la sección eficaz de recombinación. Una vez más, este modelo da origen a un proceso de realimentación que lleva a la ruptura del dieléctrico. La incorporación de los electrones dentro de este marco solo tiene el efecto de retrasar el tiempo en el que se produce el disparo de la ruptura.

Para dar cuenta del efecto “turn around” surgen entonces aquellos modelos que postulan el atrapamiento de carga de ambos signos [Fisc82,Chen85,Chen86,Faza87, Slav90,Itsu91,El-H93,Sama98]. Estos modelos consideran los centroides de carga y basándose en ellos se calcula el campo catódico. La presencia de cargas positivas (supuestamente localizadas cerca de la interfaz puerta/SiO₂) induce una deformación de la barrera de potencial que modifica la distancia de túnel. A manera de ejemplo, presentamos el modelo

de El-Hdiy *et al* [El-H93]. Si uno asimila la barrera real con una barrera triangular con el mismo coeficiente de transmisión y con un campo efectivo E^* resulta:

$$J = AE^{*2} \exp(-B\phi^{3/2}/E^*) \quad (\text{ec. 3.14})$$

donde

$$E^* = \frac{E_1}{1 - [Q_n / (Q_n + \epsilon_m E_1)] \left[1 - (E_1 x_n / \phi) \right]^{1/2}} \quad (\text{ec. 3.15})$$

donde E_1 , Q_n , x_n y ϕ están definidos en la fig. 3.29. La relación entre Q_n y Q_p (cargas negativas y positivas) y su posición relativa determina que la corriente crezca o decrezca.

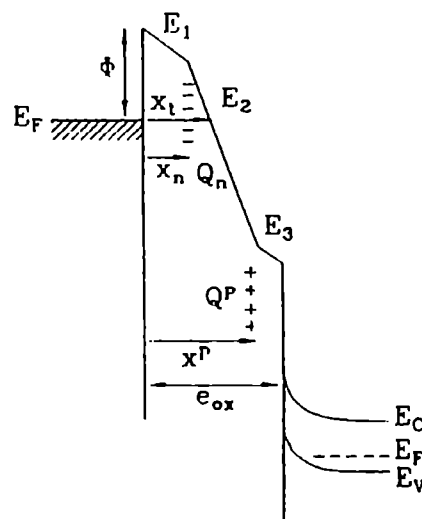


Fig. 3.29- Diagrama energético de la estructura MOS con carga atrapada positiva y negativa [El-H93].

Variantes de estos modelos solo consideran el efecto de la carga negativa en el cálculo del campo catódico [Oh89, Suñé89a, Suñé89b, Lope91, Ku94, Kies97]. Por ejemplo, Suñé *et al* [Suñé89a, Suñé89b] asumen que la carga atrapada está homogéneamente distribuida en el óxido, de manera que la corriente queda nuevamente expresada por una expresión del tipo FN en función de un campo eléctrico efectivo:

$$J = K_1 F^2 \exp \left\{ - \left[\frac{K_2}{F + (\rho_m \gamma / 2 \epsilon_m)} \right] \right\} \quad (\text{ec.3.16})$$

donde ρ es la densidad de carga atrapada y γ una función que depende de la carga atrapada, del campo eléctrico medio y del espesor del aislante. La función γ es siempre

menor que 1 y $\gamma=1$ es equivalente a una barrera triangular con campo medio en el óxido igual al campo catódico. La función γ se calcula considerando la probabilidad de transmisión a través de una barrera de potencial parabólica con carga atrapada uniforme.

Uno de los primeros modelos analíticos que impulsaron la idea del atrapamiento-desatrapamiento de electrones durante el proceso de degradación fue presentado por Olivo *et al* [Oliv83]. Los antecedentes de este modelo se pueden hallar en las refs. [Ame75,Solo77]. La idea es, como antes, que debido al atrapamiento de carga en el óxido, la tensión de puerta o la corriente debe ir modificándose apropiadamente. La fig. 3.30 muestra la evolución de la corriente de puerta para un estrés a tensión constante. Se observa que, en primer lugar la corriente crece y luego tiende a decrecer. De acuerdo a esta aproximación, el efecto "turn around" sería producto del atrapamiento y desatrapamiento de electrones en la barrera de túnel y no el resultado del atrapamiento de huecos. De acuerdo a este modelo, la densidad de electrones atrapados en la barrera, n , depende de la energía del nivel considerado, E , y de la distancia que separa la trampa del electrodo inyector, x . La evolución de dicha carga atrapada está dada por un balance entre la carga atrapada y el desatrapamiento producto del campo eléctrico aplicado:

$$\frac{\partial n(x,t)}{\partial t} = \frac{J(E,t)\sigma}{q} (N-n) - \nu_{out}(E,x,t)n \quad (\text{ec.3.17})$$

donde ν_{out} es el coeficiente de transmisión de los electrones atrapados, N es la concentración de trampas, σ la sección eficaz de captura y ν la frecuencia de intento de escape. Los resultados teóricos y experimentales se muestran en la fig. 3.30.

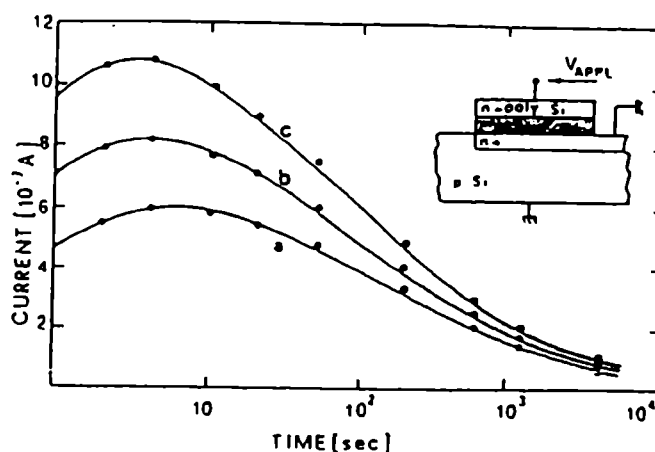


Fig. 3.30- Corriente en función del tiempo para un estrés a tensión constante. Se observa el efecto del turn around como producto del atrapamiento-desatrapamiento de electrones [Oliv83].

En la misma línea de pensamiento, Nissan-Cohen *et al* plantearon un modelo también basado en el atrapamiento-desatrapamiento de electrones en el aislante conocido como el modelo de balance dinámico (DBM) [Niss83b,Niss85,Niss85c,Niss86]. El modelo evoluciona alrededor del hecho experimental de que para cada campo eléctrico aplicado existe un único nivel estacionario de ocupación para las trampas existentes. A dicho nivel de ocupación se llega mediante un proceso de atrapamiento-desatrapamiento y matemáticamente está descrito por una ecuación de balance del tipo:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{J}{q} [\sigma(N - n) - \beta n] \quad (\text{ec.3.18})$$

donde n es la densidad de carga negativa, N es la densidad total de trampas, J es la corriente de estrés, σ es la sección eficaz de captura y β es la sección eficaz de ionización. La solución de la ec. (3.18) es:

$$n(t) = n(0) + [\bar{n}(F) - n(0)] \{1 - \exp[-(\sigma + \beta)N_{inj} t]\} \quad (\text{ec.3.19})$$

donde $\bar{n}(F)$ es la concentración de carga negativa en el estado estacionario correspondiente al campo F . Estos niveles se manifiestan por la saturación de V_I y V_p bajo una dada condición de inyección (ver fig. 3.31). De acuerdo a este modelo, la densidad de carga atrapada en saturación ($dn/dt=0$) está dada por la expresión:

$$\bar{n}(F) = N \frac{1}{1 + \beta(F)/\sigma} \quad (\text{ec.3.20})$$

Como se observa, esta última relación es consistente con el hecho de que los niveles estacionarios dependen del campo aplicado al óxido y que se incrementan con el número de trampas consideradas. Los resultados experimentales se ajustan bien con $\sigma \approx 0.5 \times 10^{-16} \text{ cm}^2$, N del orden de 10^{19} cm^{-3} y $\beta(F) = \beta_0 \exp(-H/F)$ con β_0 y H constantes. Si bien los transitorios son correctamente explicados por las ecs. (3.19) y (3.20), se observa que para una inyección de carga prolongada, debe considerarse adicionalmente el efecto de la creación de nuevas trampas. En este caso, se asume una dinámica de creación de defectos de la forma:

$$N(t) = N(0) + C \exp(DF) N_{inj} \quad (\text{ec.3.21})$$

donde C y D son constantes y N_{inj} es el número de portadores inyectados. Esta expresión da cuenta del aumento de la amplitud de los transitorios, de la variación de V_p , J y V_I con la inyección prolongada de carga (ver figs.3.31 y 3.32). Aunque las consecuencias son esencialmente las mismas, la última versión del modelo DBM considera la dependencia

espacial de las trampas generadas dentro del óxido y el campo eléctrico local *via* una solución autoconsistente de la ecuación de Poisson [Avni88b].

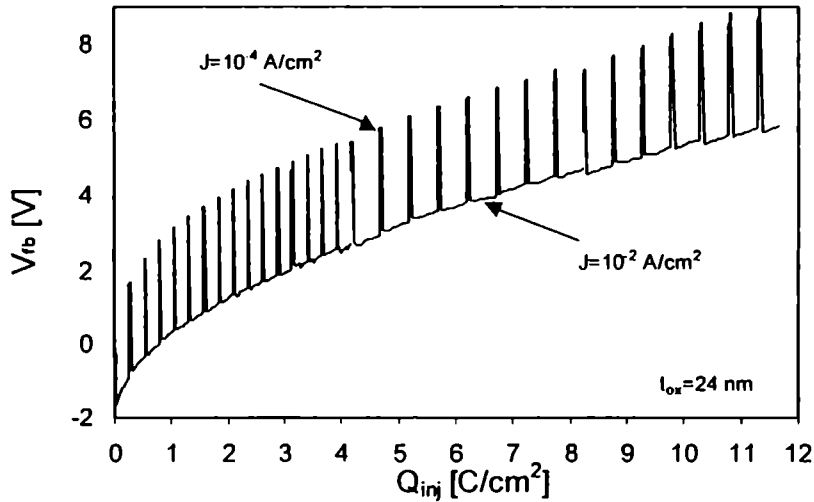


Fig. 3.31- Variación de la tensión de bandas planas con la carga inyectada para dos niveles de corriente.

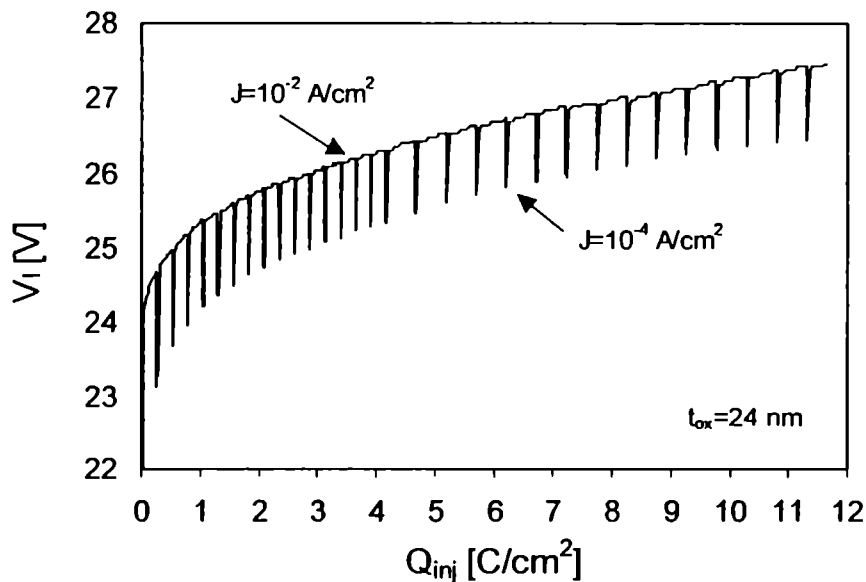


Fig. 3.31- Variación de la tensión de puerta con la carga inyectada para dos niveles de corriente.

El DBM es en la actualidad el modelo más aceptado para dar cuenta de la dinámica de atrapamiento de carga y generación de defectos dentro del aislante, aunque es importante señalar que no es el único (ver refs. [Ning78,Wolt85,Patr93b,Pana97,Chen98]).

En la siguiente sección, presentaremos nuestra propia modelización del transporte electrónico a través del óxido cargado.

3.4.3 Modelo semi-empírico para la conducción en óxidos cargados

Tal como se ha señalado en la sección anterior, una distribución de cargas en el interior del aislante de puerta de una estructura MOS modifica el campo electrostático y por ende la distribución de potencial en el óxido. Como es previsible, esto afecta sensiblemente la corriente que circula a través de la estructura. También hemos visto que la forma habitual de tratar este problema consiste en utilizar la expresión de FN con el campo eléctrico modificado según alguna función del estado de carga en el óxido. Por otro lado, es importante señalar que dicho estado de carga no solo depende de las condiciones de inyección a las que se somete el dispositivo sino que también de su historial (producto de la creación de trampas). Adicionalmente, un problema central en el cálculo de la corriente de túnel en óxidos cargados reside en el hecho es que no es posible obtener una expresión analítica en base a la ecuación de túnel (2.21), aún cuando la barrera de potencial sea estrictamente parabólica [Ku94].

En esta sección, mostraremos que la dependencia de la corriente de túnel con la carga inyectada es consistente con una expresión de túnel del tipo FN, en la que, en lugar del campo catódico modificado, tal como se invoca en el procedimiento habitual, se utiliza un campo eléctrico efectivo que tiene en cuenta la distorsión del perfil de la banda de conducción originado por la carga atrapada. Para dar cuenta de tal dependencia consideraremos un nivel energético efectivo en la interfaz inyectante como un parámetro de optimización del modelo, el cual controla la distancia de túnel utilizada para calcular el campo efectivo. Como en ocasiones anteriores, la generación de trampas en el óxido es inducida a partir de una inyección a altos campos a corriente constante y el subsiguiente atrapamiento de carga se monitorea a partir del desplazamiento de la tensión de bandas planas. El modelo es aplicable para tensiones de puerta positivas sin importar con que polaridad se haya realizado el estrés sobre la muestra y los parámetros involucrados se obtienen a partir del ajuste de los datos experimentales sin invocar ningún modelo teórico en particular para la dinámica de atrapamiento (tal como el DBM). Finalmente, mostraremos como se aplica el modelo de manera consistente tanto para la característica I-V como V-I en función de la carga inyectada a través del óxido. La versión inicial del modelo que a continuación se presenta fue publicada en el Journal of Applied Physics [Mira97b] y la versión ampliada en Microelectronics Reliability [Mira02].

Como en todas las aproximaciones anteriores, consideramos que la corriente está fundamentalmente gobernada por una ecuación del tipo FN:

$$J = K_1 F^*{}^2 \exp(-K_2 / F^*) \quad (\text{ec.3.22})$$

donde el campo eléctrico promedio en el aislante $F_a \approx V_g / t_{ox}$, utilizado en la expresión original, ha sido substituido por el campo efectivo F^* , el cual tiene en cuenta el estado de carga del óxido. V_g es el voltaje aplicado y t_{ox} el espesor del aislante. K_1 y K_2 son dos constantes que se deben determinar a partir del ajuste de los datos experimentales.

En general, la relación entre la densidad de carga atrapada dentro del aislante, ρ , y el desplazamiento de la tensión de bandas planas asociado, ΔV_{fb} , está dado por [Nico82]:

$$|\Delta V_{fb}| = \frac{1}{\epsilon_{ox}} \int_0^{t_{ox}} \rho(x)(x - t_{ox}) dx \quad (\text{ec.3.23})$$

donde ϵ_{ox} es la permitividad del dieléctrico y x es la distancia medida desde la interfaz SiO₂-Si. El caso más sencillo se obtiene al asumir que la carga atrapada está uniformemente distribuida a lo largo del espesor del óxido [Lee93,Ku94]. Bajo esta suposición, el centroide de la carga atrapada está localizado en $t_{ox}/2$, de manera que, considerando $\rho(0 < x < t_{ox}) = \rho_{ox}$, resulta:

$$\rho_{ox} = \frac{2\epsilon_{ox} |\Delta V_{fb}|}{t_{ox}^2} \quad (\text{ec.3.24})$$

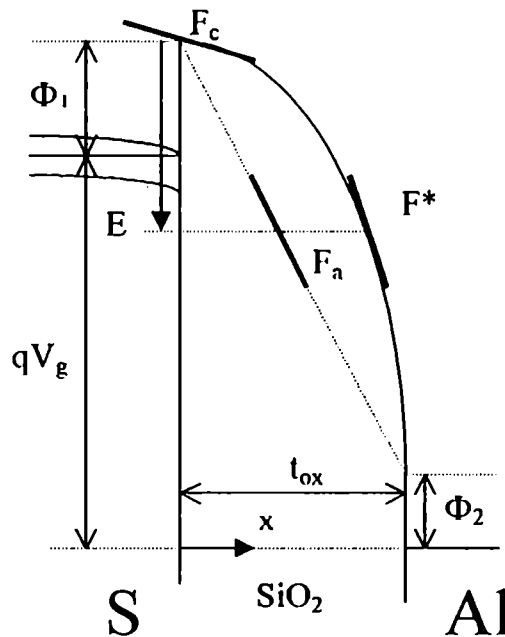


Fig.3.32- Esquema del diagrama de bandas para una estructura MOS polarizada positivamente en el régimen de FN. La línea punteada corresponde a la barrera de potencial distorsionada por la carga atrapada negativa dentro del óxido. E^* es el nivel de inyección efectivo, V_g la tensión aplicada en la puerta, t_{ox} el espesor del óxido, Φ_1 y Φ_2 son las alturas de las barreras catódicas y anódicas respectivamente [Mira02].

Si se resuelve la ecuación de Poisson unidimensional para esta distribución de carga, el campo eléctrico en el óxido en función del nivel energético E^* , medido desde el tope de la barrera catódica (ver fig. 3.32), resulta:

$$F^* = \sqrt{\left(\frac{V_g}{t_{ox}} - \frac{\rho_{ox} t_{ox}}{2\epsilon_{ox}}\right)^2 + \frac{2\rho_{ox} E^*}{q\epsilon_{ox}}} \quad (\text{ec.3.25})$$

donde F^* y E^* serán llamados, a partir de aquí, el campo eléctrico efectivo y el nivel de inyección efectivo. q es la carga del electrón. Finalmente, si se combinan las ecs. (3.24) y (3.25), se obtiene el campo F^* como función de E^* :

$$F^* = \sqrt{\left(\frac{V_g - \Delta V_{fb}}{t_{ox}}\right)^2 + \frac{4\Delta V_{fb} E^*}{qt_{ox}^2}} \quad (\text{ec.3.26})$$

Teniendo en cuenta el rango de voltajes (>20 V) en los que se trabaja para estos espesores (24 nm), en esta aproximación elemental, se han despreciado la curvatura de bandas en el semiconductor y la diferencia de función trabajo entre los dos electrodos. En este marco, la aproximación usual para tratar la conducción bajo atrapamiento de carga se obtiene considerando $E^*=0$ en la ec. (3.26), con lo que resulta la expresión para el campo eléctrico catódico corregido por la carga atrapada, F_c :

$$F_c = F^*(E^* = 0) = \frac{V_g - \Delta V_{fb}}{t_{ox}} = F_a - \frac{\Delta V_{fb}}{t_{ox}} \quad (\text{ec.3.27})$$

En la ref. [Mira97b], se consideró un nivel de inyección efectivo E^* coincidente con la altura de la barrera catódica $\Phi_b \approx 3.2$ eV. Este hecho, en combinación con los buenos resultados obtenidos nos hizo argumentar que el nivel de Fermi en el electrodo inyector estaba jugando un papel fundamental en la provisión de los electrones, en correspondencia con lo que cabe esperar. Sin embargo, aunque esta suposición ciertamente no puede descartarse, mostraremos que los resultados que se obtienen pueden mejorarse aún más permitiendo que el nivel energético E^* sea un parámetro del modelo elegido para la descripción del fenómeno. Esta nueva aproximación (ref. [Mira02]) provee un mejor ajuste de los resultados experimentales principalmente a los niveles de inyección más altos, donde el modelo original presentaba sus mayores divergencias en relación con los datos medidos.

Para nuestro estudio, utilizamos transistores PMOS con un espesor de óxido de 24 nm y área de puerta de 8.64×10^{-4} cm². En todos los casos, el aislante se degradó hasta la ruptura final del dispositivo. Dependiendo del modo de medición, se registró la corriente correspondiente a un voltaje de puerta constante o la tensión de puerta correspondiente a

una corriente de túnel constante, luego de inyectar dosis de carga preestablecidas. Una vez estabilizada la medición (fin de los transitorios de captura-liberación de acuerdo al DBM), se registró V_{fb} a partir de una medición C-V de alta frecuencia con fuente, drenador y sustrato conectados a tierra.

En lo que sigue, analizaremos el efecto de cada modo de inyección (voltaje o corriente constante) en términos del modelo de conducción de túnel con campo efectivo.

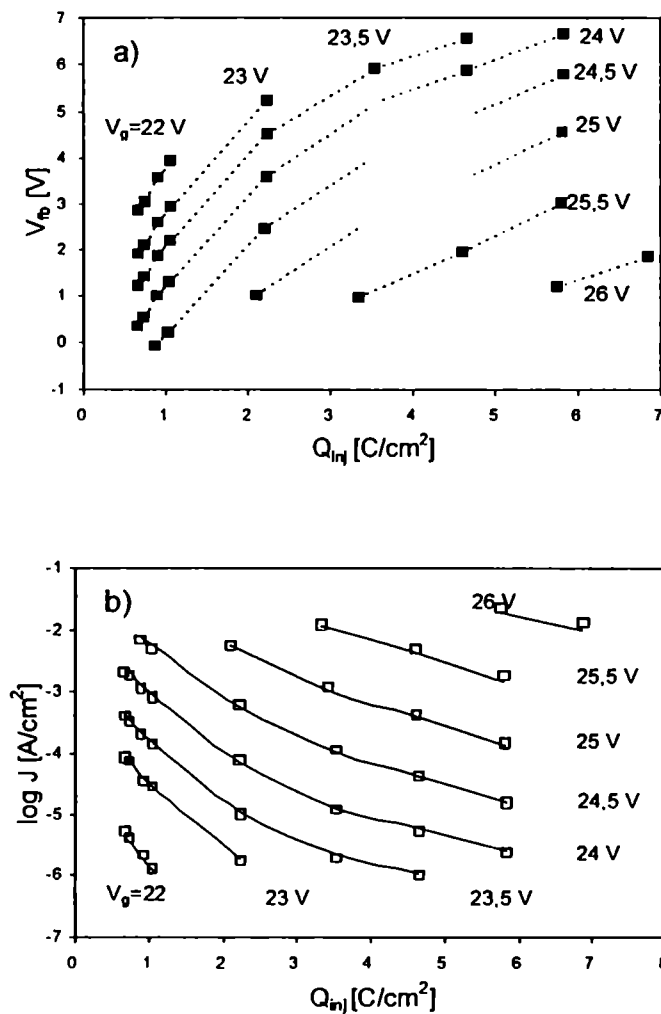


Fig. 3.33- a) Características experimentales de los niveles estacionarios de la tensión de bandas planas como función de la densidad de carga inyectada para diferentes tensiones de puerta. b) Corrientes de túnel correspondientes a los datos mostrados en a. Los símbolos corresponden a datos experimentales y las líneas sólidas están calculadas con $E^* = 3.6$ eV, $K_1 = 1.41 \times 10^{10}$ cm²/MV² y $K_2 = 336.07$ MV/cm. La corriente de estrés es 10^{-2} A/cm². [Mira02]

Inyección a tensión constante

La fig. 3.33a muestra la variación de V_p y la fig. 3.33b muestra la densidad de corriente correspondiente a los niveles estacionarios de ocupación de trampas (ver modelo DBM). Las curvas han sido medidas sobre el mismo dispositivo para diferentes tensiones de puerta (no se han graficado los transitorios asociados a la captura-liberación de carga). La muestra fue estresada polarizando positivamente la puerta a un nivel de corriente constante de 10^{-2} A/cm². Cada punto de la figura se obtuvo manteniendo la misma polaridad y fue registrado al finalizar el transitorio que tiene lugar luego de cambiar el nivel de sensado. En ambas figuras, se observa que J disminuye con la carga inyectada mientras que V_p aumenta. Tal como se ha mostrado en secciones anteriores, este comportamiento es consistente con el atrapamiento de electrones en el aislante. La carga inyectada es parcialmente capturada en los defectos existentes y en los que se van generando a medida que avanza la degradación. Esto modifica la distancia de túnel tal como se muestra esquemáticamente en la fig. 3.32. En nuestro análisis, hemos asumido que la medición de la característica C-V no afecta la magnitud de la carga atrapada en el óxido ni su distribución espacial. Esta suposición es plausible ya que los voltajes involucrados durante el barrido de tensiones requerido para determinar la ubicación de V_p son sustancialmente más bajos que los involucrados durante la medición de túnel.

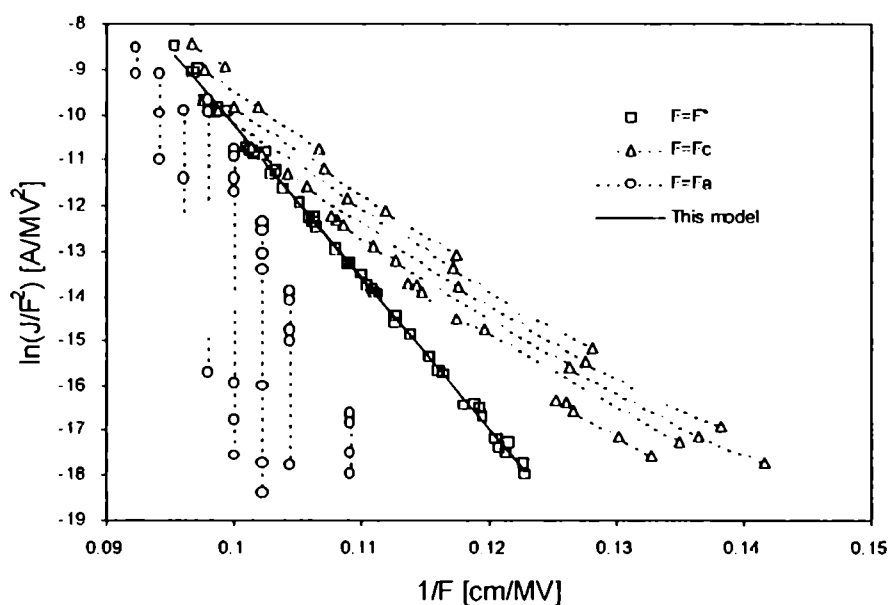


Fig. 3.34- Gráficos tipo FN utilizando el campo medio, el campo corregido por carga atrapada y la aproximación de campo efectivo. La densidad de corriente J es la misma que se muestra en la Fig. 3.33.b. Los símbolos corresponden a resultados experimentales y las líneas sólidas están calculadas con $E^* = 3.6$ eV, $K_1 = 1.41 \times 10^{10}$ cm²/MV² y $K_2 = 336.07$ MV/cm. Los datos que corresponden a la misma tensión aplicada están unidos por línea punteada [Mira02].

En la fig. 3.34, se han graficado los datos experimentales en los ejes típicos utilizados para la determinación de los parámetros de la conducción FN. Se han considerado tres descripciones diferentes para el mismo conjunto de datos en base a la ec. 3.22: el campo promedio, F_a , el campo catódico corregido por la carga atrapada, F_c , y la aproximación de campo efectivo, F^* . En el último caso, el nivel de inyección efectivo, E^* , es elegido de manera de forzar el mayor grado de linealidad de los datos experimentales. Una medida de la asociación lineal de los datos transformados por la expresión de FN correspondiente a la descripción de campo efectivo F^* está dado por el coeficiente de correlación (CC). Como es bien sabido, CC varía entre -1 y 1 , donde los valores límites indican una asociación lineal perfecta de los datos. De esta manera, el criterio seguido para elegir el parámetro E^* , es simplemente el de minimizar el factor CC. Según se muestra en la fig. 3.35, el factor CC alcanza el mínimo en $E^* \approx 3.6$ eV, un valor ligeramente superior al hallado en la ref. [Mira97b], con una curva prácticamente simétrica alrededor de ese valor. Luego de seleccionar dicho parámetro, se determinan las constantes K_1 y K_2 por el método de cuadrados mínimos.

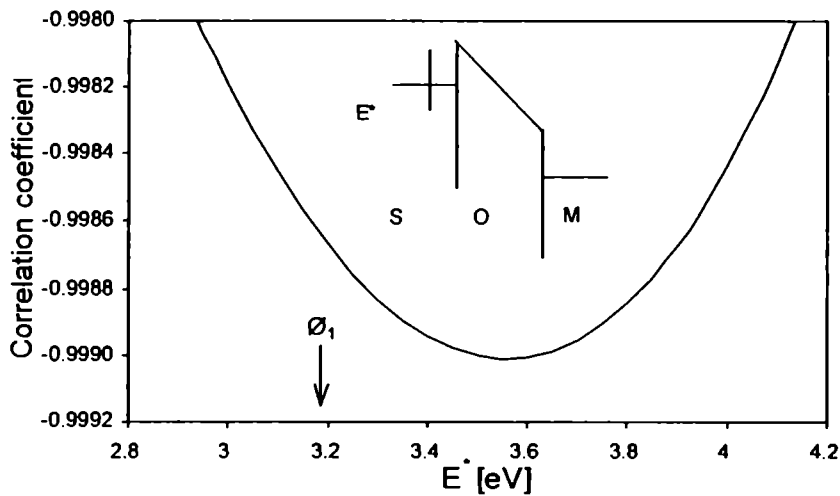


Fig. 3.35- Coeficiente de correlación asociado con los datos experimentales que se muestran en la fig. 3.34 como función del nivel de inyección efectivo E^* . Φ_1 es la altura de la barrera catódica [Mira02].

Una característica interesante de esta aproximación y que no puede dejar de comentarse se ilustra en la fig. 3.36, donde se han graficado los residuos (diferencia entre los valores medidos y calculados de acuerdo a la línea de cuadrados mínimos de la fig. 3.34) en función del inverso del campo F^* . Es evidente que, aunque el valor $E^* \approx 3.6$ eV proporciona el mejor ajuste global asociado con los resultados experimentales, las desviaciones a las que hemos hecho referencia no están homogéneamente distribuidas alrededor del cero. Esto indica *heteroscedasticidad*, es decir, la ausencia de error

constante, lo cual es una indicación de que el modelo no “pesa” los datos de la misma manera [Alfi79]. En este sentido, es importante hacer notar que este tipo de gráfico puede utilizarse para testear cuán apropiada es una determinada transformación de los datos experimentales. Se puede constatar que al variar el parámetro E^* , la intersección de las líneas punteadas en la fig. 3.36, se desplaza a lo largo del eje de las abscisas, lo que señala el punto donde se consigue el mejor ajuste local.

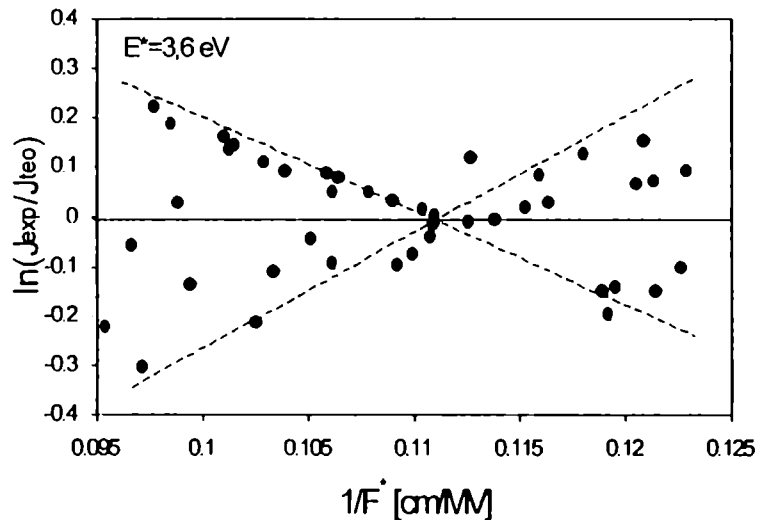


Fig. 3.36-- Desviación de los datos experimentales respecto a la línea teórica de FN que se muestra en la fig. 3.34 y calculada con la aproximación de campo efectivo. Las líneas punteadas describen la tendencia global exhibido por la distribución de los datos [Mira02].

Finalmente, las curvas teóricas correspondientes a cada tensión aplicada y calculadas en base a los parámetros obtenidos se muestran en la fig. 3.33b (líneas sólidas).

El modelo se puede utilizar exitosamente también para describir los transitorios de captura-liberación predichos por el modelo de balance dinámico. El procedimiento a seguir para determinar los parámetros a considerar en la ec. 3.22 es el mismo que para el tratamiento de los niveles estacionarios (ver figs. 3.37 y 3.38). Los resultados teóricos corresponden a la línea sólida en la fig. 3.37. Estos resultados han sido presentados en [Mira02].

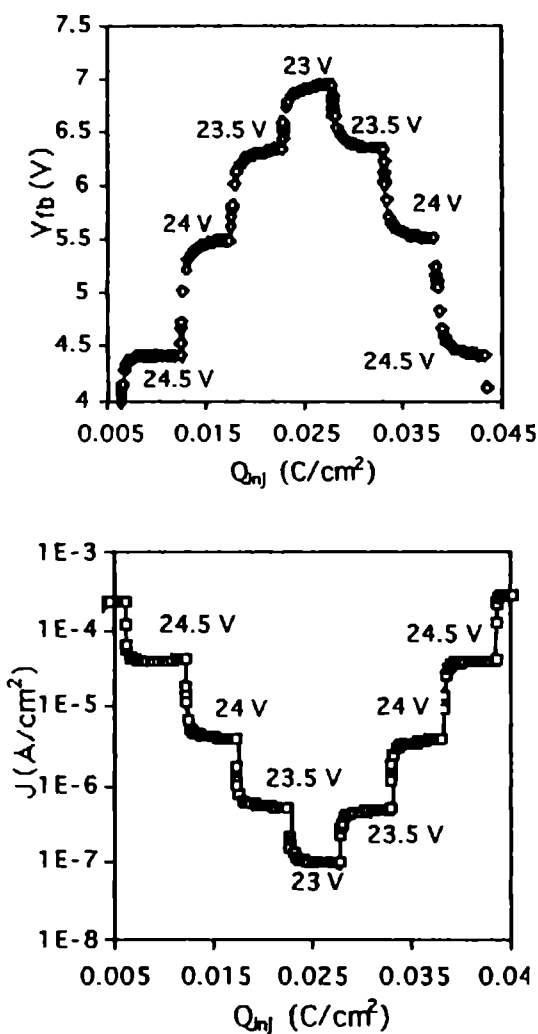


Fig. 3.37 – Transitorios en la tensión de bandas planas y en la corriente de puerta para distintas tensiones de puerta [Mira02].

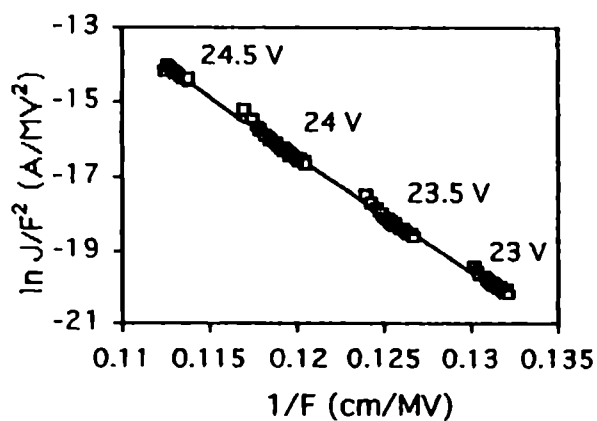


Fig. 3.38 – Grafico tipo FN para la determinación de los parámetros de la ec. 3.22. La línea sólida corresponde al ajuste teórico [Mira02].

Inyección a corriente constante

Una vez que hemos verificado que el modelo de túnel presentado es adecuado para predecir la característica $J(V_g)-Q_{inj}$, el próximo paso sería chequear si el modelo puede dar cuenta de la relación inversa, es decir de la característica $V_g(J)-Q_{inj}$ de una manera consistente. En otras palabras, estamos buscando el vínculo entre la tensión de puerta y la corriente de túnel que surge al efectuar una inyección de carga a corriente constante. No resulta obvio, *a priori*, que la misma aproximación pueda ser aplicada de manera consistente para condiciones de inyección diferentes (voltaje o corriente constante). Primero, hay que señalar, que un error en el campo eléctrico que se considere es amplificado exponencialmente cuando se utiliza la expresión FN. Por otro lado, no se puede aplicar el procedimiento anterior en la extracción de las constantes K_1 , K_2 y E^* si solo se dispone de una única característica $V_g(J)-Q_{inj}$. En este caso, no se puede construir un grafico FN como el que se muestra en la fig. 3.34 ya que la corriente está fija y el voltaje de puerta queda limitado a un rango de variación muy pequeño. Es más, aún disponiendo de dos características medidas a diferentes niveles de corriente, cada conjunto de datos, al ser transformado parece colapsar en el punto correspondiente del grafico FN, de manera que la aplicación del método de cuadrados mínimos carece de sentido. Sin embargo, para superar este obstáculo adoptaremos una aproximación diferente. En primer lugar, la ec. 3.23 establece claramente que para una dada densidad de corriente J existe un único campo efectivo F^* , sea cual sea el estado de carga del óxido. En otras palabras, para una corriente fija, F^* debería ser una constante (pendiente nula) dependiente del nivel de corriente cuando se lo grafica en función de la carga inyectada. La fig. 3.39 muestra las características tensión de puerta vs. carga inyectada para dos densidades de corriente diferentes. Adicionalmente, la figura también muestra las curvas de V_{fb} medidas sobre el mismo dispositivo.

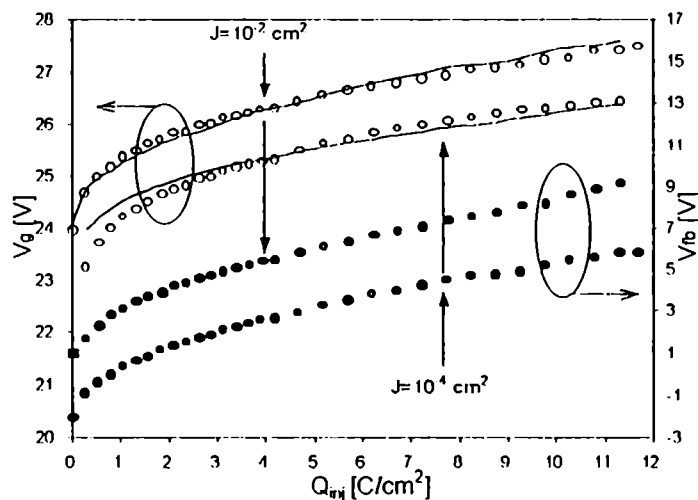


Fig. 3.39- Evolución de la tensión de puerta y de la tensión de bandas planas para una inyección de portadores a dos niveles de corriente constante. Los símbolos corresponden a datos experimentales y las líneas sólidas fueron calculadas según el modelo propuesto [Mira02].

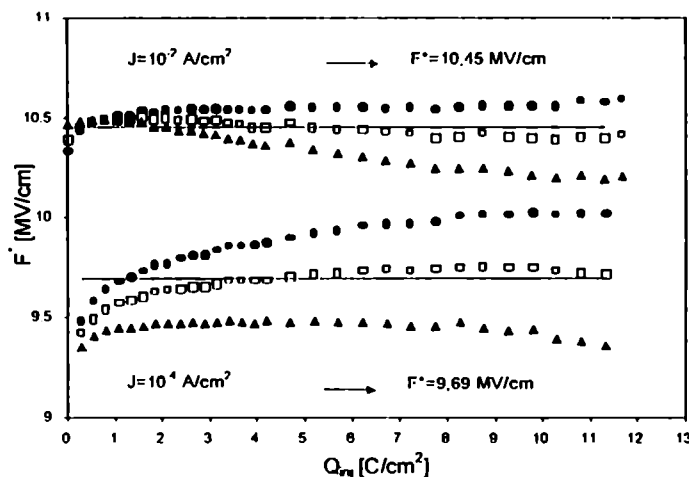


Fig. 3.40– Campo eléctrico efectivo vs. la densidad de carga inyectada. Los símbolos corresponden a los datos experimentales transformados: triángulos calculados con $E^* = 5.6 \text{ eV}$, cuadrados con 6.6 eV y círculos con 7.6 eV . Las líneas sólidas representan los valores óptimos para los campos efectivos [Mira02].

Como antes, el nivel de la corriente de estrés es de 10^{-2} A/cm^2 . Ahora, el nivel de inyección efectiva E^* es modificado de manera de satisfacer la condición de pendiente nula requerida. Como estamos buscando el ajuste global óptimo, se varía E^* de manera de minimizar simultáneamente el valor absoluto de ambas pendientes (ver fig. 3.40). El siguiente paso es calcular el campo F^* a partir de la ec. (3.22). La fig. 3.40 ilustra adicionalmente como se comportan las curvas F^* vs. Q_{inj} cuando se cambia el parámetro E^* . El valor del campo efectivo correspondiente a cada nivel de corriente se obtiene finalmente de la intersección de las líneas horizontales con el eje de campos (líneas sólidas en la fig. 3.40). Una vez que quedan determinados ambos campos, los parámetros de la ec. de túnel K_1 y K_2 se pueden hallar fácilmente a partir de la ec. 3.22. Para los datos disponibles, el ajuste óptimo se consigue con $E^* \approx 6.6 \text{ eV}$, el cual es un valor substancialmente mayor que el valor hallado previamente en la sección anterior, aunque razonable en comparación con los voltajes considerados (24 a 27 V). Finalmente, las curvas teóricas correspondientes a este ejercicio se muestran en la fig. 3.39 (líneas sólidas).

En definitiva, se ha presentado un modelo sencillo, basado en una expresión del tipo FN, que permite simular la característica de túnel de una estructura MOS estresada a altos campos eléctricos bajo condiciones de atrapamiento de carga. La expresión propuesta se reduce a la aproximación standard cuando la carga atrapada en el óxido es cero. En este marco, se utilizaron un campo eléctrico efectivo y un nivel de inyección efectiva en la interfaz catódica para dar cuenta de la distorsión de la banda de conducción del SiO_2

originada por la carga atrapada y para mejorar el ajuste de los datos experimentales, respectivamente. Es importante señalar que este modelo semi-empírico está basado en el cambio del voltaje de bandas planas medido experimentalmente y que por lo tanto no está orientado a explicar la dinámica de atrapamiento-desatrapamiento electrónico. Esta descripción basada en mediciones se puede complementar acoplando expresiones tales como las presentadas en las secciones precedentes, donde se plantearon los modelos de captura tales como los modelos de balance dinámico (DBM) [Avni88c], el modelo de cinética de primer orden [Papa91], el modelo de ley potencial [Patr93b, Scot96a], etc.

3.5 En resumen ...

- En este capítulo, se mostró cómo afecta la degradación del óxido a las características de conducción a través del aislante. Se ha discutido acerca de dos mecanismos básicos intervinientes, el primero denominado SILC (stress-induced leakage current) y el segundo, el atrapamiento de carga. No cabe duda de que tales mecanismos están asociados a la generación de defectos dentro del material aislante.
- La conducción SILC tiene lugar en óxidos muy delgados, corresponde a una corriente distribuida en superficie y es solo visible en determinado rango de espesores y voltajes. Se han propuesto mecanismos para explicar dicho modo de conducción basados en la reducción local de la barrera catódica y el túnel asistido por trampas. En cuanto a la dinámica de generación del SILC hemos propuesto un sencillo modelo de primer orden que da cuenta de la creación de canales de conducción a través del óxido.
- En óxidos más gruesos, hemos visto que la degradación se manifiesta básicamente como un atrapamiento de carga en el aislante. El nivel de carga atrapada depende no solo de las condiciones de inyección sino que también del historial del dispositivo. Esta carga atrapada modifica sustancialmente la distribución de potencial dentro del aislante, lo que ha dado origen a distintas aproximaciones esencialmente basadas en una descripción del tipo Fowler-Nordheim.
- Hemos propuesto un modelo semi-empírico que permite explicar la variación de la corriente de túnel en función de la carga inyectada a través del aislante. Para ello nos hemos valido nuevamente de la ecuación de Fowler-Nordheim y hemos resuelto la ecuación de Poisson considerando que la carga atrapada está uniformemente distribuida. A partir de la variación de la tensión de bandas planas para diferentes condiciones de inyección es posible dar cuenta no solo de los niveles estacionarios en la corriente de túnel sino que también de los transitorios exponenciales que tienen lugar durante el pasaje de un nivel a otro.

Capítulo 4

Conducción de post-ruptura

Llamamos modelo a una construcción matemática que, con el aditamento de ciertas descripciones verbales, describe los fenómenos observados. La justificación de tal construcción matemática radica solo y precisamente en el hecho de que funcione.

J. Von Neumann (1903-1957)

4.1 Introducción

Tal como hemos visto en la introducción de este trabajo y en el capítulo anterior, cuando el óxido de puerta de una estructura MOS se somete a un envejecimiento eléctrico, éste sufre una degradación paulatina que se manifiesta de distintas maneras dependiendo básicamente del espesor de la muestra. En óxidos delgados, la degradación viene acompañada de un aumento de la corriente de fuga a bajos campos eléctricos (SILC), mientras que en óxidos más gruesos la degradación está asociada a un atrapamiento de carga dentro del aislante así como a la creación de estados interfaciales. En ambos casos, y dependiendo del modelo que se considere, cuando se alcanza una densidad de defectos crítica o cuando el campo eléctrico es demasiado elevado localmente, se produce la ruptura dieléctrica del material, es decir, acontece una pérdida abrupta de su capacidad aislante. Este cambio se puede interpretar a partir de la aparición de un camino conductor de baja resistencia entre puerta y sustrato. En la mayoría de los casos, este proceso es irreversible y desde el punto de vista microelectrónico, puede llegar a inutilizar al dispositivo en cuestión. Tal como también se mencionó en el Capítulo 1, en los óxidos delgados la

ruptura se presenta al menos en dos maneras bien diferenciadas que, de acuerdo a la severidad del evento, se las denomina ruptura SOFT (SBD) o HARD (HBD). A partir de los modelos más recientes, existe amplio consenso en que el estado final de conducción depende de cómo se haya disipado la energía almacenada en la estructura en el momento mismo de la ruptura [Alam00,Suñé01b]. En óxidos más gruesos se pasa directamente a una ruptura del tipo HARD, es decir al modo más severo, y la ocurrencia de tal evento puede estar asociada a importantes efectos térmicos. En nuestro caso, y debido fundamentalmente a su importancia tecnológica, nuestro interés estará dirigido al estudio de la ruptura dieléctrica de óxidos muy delgados (<5 nm), ya que estos son y serán parte esencial de los circuitos integrados de los que disponemos hoy en día y dispondremos en el futuro. En la fig. 4.1, se indican a modo comparativo los modos de conducción que se estudiarán a lo largo de este capítulo.

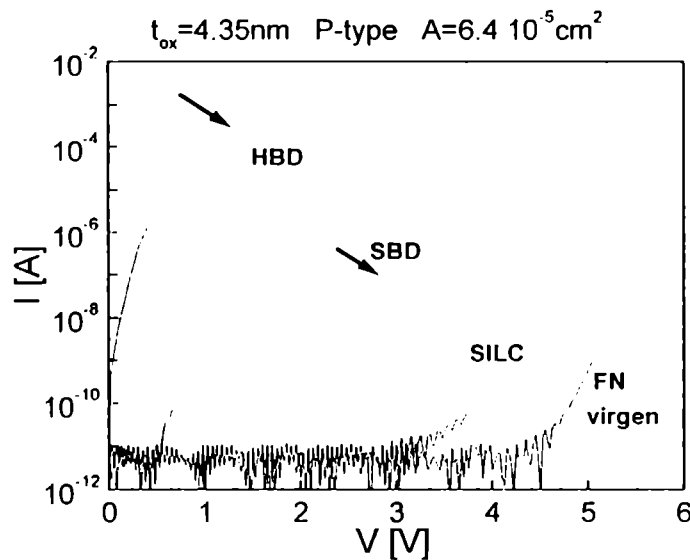


Fig. 4.1 Modos de conducción en una estructura MOS. Las flechas indican los modos estudiados en este capítulo.

Describiremos en primer lugar las características experimentales generales que exhiben los modos de conducción de post-ruptura SOFT y HARD. Se analizarán las características que tienen en común y las diferencias que presentan desde el punto de vista de la conducción. Seguidamente, se describirán los modelos que se han propuesto en los últimos años para explicar ambos mecanismos de transporte, poniendo especial énfasis en el modo SOFT. A continuación, se desarrollará con profundidad nuestro propio modelo de conducción, cuyos fundamentos fueron presentados en la ref. [Mira99d], utilizando nuevos argumentos experimentales y teóricos. Dicho modelo de transporte se basa en la física de los sistemas conductores mesoscópicos y en las propiedades de transmisión de los contactos puntuales cuánticos. Por último, hemos dejado para el final de este capítulo, por razones estrictamente didácticas, nuestra propia modelización del régimen de conducción SILC, cuyas características experimentales fueron ya descritas en el Capítulo 3.

4.2 Propiedades generales de la conducción de post-ruptura

En primer término, analizaremos las principales propiedades que exhiben las características de conducción SBD. Mostraremos que dichas características no son únicas, debido fundamentalmente a la naturaleza aleatoria del fenómeno, y discutiremos acerca de su dispersión. Analizaremos la influencia del espesor, área y tipo de sustrato de la muestra. Se presentarán resultados experimentales propios y ajenos sobre como influyen la polarización de la muestra, la luz y la temperatura sobre las curvas I-V. Posteriormente, se hará lo propio con la ruptura HBD. Por último, trataremos de establecer un posible vínculo entre ambos modos de ruptura.

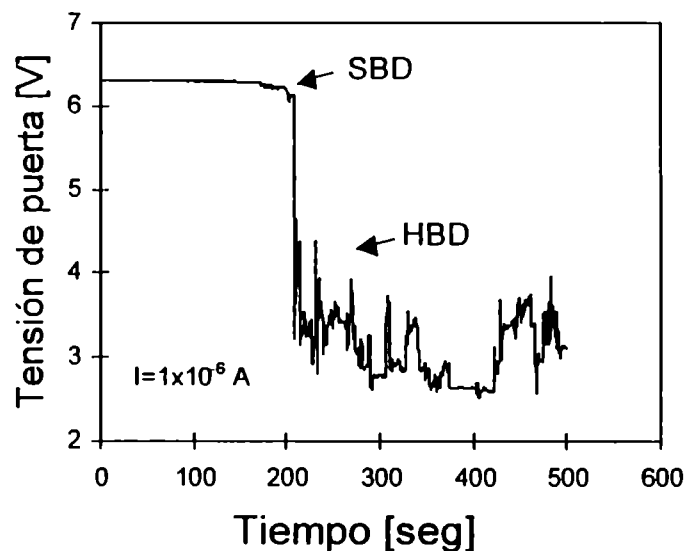


Fig. 4.2 – Efecto típico de la aplicación de un stress a corriente constante.

4.2.1 Características experimentales de la conducción SBD

Cuando se aplica una tensión o se hace circular una corriente constante a través del aislante de puerta de un dispositivo MOS, o aún una rampa de tensión o corriente, se produce, tarde o temprano, la ruptura del dieléctrico. Este hecho se manifiesta como un cambio abrupto en las características de conducción. A manera de ejemplo, la fig. 4.2 nos muestra tales cambios durante un envejecimiento eléctrico a corriente constante. Inicialmente, la tensión de puerta es esencialmente constante y es la etapa en la que se generan los defectos dentro del material (SILC). Recordemos que en un óxido ultradelgado el atrapamiento de carga es prácticamente nulo. Luego, se produce un pequeño salto, el cual lo asociamos con la ruptura SBD y finalmente se produce un salto aún mas

pronunciado que asociamos con la ruptura IBD. Adicionalmente, nótese cuán importante es el incremento en el ruido de la señal. Este hecho ha sido utilizado como un método de detección de la ruptura. La caída abrupta de la tensión de puerta está ligada a la aparición de un camino conductor de baja resistencia a través del óxido entre la puerta y el sustrato. Es importante aclarar que no siempre se pasa por la etapa de SBD y que la ruptura final puede ocurrir directamente. Esto dependerá en gran medida de las condiciones bajo las cuales se realice el envejecimiento eléctrico del dispositivo [Suñé01b].

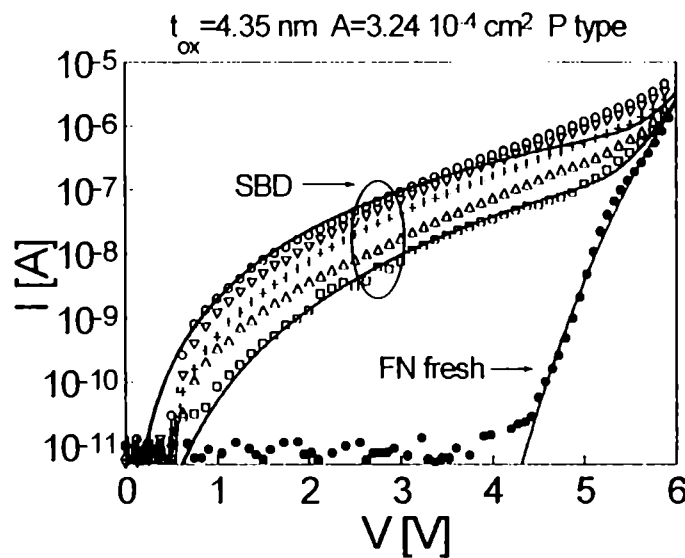


Fig. 4.3 – Curvas SBD medidas sobre diferentes dispositivos con idénticas características. Se incluye la característica Fowler-Nordheim [Mira99a].

No todos los eventos SBD son iguales y de hecho se observa una notable dispersión en las características I-V de post-ruptura correspondientes a este modo. La fig. 4.3 muestra una serie de curvas SBD medidas sobre distintos dispositivos con idénticas características estructurales (misma área, espesor, tipo de sustrato). Como se observa en dicha figura, pese a que la dispersión es importante, la distribución de las curvas SBD está acotada y tienden a formar aproximadamente una banda, la cual puede ser de hasta dos o tres órdenes de magnitud en corriente [Mira99a]. Por otro lado, a las tensiones más altas, las curvas SBD están siempre limitadas por la característica Fowler-Nordheim (FN), lo cual determina una ventana de observación o detección para el fenómeno de SBD [Mira99b]. También es posible registrar varios eventos del tipo SBD en la misma muestra y por lo tanto obtener un conjunto de características I-V de post-ruptura medidas sobre un mismo dispositivo. Esto no solo es perfectamente constatable a partir de medidas eléctricas sino que también por espectroscopía de emisión [Briy00].

En lo que sigue, focalizaremos nuestra atención en lo que concierne a la influencia del tipo de estructura de prueba sobre la característica de conducción SBD. Esta claro que este tipo de análisis previo sobre cuales son los parámetros o variables a tener en cuenta es indispensable si se quiere establecer un modelo de conducción apropiado. En primer lugar, en cuanto al área de la estructura, podemos decir que esta no juega ningún papel esencial en la conducción SBD.

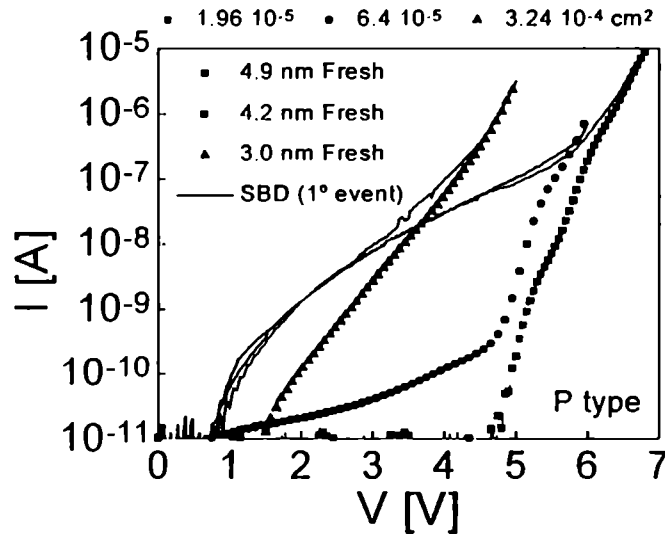


Fig. 4.4 – Gráfico que muestra la independencia de las características SBD con el área y el espesor del dispositivo [Mira00a].

En este sentido, la fig. 4.4 muestra que las curvas I-V son esencialmente independientes del área del dispositivo tal como ha sido verificado por otros autores [Okad94,Brie96,Bruy00]. Esto indica claramente que la conducción de post-ruptura SBD está asociada a un fenómeno local, independiente del área total del dispositivo [Mira00a]. Es importante señalar que las curvas que se muestran en la fig. 4.4 han sido especialmente elegidas de una familia de curvas exclusivamente para demostrar este punto. Esto no implica en absoluto que no exista una dependencia estadística con el área del dispositivo.

Tal como se ha mostrado en los Capítulos 1, 2 y 3, el espesor del aislante juega un papel fundamental tanto en la conducción a través del óxido virgen como a través del óxido degradado. Sin embargo, para el caso SBD, la fig. 4.4 nos muestra que la corriente SBD es esencialmente independiente del espesor del aislante [Mira00a]. Con esencial queremos indicar que es posible encontrar características medidas sobre dispositivos con espesor de aislante diferente cuyas características I-V coinciden en todo el rango de tensiones. Este hecho es altamente sorprendente, habiendo sido corroborado por otros autores [Itali97] y extendido en el rango inferior de espesores hasta los 2.5 nm [Bruy00]. En cuanto al tipo de sustrato y la polaridad de inyección, tampoco se observa dependencia

alguna. La fig. 4.5 muestra esta característica peculiar de la conducción SBD tanto para el primero como para el segundo evento de ruptura detectado sobre la misma muestra.

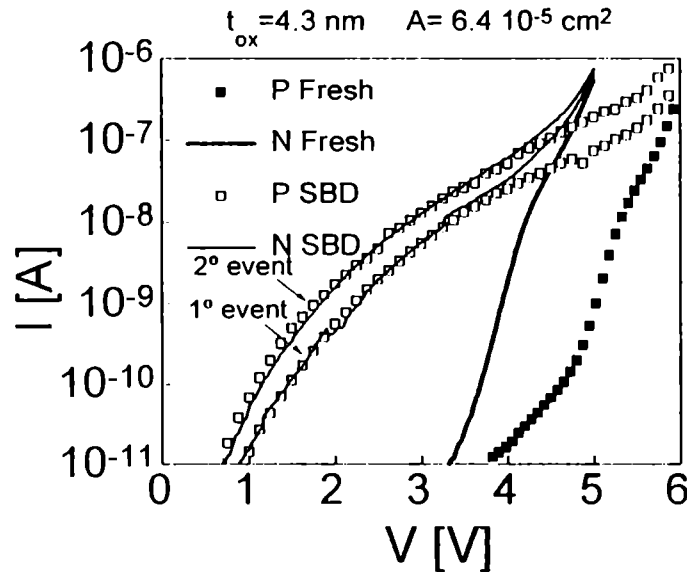


Fig. 4.5 – Gráfico que muestra la independencia de las características SBD con el tipo de sustrato y polarización del dispositivo [Mira00a].

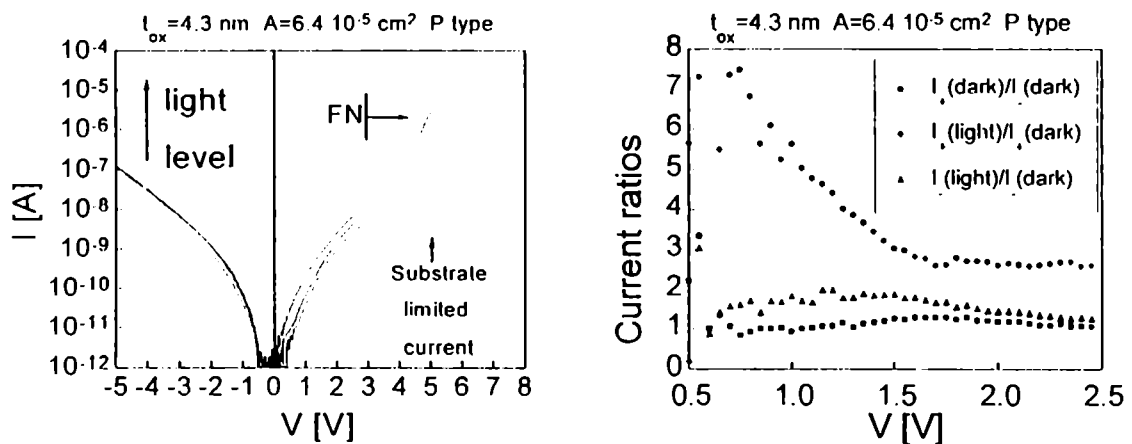


Fig. 4.6 – Dependencia de la característica SBD con el nivel de iluminación de la muestra y cocientes de las corrientes en función de la tensión aplicada [Mira00a].

En cambio, la característica SBD sí depende del nivel de iluminación de la muestra tal como lo indica la fig. 4.6. Dicha figura muestra que el cociente de corrientes es independiente de la tensión aplicada (al menos a partir de los 1.5 V) cuando se comparan las corrientes a polaridades idéntica y opuesta. A altas tensiones positivas la corriente está claramente limitada por la generación de carga en el sustrato.

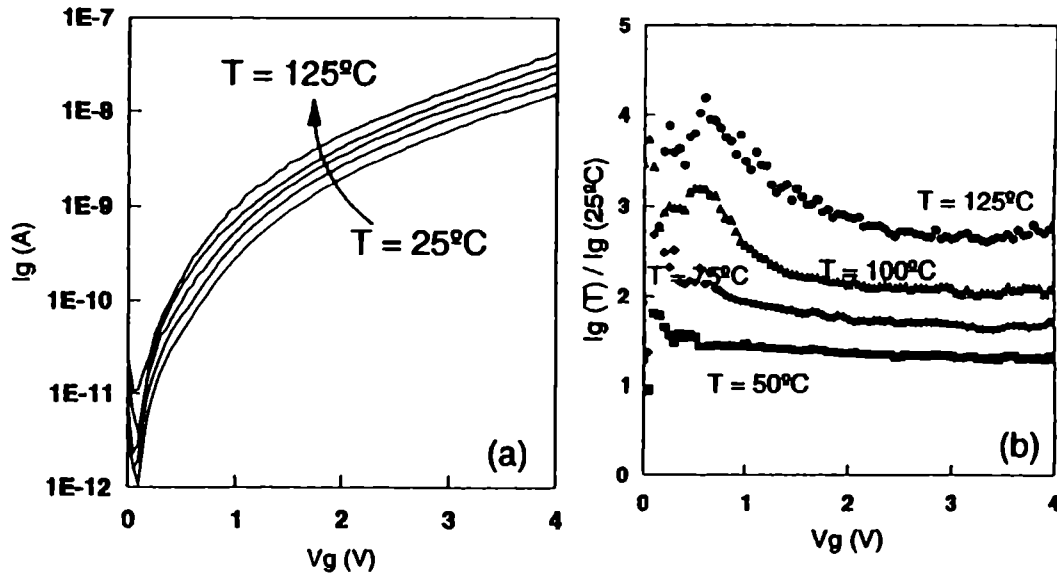


Fig. 4.7 – Dependencia de la característica SBD con la temperatura y cocientes de las corrientes en función de la tensión aplicada [Bruy00].

Como nos lo muestran las figs. 4.7, un comportamiento similar tiene lugar pero en términos de la temperatura. Es decir, si bien un aumento de temperatura produce un aumento de la corriente, la dependencia con el voltaje se mantiene prácticamente inalterada. Cuando hayamos presentado nuestro modelo de conducción volveremos sobre este punto e intentaremos dar una explicación a este hecho basándonos en nuestras propias mediciones.

Otro aspecto interesante para resaltar es el comportamiento fluctuante que exhibe la característica SBD a bajas tensiones [Mira98a,Mira99c]. La fig. 4.8 muestra la evolución temporal de la corriente a una tensión aplicada constante. Nótese que si bien en general se tiene un comportamiento multinivel para las fluctuaciones, es posible aislar durante tiempos prolongados fluctuaciones de dos niveles claramente definidos. En este caso, se puede demostrar que los tiempos en los que el sistema está en el estado “alto” y “bajo” tiene una distribución estadística de tipo exponencial, por lo que las fluctuaciones de dos niveles exhiben un comportamiento de tipo Poisson. El fenómeno ha sido atribuido al atrapamiento-desatrapamiento de carga en el aislante [Crup00,Avel00] y al cierre total o parcial de los caminos conductores [Mira98a,Mira99c].

A continuación se presentarán las observaciones experimentales referidas a la conducción IBD.

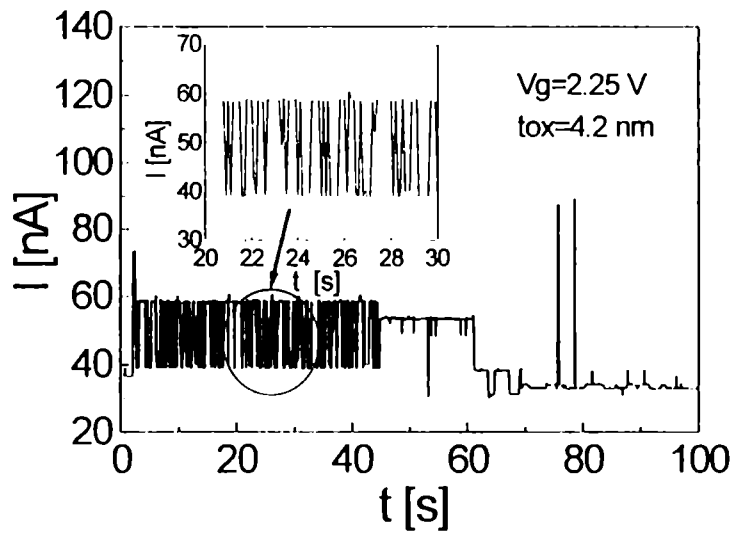


Fig. 4.8 – Fluctuación de la corriente SBD en el tiempo a tensión de puerta constante [Mira99c].

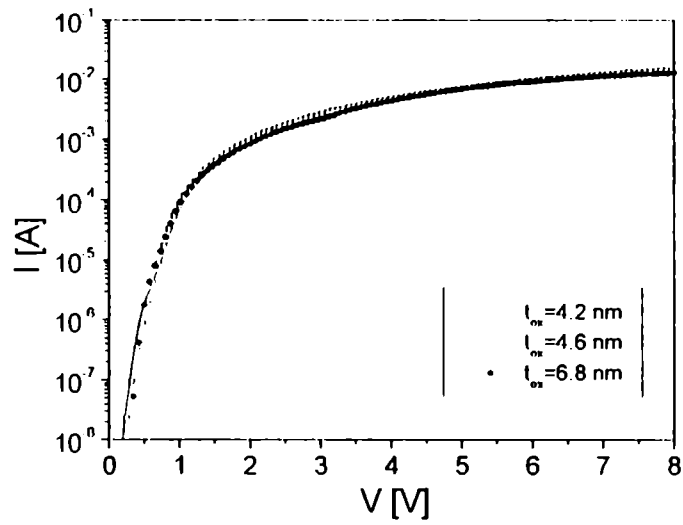


Fig. 4.10 -- Características I-V HBD para distintas áreas y espesores de aislante.

4.2.2 Características experimentales de la conducción HBD

Al igual que las características de conducción SBD, las características HBD también exhiben un cierto grado de dispersión. Aún así, continúa siendo posible encontrar curvas medidas sobre dispositivos con parámetros tecnológicos diferentes que coincidan en todo el rango de voltajes aplicados. A manera de ejemplo, la fig. 4.10, nos vuelve a indicar que no existe una dependencia esencial con el espesor de la muestra. Lo mismo sucede en relación con el área del dispositivo. Es decir, tal como en el caso SBD, la ruptura HBD es también un fenómeno altamente localizado.

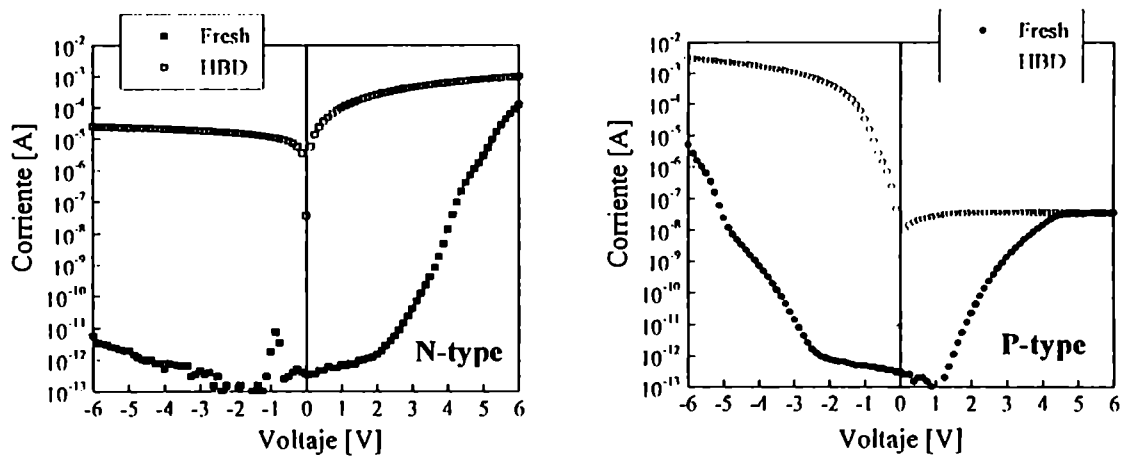


Fig. 4.11 – Dependencia de la característica I-V HBD con el tipo de sustrato y polaridad de inyección. Fresh se refiere a las características FN.

Continuando con nuestro análisis, la fig. 4.11 nos muestra las características de conducción HBD para ambas polaridades de inyección y ambos tipos de sustratos. En ambas figuras, se compara el nivel de corriente HBD con la corriente de FN en muestras vírgenes. Tanto para tensiones de puerta negativas en dispositivos con sustrato tipo N como para tensiones positivas en dispositivos con sustratos tipo P, las corrientes HBD están limitadas por la de generación de portadores en los electrodos, de manera que no se verifica una simetría con el voltaje aplicado tal como ocurría en el caso SBD (ver fig. 4.6). También las características de post-ruptura HBD dependen del nivel de iluminación de la muestra, tal como se presenta en la fig. 4.12. Queda claro que un aumento de la intensidad lumínica sobre el dispositivo está asociada a un aumento de la corriente a través de la muestra. Adicionalmente, a voltajes positivos suficientemente altos se observan desviaciones que corresponden a la reaparición de la corriente FN, la cual fluye por el área no dañada del capacitor. Para voltajes negativos, la corriente en la muestra iluminada satura debido nuevamente a una limitación en la generación de portadores. A voltajes intermedios la curva es simétrica es decir es prácticamente independiente del signo de la tensión aplicada a la muestra.

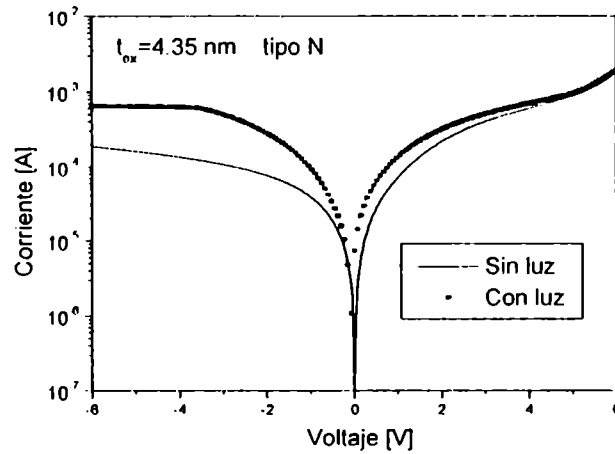


Fig. 4.12-- Características I-V HBD para una muestra sustrato tipo N, sin y con luz.

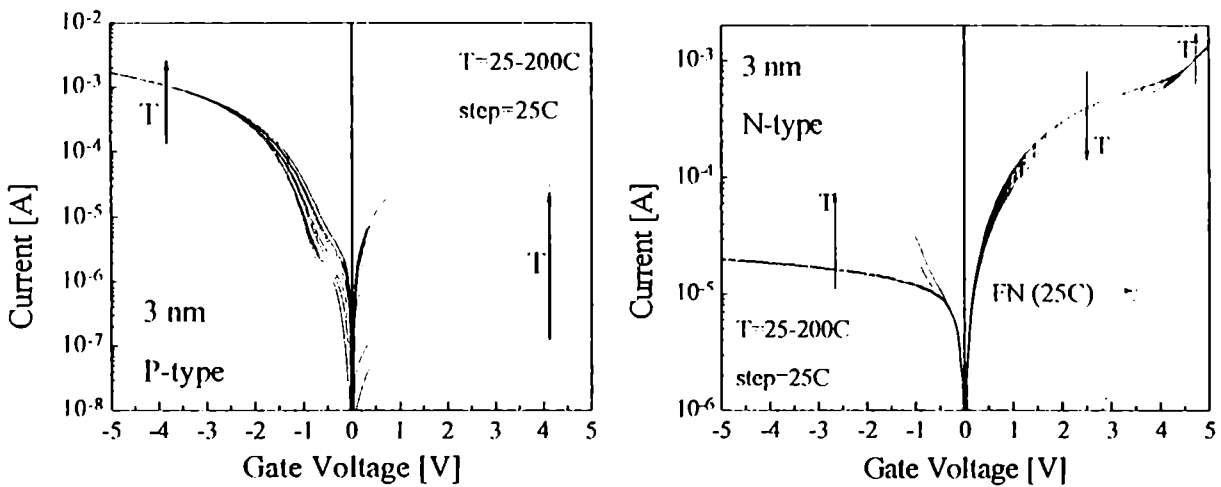


Fig. 4.13 -- Características I-V HBD para sustratos tipo P y N en función de la temperatura. FN se refiere a Fowler-Nordheim.

En cuanto a la dependencia con la temperatura, el comportamiento es aparentemente más complejo que en el caso SBD, ya que la corriente IIBD es fuertemente dependiente del tipo sustrato y de la polarización que se considere. En todos los casos, excepto con sustrato tipo N y polarización positiva, la corriente aumenta con la temperatura tal como lo muestra la fig. 4.13. La misma figura nos muestra que a voltajes suficientemente altos, como en el caso de la muestra bajo iluminación, la corriente FN vuelve a dominar la conducción. Un análisis detallado de estas curvas requiere una interpretación en términos de la carga disponible para la conducción en los electrodos [Ave02].

Desde el punto de vista de la forma de la característica de post-ruptura HBD, en los casos en los que no ocurre saturación, se puede verificar fácilmente que la corriente se comporta linealmente con el voltaje aplicado, es decir se comporta como una simple resistencia. Esto último, y el hecho altamente sugestivo de que la conductancia diferencial, es decir dI/dV , medida tras diferentes eventos de ruptura sobre la misma muestra –ver fig. 4.14–, es constante a valores enteros de la unidad de conductancia cuántica $2e^2/h$, donde e es la carga del electrón y h la constante de Planck, nos indicó un posible camino a seguir para el estudio de los mecanismos de conducción de post-ruptura. Este mecanismo es el del transporte de carga a través de contactos puntuales cuánticos en el marco de los sistemas conductores mesoscópicos, tema que será desarrollado ampliamente en las siguientes secciones.

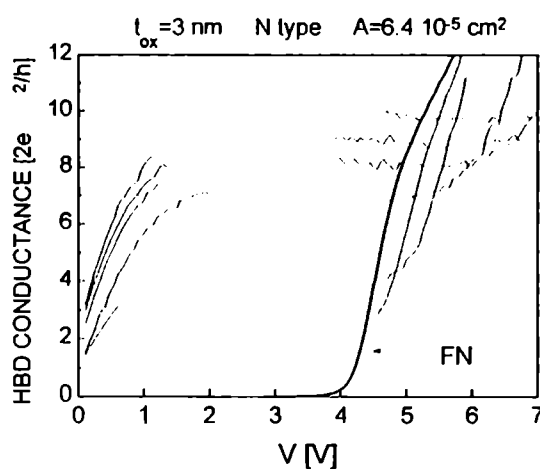


Fig. 4.14 – Características diferenciales de conducción HBD para un óxido de 3 nm. Nótese que a altos campos domina la conducción FN [Mira99e].

4.2.3 Relación entre los mecanismos de conducción SBD y HBD

Ahora bien, ya hemos analizado las características experimentales más sobresalientes que presentan los modos SBD y HBD por separado. Está claro que las corrientes de post-ruptura asociadas a ambos mecanismos no dependen del área ni del espesor de la muestra. En cambio, sí dependen de la polarización (en el caso HBD), del nivel de iluminación y de la temperatura. Por otro lado, la dependencia funcional con el voltaje está lejos de ser la misma para ambos modos de falla: es potencial o exponencial (dependiendo del rango de voltajes considerado) en el caso de SBD y lineal en el caso de HBD (en tanto y en cuanto no haya limitación por generación de carga en los electrodos). Frente a tales diferencias, cabe preguntarse si es posible hallar algún vínculo fundamental entre ellos que nos permita un tratamiento unificado de ambos fenómenos. Antes de dedicarnos en concreto a responder esta pregunta, analizaremos que otras características en común podemos encontrar para ambos mecanismos de conducción.

Respecto a la dependencia con la tensión aplicada, hay autores que han propuesto que la característica I-V SBD sigue una ley potencial con el voltaje del tipo $I=aV^b$ [Okad97,Ilous98a,Niga99], mientras que otros sostienen que sigue una ley exponencial del tipo $I=A\exp(BV)$ [Lee94,Yosh96,Gogu98], donde a , b , A y B son constantes. En cada uno de estos casos, la conductancia diferencial normalizada, G_N , resulta:

$$G_N^{pot} = \frac{V}{I} \frac{dI}{dV} = b \quad G_N^{exp} = \frac{V}{I} \frac{dI}{dV} = BV \quad (ec.4.1)$$

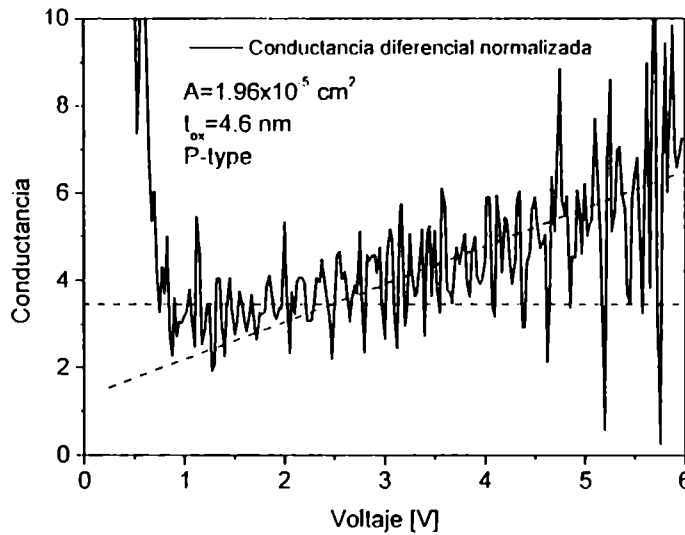


Fig. 4.15 - Conductancia diferencial normalizada.

por lo que, según el modelo potencial, G_N es constante, mientras que para el modelo exponencial G_N aumenta linealmente con el voltaje de puerta. Como muestra la fig. 4.15, la conductancia diferencial es aproximadamente constante entre 1 y 3 V pero a partir de ese voltaje comienza a crecer con la tensión aplicada siguiendo aproximadamente una dependencia de tipo lineal. Esto nos indica que la característica I-V asociada al modo SBD es claramente potencial a voltajes bajos (<3 V) y exponencial desde voltajes intermedios hasta altos. El porque algunos autores aseguran una u otra cosa, tal como se demostró en la ref. [Mira99b], está fundamentalmente relacionado con la ventana de observación de la característica SBD, es decir con el rango de voltajes para los cuales la corriente de post-ruptura resulta mayor que la corriente de túnel que fluye de manera distribuida por toda la muestra. Pensemos que dicha ventana de observación no solo depende de la magnitud del evento de ruptura, es decir del nivel de corriente de fuga, sino que también del espesor y área de la estructura. Estos dos últimos factores determinan la magnitud de la corriente FN que, como se ha visto, es la que limita la observación de la corriente SBD a altos campos. A manera de ejemplo, la fig. 4.16 nos muestra cuán difícil de detectar es un evento SBD en

una muestra con espesor de óxido muy delgado (3 nm). La misma figura muestra que la ventana de observación del evento SBD se reduce aún más para las muestras con sustrato tipo N.

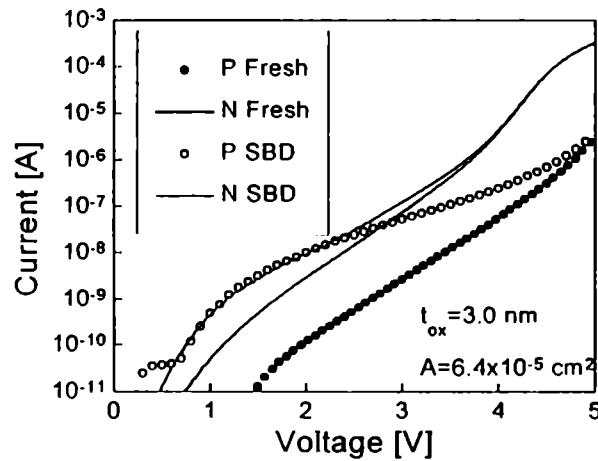


Fig. 4.16- Característica I-V correspondiente a un evento SBD. Comparación de la ventana de observación para muestras con diferente tipo de sustrato [Mira99b].

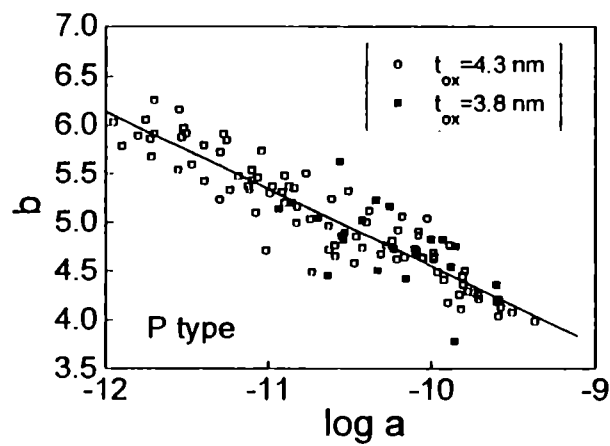


Fig. 4.17- Relación entre los parámetros b y a de la ley potencial para la característica SBD para muestras de espesores distintos [Mira99a].

Si ahora, para un conjunto de mediciones SBD, ajustamos las características I-V mediante una ley potencial (en el rango $<3V$), observamos que los parámetros a y b de dicha ley forman una banda cuando se los grafica en ejes semi-logarítmicos (ver fig. 4.17). El mismo comportamiento ha sido obtenido por [Briy00] y por [Cest01a]. Los datos siguen una ley lineal empírica que es muy sencilla de hallar por el método de cuadrados mínimos y que ha sido presentada en la ref. [Mira99a].

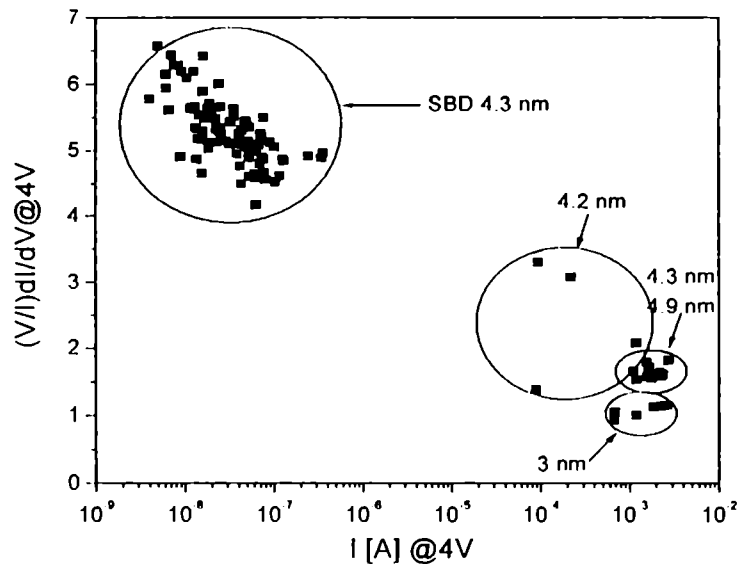


Fig. 4.18- Conductancia diferencial normalizada en función de la corriente a 4V para distintas muestras en ruptura SBD y HBD [Suñé00b].

Si en lugar de utilizar el modelo potencial para reflejar la correlación entre nivel de corriente y conductancia, directamente calculamos la conductancia diferencial normalizada a partir de los datos experimentales en función del nivel de corriente para un voltaje dado, (por ejemplo 4 V), se obtiene un gráfico como el que muestra la fig. 4.18. En esta última figura se han incluido los casos de HBD (esquina inferior derecha) y como puede observarse, la tendencia que presentan dichos puntos es aproximadamente la misma que la asociada al modo SBD (esquina superior izquierda). Nótese, que los puntos más bajos corresponden a conductancia normalizada igual a 1, es decir a un comportamiento de tipo puramente resistivo, tal como se espera para las características HBD [Suñé00b].

Es importante señalar, para lo que se desarrollará en la próxima sección, que si bien la mayor parte de las características I-V correspondientes a ambos modos de post-ruptura están bien diferenciadas, formando bandas de curvas SBD y HBD, es posible encontrar también casos intermedios como los que muestra la fig. 4.19. Si bien estos casos son excepcionales, el hecho de que existan tales características sugiere que tanto las curvas

identificadas como de SBD y como de HBD pudieran corresponder a diferentes arreglos atómicos preferenciales, es decir a configuraciones atómicas más probables [Suñé00b].

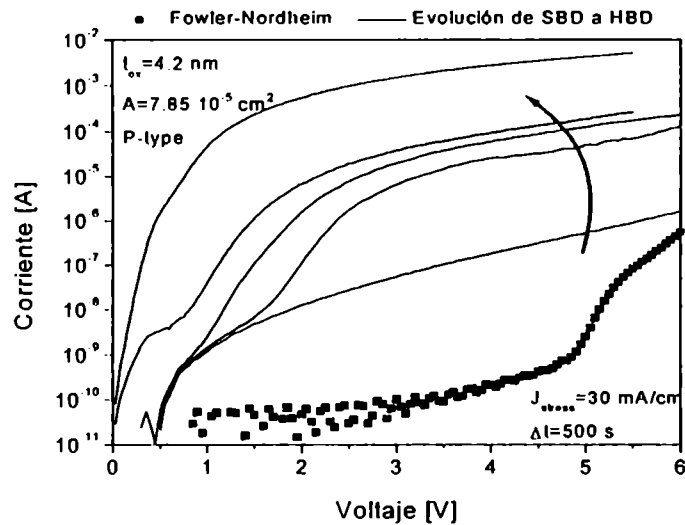


Fig. 4.19– Características de post-ruptura intermedias, entre SBD y HBD [Suñé00b].

Desde el punto de vista estadístico, también podemos encontrar otro elemento común a ambos modos de conducción. Como se mostró en el Capítulo 1, ambos mecanismos de ruptura, SBD y HBD, presentan idénticos gráficos de Weibull para el primer evento de ruptura (obtenido por un test TDDb). Se puede concluir que tanto la ruptura SBD como la IIBD presentan un origen físico común. La diferencia radicaría en como se manifiestan ambos eventos [Suñé01b].

4.3 Modelos para la conducción de post-ruptura

En esta sección del trabajo discutiremos los distintos modelos que se han presentado para explicar la conducción de post-ruptura a través del óxido de puerta en una estructura MOS. Primero analizaremos los modelos relacionados con SBD y los distinguiremos por el tipo de dependencia funcional que proponen para la característica I-V. Luego centraremos nuestra atención en los modelos propuestos para el modo IIBD.

En el caso de SBD, los modelos que más adhesión han suscitado son los que están basados en los mecanismos de túnel, hopping y percolación. A continuación, discutiremos estos modelos y sus variantes. Por razones simplemente cronológicas, comenzaremos con los modelos basados en el efecto túnel.

4.3.1 Modelos de tipo exponencial

Modelos de degradación local con reducción de espesor

Lee *et al* fueron los primeros, en 1994, en presentar un modelo explícito para la conducción SBD (en su notación cuasi-ruptura), basándose para ello en el mecanismo de túnel [Lee94]. De acuerdo a su modelo, la conducción en el sitio de ruptura se puede entender por medio del efecto túnel directo a través de un óxido “residual” en serie con una resistencia. Según estos autores, el impacto balístico de los electrones en el ánodo durante la etapa de degradación es lo que origina esta región físicamente dañada (physically-damaged-region: PDR) y que se representa como una simple resistencia. El esquema de este modelo se muestra en la fig. 4.20. El parámetro del modelo que se utiliza para optimizar el ajuste entre las curvas experimentales y teóricas es el espesor de la barrera de túnel.

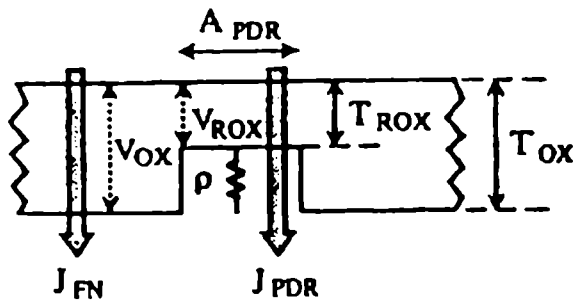


Fig. 4.20- Modelo de conducción de Lee.

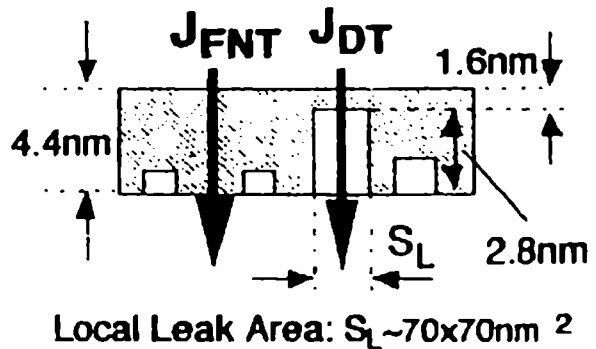


Fig. 4.21 Modelo de conducción de Yoshida

Posteriormente, y en la misma línea de pensamiento, Yoshida *et al* [Yosh96] presentaron un modelo alternativo para el SBD basado también en la corriente de túnel directo a través de un óxido adelgazado. Asumen que la zona del óxido próxima a la interfaz SiO_2/Si se deteriora localmente durante la aplicación del estrés. En determinada etapa de la degradación dicha región se torna altamente conductora tal como muestra la fig. 4.21. En esta aproximación los autores no consideran ningún tipo de resistencia serie.

Otra versión de un mecanismo para SBD basado en túnel fue propuesta por Goguenheim *et al* [Gogu98]. Ellos aseguran que el mejor ajuste de una característica experimental típica se puede conseguir con una sencilla ley exponencial de la forma:

$$I_G = C \exp\left(\frac{e|V_G|}{\phi_B}\right) \quad (\text{ec.4.2})$$

donde C es una constante, e la carga del electrón y ϕ_B una barrera de potencial (supuestamente relacionada con el túnel directo). La expresión es válida para ambas polaridades y hallan que $\phi_B = 0.92 \pm 0.08 \text{ eV}$. Aunque no proporcionan elementos de juicio suficientes, adelantan que esta expresión surge de considerar, como en modelos anteriores, una disminución local del espesor del óxido debido a una rápida transición metal/aislante en una región localizada en las cercanías de la interfaz anódica. Adicionalmente, estos autores muestran que otros ajustes utilizando leyes del tipo FN, Schottky o Poole-Frenkel resultan altamente insatisfactorios.

Por otro lado, es interesante señalar los resultados obtenidos por Halimaoui *et al* [Hali97]. Estos autores cuestionaron la modelización de la corriente de SBD basada en un mecanismo de DT a través de un óxido adelgazado. Aunque obtienen un muy buen ajuste de una característica SBD en todo el rango de voltajes, utilizando una expresión de túnel directo, el valor de los parámetros físicos que resultan del ajuste es calificado por ellos mismos como cuestionable: se requiere una barrera potencial de 6 eV (recordar que la altura de la barrera catódica es de 3.2 eV) con un ancho de barrera de 0.9 nm para un óxido de 4.5 nm (ver fig. 4.22).

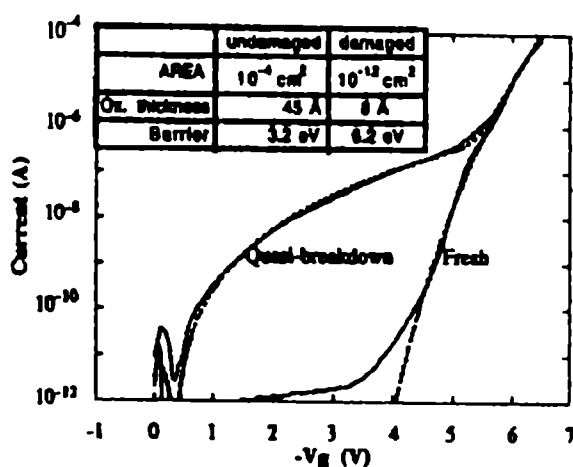


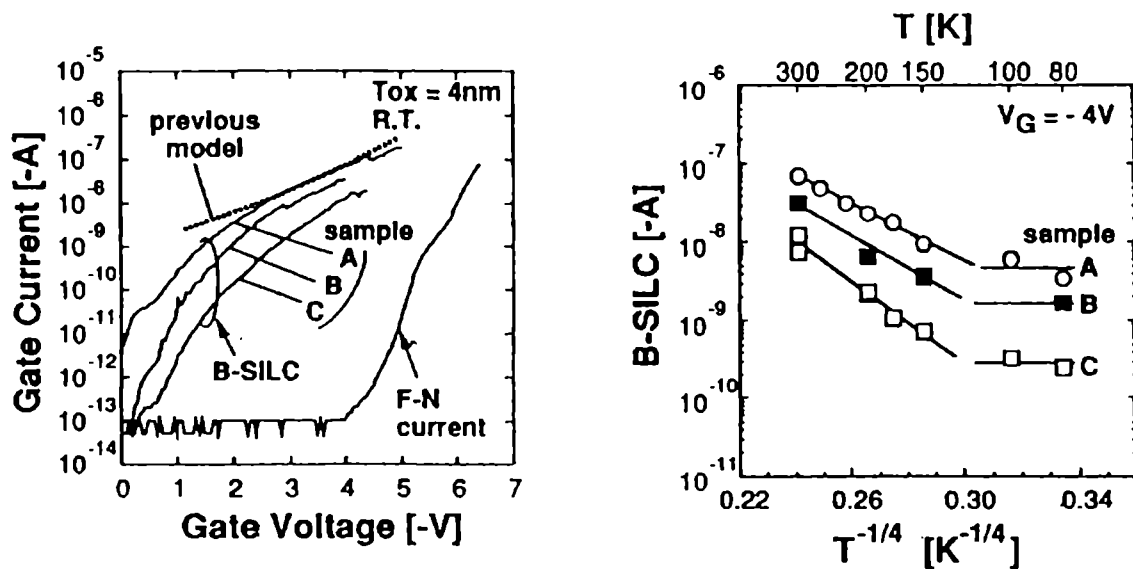
Fig. 4.22 – Resultados del modelo de túnel de Halimaoui *et al* [Hali97].

Hopping de rango variable

Un mecanismo de conducción para SBD (B-SILC en la notación de los autores) completamente diferente a los vistos, está basado en el transporte por *variable range hopping* (VRII). El mismo fue presentado por Okada y Taniguchi en 1997 [Okad94, Okad97]. En apoyo de esta idea, los autores han analizado curvas I-V de SBD para tres muestras diferentes A, B y C, cada una de las cuales presenta una característica distintiva

en el rango de temperatura de 80 a 300 K (ver fig. 4.23). La línea quebrada que se muestra en dicha figura corresponde a un ajuste de la curva A utilizando el modelo de túnel directo propuesto por Lee *et al*, el cual fue discutido en la sección anterior. La misma figura muestra que el modelo de Lee no produce un buen ajuste de la corriente en el rango de voltajes de 0 a 2.5 V. Sin embargo, es importante señalar que éste es ciertamente el rango de voltajes en el cual la caída de tensión en los electrodos es crucial para el análisis de la característica I-V y que parece no haber sido incluido en el trabajo de Okada.

La fig. 4.24 muestra la corriente de SBD (medida a -4V) para las tres muestras de la fig. 4.26 en función de $T^{-1/4}$. Como puede observarse, para temperaturas inferiores a 125 K, la curva de SBD depende ligeramente de la temperatura. Los autores argumentan que esto se debe a que en este rango de temperaturas la corriente estaría dominada por el túnel entre estados localizados. Por el contrario, los resultados muestran que el SBD se puede explicar en términos de VRH para $T > 125$ K. En su trabajo, Okada no señala como discrimina los efectos de la temperatura sobre el mecanismo de conducción propiamente dicho y el relacionado con la fuente/sumidero de electrones. Es bien sabido, en este sentido, que la temperatura modifica la distribución de carga en los electrodos y que por lo tanto modifica la distribución de potencial en la estructura.



Figs. 4.23, 4.24 La curvas A, B y C corresponde a SBD [Okad97]. Previous model se refiere al modelo de Lee [Lee94].

Para dar una visión acabada del mecanismo de VRH, es importante señalar que este modelo de conducción predice una dependencia con el voltaje aplicado V del tipo [Mott79]:

$$I_{VRH} = I(T) \sinh\left(\frac{eVR}{t_{ox} k_B T}\right) \quad (cc.4.3)$$

donde $I(T)$ es la corriente que depende de T a través de la probabilidad de dispersión electrón-fonón, R es la distancia de hopping y t_{ox} el espesor de la muestra. Un intento de ajustar una curva de SBD con este modelo fue llevado a cabo por Houssa *et al* [Hous98b]. Estos autores han asumido $R=0.16$ nm y $T=300$ K (ver fig. 4.25). También compararon sus resultados con el modelo de túnel directo de Yoshida *et al* (ver la misma figura) y argumentaron que un ajuste con este modelo solo se puede conseguir con una barrera catódica de valor $\Phi=4.2$ eV. En este último caso, los autores incluyeron la caída de potencial en los electrodos, calculada a partir de la curva C-V experimental. Nótese que la conducción VRH predice una característica del tipo exponencial con el voltaje aplicado, pero simultáneamente predice una dependencia exponencial con el espesor del aislante y una variación de la pendiente de la curva con la temperatura, lo cual es incompatible, según veremos mas adelante, con lo que se observa experimentalmente.

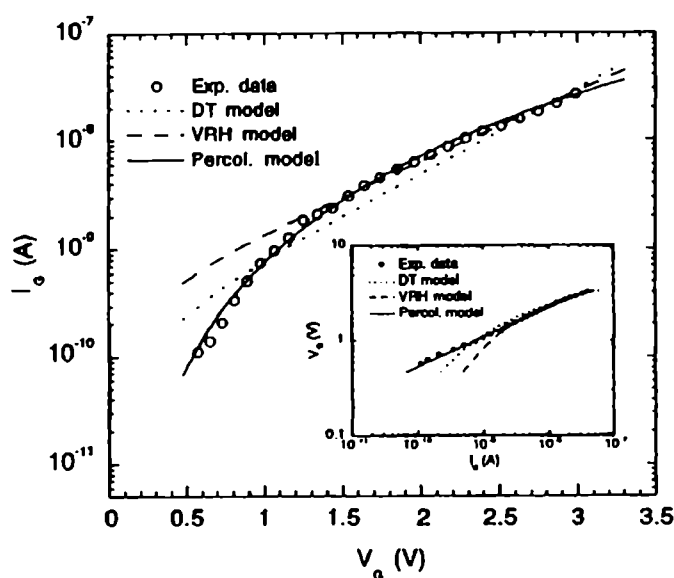


Fig. 4.25 – Característica SBD I-V para un óxido de 4.2 nm [Hous98b].

4.3.2 Modelos de tipo potencial

Si bien Okada *et al* propusieron el modelo de conducción de VRH, cuya dependencia, ya hemos visto, es exponencial con el voltaje aplicado, también fueron los primeros en sugerir que una simple ley potencial del tipo $I=aV^b$, con a y b constantes era apropiada para ajustar los datos experimentales [Okad97]. Cabe recordar que esta ley solo produce un buen ajuste de la característica I-V en el rango 0-3 V. A continuación se presentarán los modelos analíticos que proponen una ley potencial para el mecanismo de conducción SBD.

Modelo percolativo

Houssa *et al* han basado su modelo de conducción para SBD en la teoría de percolación en redes de conductores no lineales [Hous98a,Hous98b]. Ellos consideraron las características SBD para un óxido de 4.2 nm y propusieron que en el rango $0.5 < V_G < 3$ V, la corriente se comporta de acuerdo a una ley potencial del tipo $V = \rho_{eff} I^\alpha$, donde ρ_{eff} es la resistividad efectiva del sistema y $\alpha = 0.32 \pm 0.02$ una constante del modelo (ver fig. 4.25). Los autores sostienen que ρ_{eff} disminuye a medida que la degradación avanza, es decir el spot se hace mas conductor. Cabe aclarar que los autores asumen en su análisis que la pendiente de las curvas SBD se mantiene constante, lo cual contradice lo que ya hemos visto en cuanto a la relación existente entre nivel de corriente y pendiente. Por otro lado, sostienen que las trampas generadas durante la degradación del aislante ocupan aleatoriamente los sitios de la red del SiO₂. Asumen que: (i) la corriente entre trampas vecinas (ver fig. 4.26) es proporcional al cuadrado de la caída de voltaje entre dichos sitios (v), o sea que $i = \sigma v^2$, donde σ es la conductividad del enlace. Esta dependencia cuadrática es atribuida al producto de la densidad de carga atrapada en el capacitor y la movilidad de los electrones. En nuestra opinión, esta es una suposición bastante cuestionable pues está basada en una descripción macroscópica del transporte electrónico difícil de extrapolar a escala atómica. Por otro lado, los modelos percolativos, al igual que el de VRH, involucran una dependencia fundamental con la longitud del sistema [Stra84,Stau85], lo que a todas luces contradice los resultados experimentales que presentamos en la primera sección de este capítulo. Por otro lado, en un óxido ultra-delgado, los sitios que participan en la percolación en la dirección de la corriente no pueden ser muy numerosos (debido al tamaño atómico), tal como requiere este tipo de modelos. El modelo percolativo ha sido invocado para explicar la dependencia en temperatura de SBD así como también el espectro de ruido que presenta este mecanismo de conducción.

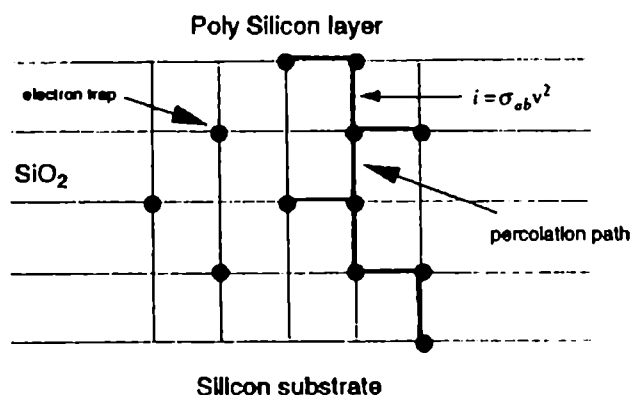


Fig. 4.26 Modelo de red percolativa en SiO₂ [Hous98b].

Modelo de túnel cuántico inelástico

Con relación a la modelización por mecanismos de túnel, se ha sugerido también al túnel asistido por trampas (TAT) como posible candidato para explicar la corriente de SBD [Depa96b]. Sin embargo, todavía no hay un modelo explícito para el SBD basado en TAT. Recientemente, se ha sugerido que el mecanismo de bloqueamiento coulombiano [Grab92] puede explicar la conducción SBD [Niga00]. En dicho trabajo, los autores aseguran que las pendientes de las curvas SBD I-V están cuantizadas. Sin embargo, la significancia estadística de dichos resultados es muy baja (solo 22 datos) para realizar tal afirmación. Atribuyen tal cuantización al bloqueo secuencial de electrones debido a un aumento de la energía electrostática dentro de las trampas que asisten la conducción. Las trampas electrónicas neutras, donde se almacena la carga por una fracción del tiempo, son consideradas equivalentes a islas metálicas, siendo la distancia de túnel entre ellas de aproximadamente 0.7 nm. Las diferentes pendientes que se observan en las curvas I-V: 2, 5 y 7 corresponderían al número de trampas que participan en el proceso de transporte (ver fig. 4.27). Por ejemplo, para 3 junturas y 2 islas, la característica I-V estaría dada por:

$$I(V) = aV^5 + bV^3 + cV \tag{ec.4.4}$$

mientras que para 4 junturas y 3 islas estaría dada por:

$$I(V) = aV^7 + bV^5 + cV^3 + dV \tag{ec.4.5}$$

donde a , b , c y d son constantes. La aparición de otros exponentes en su estadística no puede ser explicada en el marco de este modelo.

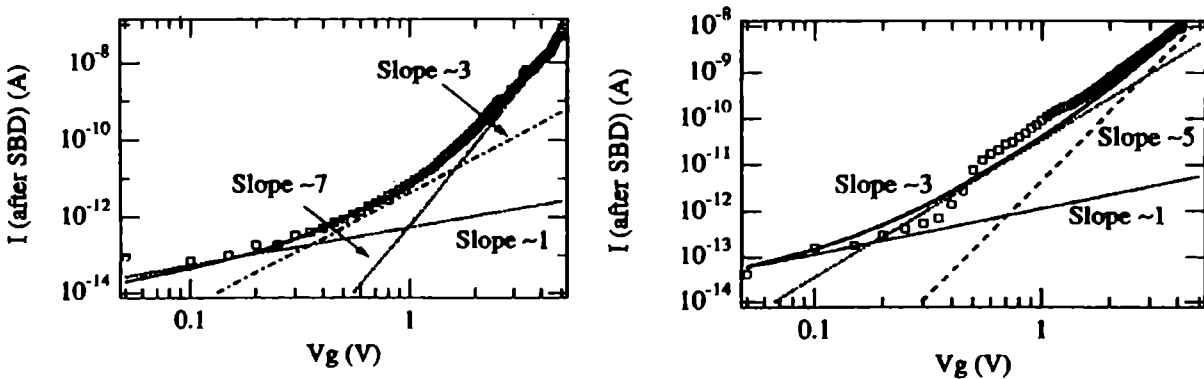


Fig. 4.27 – Modelo de túnel inelástico y determinación de las potencias asociadas [Niga00].

Otra propuesta

D. Ting ha presentado otro modelo para la corriente de SBD basado en las propiedades conductoras de hilos cuánticos tridimensionales en los cuales tiene lugar túnel resonante [Ting99]. El modelo recuerda, en algunos aspectos, al de Yoshida *et al* y tiene algún punto en común con nuestras ideas acerca de la conducción SBD. El autor considera la propagación de las funciones de onda electrónicas en hilos cuánticos que conectan parcialmente (SBD) o totalmente (HBD) los electrodos opuestos (ver fig. 4.28). El modelo es numérico de manera que resulta difícil hacer un análisis con profundidad. Hasta donde sabemos, este es el único modelo que ha contemplado ambos regímenes de conducción SBD y HBD de manera simultánea y consistente. Sin embargo, debemos mencionar que el autor asume que el área dañada, es decir el área ocupada por estos hilos cuánticos, es del 10% del área total de la estructura. En nuestra opinión, esto excede en varios órdenes de magnitud el área dañada real.

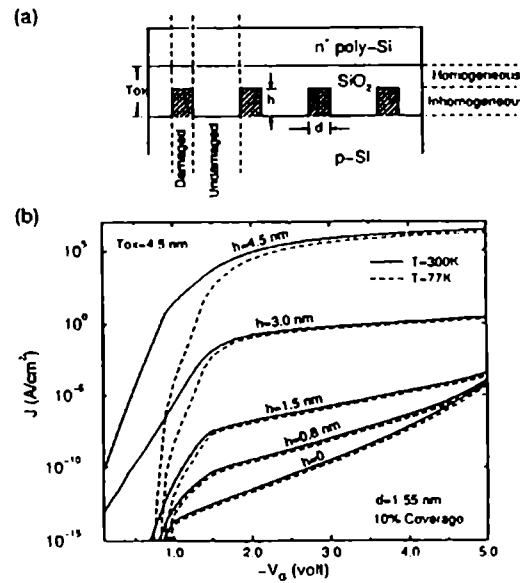


Fig. 4.28 - a) Esquema de una estructura MOS con hilos cuánticos cilíndricos. b) Corriente calculada para cilindros de distintas alturas [Ting99].

Sorprendentemente, no hemos encontrado en la literatura modelos para la conducción de ruptura HBD, mas allá de aseveraciones tales como “la ruptura dieléctrica abre un camino de conducción directo entre puerta y sustrato” o expresiones equivalentes. Esto se debe a que, básicamente, cuando un óxido se encuentra en este estado de conducción, presenta una característica I-V lineal, es decir que se comporta como una simple resistencia. Nuestro aporte ha consistido, tal como se mostrará a continuación, en relacionar el valor de dicha resistencia con la física de los sistemas conductores mesoscópicos y, a partir de allí, desarrollar el primer modelo analítico para la conducción de post-ruptura.

4.4 Modelización de la corriente de post-ruptura

4.4.1 Conducción a través de contactos puntuales

Desde el punto de vista teórico, fue Maxwell, en 1904, el primero en estudiar las propiedades conductoras que presenta un pequeño orificio que separa dos electrodos metálicos [Maxw04]. Como es bien sabido, de acuerdo a la teoría electromagnética, el confinamiento del campo eléctrico, o dicho de otra manera, la constricción de las líneas de corriente, está siempre asociado a una caída de potencial y por lo tanto a una resistencia eléctrica. Este es el resultado de un problema puramente geométrico. Para un orificio pequeño de radio a que separa dos electrodos idénticos, se puede obtener, a partir de la ecuación de Poisson e invocando la ley de Ohm, la llamada resistencia de Maxwell:

$$R_M = \frac{\rho}{2a} \quad (\text{ec.4.6})$$

donde ρ es la resistividad de los electrodos. Esta relación es la que ha dado origen a la técnica de caracterización conocida como “spreading resistance”, comúnmente utilizada para mediciones de resistividad local en materiales semiconductores [Mazu66]. A partir de la expresión 4.6, es fácil ver que cuanto más pequeño es el orificio, mayor es la resistencia que presenta. Adicionalmente, se puede demostrar que la caída de potencial también se hace más abrupta.

Como se ha señalado, la ec. (4.6) es válida en tanto y en cuanto se verifiquen los postulados que llevan a la ley de Ohm. Sin embargo, esta ley deja de ser válida cuando el camino libre medio de los electrones es mucho mayor que el tamaño del contacto. En este caso, el transporte a través del orificio se vuelve balístico en lugar de difusivo. El tema fue abordado por primera vez por Sharvin en 1975, quién halló, de una manera semi-clásica, que la resistencia de un contacto balístico estaba dada por la relación [Shar65]:

$$R_S = \frac{4\rho l}{3A} \quad (\text{ec.4.7})$$

donde l es el camino libre medio de los electrones y A el área del orificio. Esta última expresión se denomina resistencia de Sharvin. De la misma manera que ocurre en un contacto maxwelliano, la resistencia de Sharvin está también asociada a una caída de potencial abrupta a través del contacto. Tal como se ha presentado, la resistencia de Sharvin no tiene en cuenta correcciones debidas a la dispersión de los electrones por los fonones. La teoría ha sido extendida, incluyendo la ecuación de Boltzmann para la función de distribución de los electrones a ambos lados de la constricción, así como la ecuación de Poisson para el campo eléctrico [Jans80]. No es difícil darse cuenta de lo complicado que resulta una solución para este problema en el caso real. Una aproximación presentada por

Wexler [Wexl66] considera al contacto puntual como una combinación de resistencias de Sharvin y de Maxwell. Esta teoría ha dado origen a lo que hoy se conoce como espectroscopia de contacto puntual, la cual permite investigar el espectro fonónico de una amplia variedad de metales [Jans87]. En lo que concierne al tema de esta tesis, es importante señalar que los primeros experimentos sobre contactos puntuales se llevaron a cabo sobre estructuras Metal-Aislante-Metal [Yans74]. En dicho trabajo, los contactos puntuales eran inducidos mediante rupturas eléctricas de la capa aislante, de tal manera que los dos electrodos quedaban interconectados por un puente de tipo metálico. Las características I-V de tales estructuras mostraban un comportamiento no lineal a temperatura de helio líquido, el cual fue relacionado con el espectro fonónico de los electrodos. Es válido hacer notar que parece poco probable que efectos térmicos de tal magnitud, necesarios para provocar la penetración de los electrodos en el aislante de puerta, tengan lugar durante la ruptura de óxidos ultra-delgados (al menos para SBD). Sin embargo, el tema todavía no está claro ya que se ha observado a partir de análisis TEM que el spot de ruptura del óxido está aparentemente constituido por una columna de silicio que une los dos electrodos [Lomb98]. Por otro lado, Sugino *et al* han presentado resultados experimentales mostrando que la ruptura del SiO₂ da lugar a un puente conductor de silicio cristalizado [Sugi95].

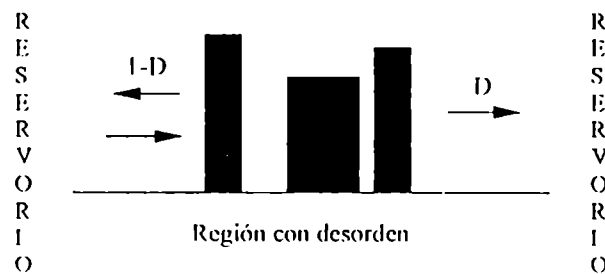


Fig. 4.29 Esquema del sistema reservorio-conductor. D es la probabilidad de transmisión.

Pero, ¿qué sucede cuando el tamaño del contacto se reduce aún más de manera que resulta del mismo orden que la longitud de onda de los portadores?. En 1957, R. Landauer de la IBM, consideró la naturaleza del transporte electrónico en sistemas conductores unidimensionales (1D) en términos del flujo de portadores provenientes de reservorios externos [Land57, Land70]. Ingeniosamente, Landauer propuso que cualquier conductor podía ser visto como un centro dispersor y que la conductancia es esencialmente una medida de las propiedades dispersoras del conductor. En aquel momento, la conductancia de un canal 1D fue descrita en términos de los coeficientes de reflexión R y transmisión D asociados a las ondas electrónicas de acuerdo a:

$$G_L = \frac{2e^2}{h} \frac{D}{R} \quad (\text{ec.4.8})$$

donde e es la carga del electrón, h la constante de Planck y donde el factor 2 surge de la degeneración de spin. G_L es la llamada conductancia de Landauer. Como ya se mencionó unas líneas mas arriba, la región conductora que separa ambos reservorios se considera como un único centro dispersor (ver fig. 4.29) y la disipación, sin la cual no hay solución estacionaria para el dispositivo con tensión aplicada, se asume que tiene lugar en los reservorios. Como se mostrará mas adelante, el ámbito de aplicación de la ec. (4.8) se puede extender, mas allá del caso de sistemas desordenados, a distintos tipos de mecanismos de bloqueo para el tránsito de los portadores. En lo que sigue, identificaremos el puente conductor entre electrodos con el camino de ruptura dentro del aislante.

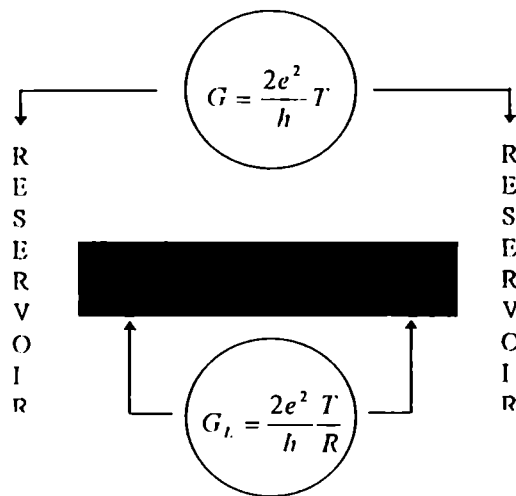


Fig. 4.30 -- Interpretación de las formulas de conductancia.

Varios años mas tarde, en 1981, Economou y Soukoulis, a partir de la teoría de respuesta lineal (LRT), calcularon una vez más la conductancia de un canal conductor 1D [Econ81]. Sin embargo, ellos obtuvieron una expresión diferente para la conductancia, aunque muy similar en su aspecto básico:

$$G = \frac{2e^2}{h} D \quad (\text{ec.4.9})$$

Como $R=1-D$, es obvio que a medida que D se aproxima a la unidad, G debería ser infinita de acuerdo a la expresión de Landauer, pero solamente $2e^2/h$ de acuerdo a la ec. (4.9). En otras palabras, para este último caso, tendríamos que sí se aplica un voltaje a dos electrodos vinculados por un conductor balístico ($D=1$), la corriente es finita, lo que señala que la resistencia no es cero. Es más, su valor preciso es precisamente $R_0 = G_0^{-1} = h/2e^2$. Pero, tal como se planteó en su momento: ¿puede un conductor balístico presentar alguna resistencia?. Esta cuestión intrigante fue resuelta por Imry [Imry86] a partir de un trabajo anterior de Engquist y Anderson [Engq81]. Imry reconoció la existencia de una verdadera resistencia de contacto que surge como consecuencia de un desempalme en la distribución energética de los portadores a ambos extremos de la constricción.

Nótese que, de acuerdo a lo que se muestra en la fig. 4.30, la resistencia total de una muestra se puede entender como una combinación serie de la resistencia de contacto y una resistencia que llamamos de dispersión. De la ec. (4.9), resulta:

$$G^{-1} = \frac{h}{2e^2 N} \frac{1}{D} = \frac{h}{2e^2 N} + \frac{h}{2e^2 N} \frac{1-D}{D} \Rightarrow G^{-1} = G_c^{-1} + G_l^{-1} \quad (\text{ec.4.10})$$

donde N es el número de modos de conducción, G_c es la conductancia de contacto y G_l la conductancia de Landauer presentada anteriormente. La resistencia de contacto por modo, es decir cuando $N=1$, vale $12.9 \text{ K}\Omega$, que a todas luces no es para nada despreciable. Esta es la resistencia que uno mediría entre dos reservorios conectados por un conductor balístico monomodo. Es importante señalar que los conductores con los que tratamos habitualmente tienen miles de modos, de manera que la resistencia de contacto es muy pequeña y por ende prácticamente despreciable.

La ec. (4.9) es estrictamente válida a temperatura cero y para tensiones aplicadas extremadamente pequeñas (régimen lineal). Sin embargo, la ec. (4.9) ha sido extendida al caso de tensiones finitas y temperaturas no nulas según [Ito87]:

$$I = \frac{2e}{h} \int_{-\infty}^{\infty} D(E,V) [f(E - E_F) - f(E + eV - E_F)] dE \quad (\text{ec.4.11})$$

donde, como antes, D es la probabilidad de transmisión, E_F el nivel de Fermi en el cátodo, $f(E) = [1 + \exp(E/k_B T)]^{-1}$ la función de distribución de Fermi-Dirac y V la diferencia de potencial entre los cuasi-niveles de Fermi en ambos electrodos. Antes de pasar a describir nuestro propio modelo, cabe preguntarse si es plausible una aproximación de este tipo para nuestro caso, en donde se desea describir la conducción a través de un óxido que ha perdido sus propiedades aislantes. Veamos entonces brevemente, sobre la base de la literatura existente, bajo que circunstancias es factible observar esta clase de fenómenos.

Las primeras confirmaciones experimentales acerca de la cuantificación de la conductancia en contactos puntuales fueron llevadas a cabo independientemente por van Wees *et al* [vanW88] y Wharam *et al* [Whar88]. Para ello consideraron un gas de electrones bidimensional en heteroestructuras de GaAs/Al_xGa_{1-x}As. En tales dispositivos, se aplica una tensión a una puerta doble para crear un canal de ancho variable a partir de la deserción de portadores en el semiconductor. En este caso, resultados compatibles con la ec. (4.9) se obtienen normalmente por debajo del grado Kelvin [Kane98,Thom98].

Otra gran línea de investigación ha involucrado las llamadas juntas de ruptura controlable [Kran93,Kran95]. Esta técnica consiste en romper un alambre fino metálico del material a ser estudiado (Al, Pt, Cu, etc.), el cual está sujeto a un sustrato piezoeléctrico, y luego volver a establecer contacto. A partir de esto se forma una constricción de tamaño atómico, la cual, nuevamente, muestra plateaus de conductancia a valores enteros de G_0 .

La posibilidad de estudiar la conducción eléctrica a través de constricciones muy pequeñas utilizando un microscopio de efecto túnel fue demostrada por primera vez por Gimzewski y Möller [Gimz87]. En este arreglo experimental, se crea un puente de tamaño atómico entre los electrodos de punta y muestra, una vez que han hecho contacto. Separando ambos electrodos, la conexión se estrecha hasta que consiste solamente de unos pocos átomos [Pasc93,Agra93,Oles94]. El fenómeno ha sido observado a temperatura ambiente [Bran95]. Es importante describir el trabajo de Ohnishi *et al* [Ohni98], quienes simultáneamente midieron y observaron, por medio de un microscopio electrónico de alto vacío, las propiedades conductoras de cadenas de átomos de oro (una cadena de un nanómetro de largo) suspendida entre los electrodos. Ellos concluyeron que la conductancia de una única cadena de átomos es del orden de G_0 y que la conductancia de una cadena doble tiene un valor $2G_0$. De acuerdo a esta observación, una especie de principio de equipartición sería válido para este tipo de sistemas cuánticos. Podemos mencionar otros tipos de arreglos experimentales en los que el carácter universal de las constricciones muy estrechas en cuanto a sus características conductoras ha sido ampliamente demostrado. Hajto *et al* han estudiado la conducción de tipo filamentaria en memorias de silicio amorfo [Hajt91]. Los autores propusieron que la formación del filamento de corriente estaba asociado con la difusión local del contacto metálico de puerta dentro del silicio amorfo, lo que resultaba en una región mixta de metal y silicio. La característica I-V de tales estructuras, medida a bajas temperaturas (4.2 K), exhibe efectos indudablemente asociados al transporte cuántico. El fenómeno fue observado hasta los 190 K y en el rango de voltajes de 0-1 V. Por su parte, Yasuda *et al* también han investigado las constricciones de escala atómica en relays con contactos de oro [Yasu97]. En este último caso, evidencias de la cuantificación de la conductancia han sido detectadas aún a 2 V. Recientemente, se ha presentado un trabajo que describe un transistor de efecto campo de estructura vertical en silicio (ver fig. 4.31) que exhibe conducción del tipo contacto puntual cuántico a 3-5 K [Nish00].

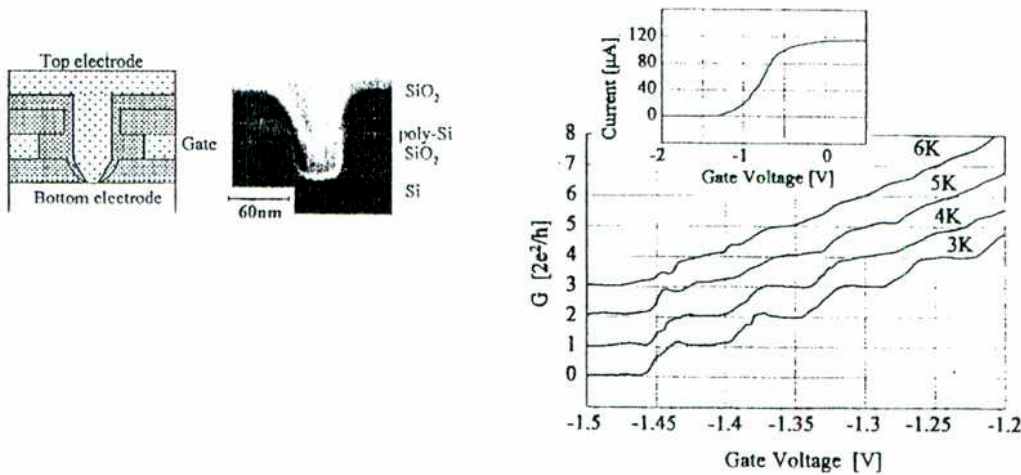


Fig. 4.31- Contacto puntual cuántico en silicio y curvas de conductancia asociadas [Nish00].

En vista de los trabajos experimentales a los que se ha hecho referencia, discutiremos a continuación bajo que condiciones es factible observar la cuantificación de la conductancia. Primero, debemos señalar que el fenómeno ha sido identificado en dispositivos basados en estructuras de materiales semiconductores, metálicos y amorfos. Por lo tanto, el fenómeno no está restringido a un único material o grupo de materiales. Segundo, la temperatura a la cual se detecta la cuantificación de la conductancia no es aparentemente una limitación. Es más, se ha reportado que los experimentos realizados a temperatura ambiente exhiben mucho mejores resultados que aquellos que se registran a bajas temperaturas [Cost97,Pasc93,Itak99,Yasu97]. Tercero, no es imperativo disponer de dispositivos sofisticados ni de constricciones con formas adiabáticas. Caminos con tamaños laterales de uno o pocos átomos (los cuales se suponen muy rugosos) exhiben claros signos de cuantificación de la conductancia [Yasu97,Mozo97,Itak99]. Cuarto, el fenómeno ha sido medido a tensiones relativamente altas (del orden del Volt) [Itak99,Yasu97]. Probablemente, el punto clave resida solamente en lo que ocurre en la zona mas estrecha de la constricción. Si la separación entre las bandas inducida por el confinamiento lateral es grande, las mediciones realizadas a altas tensiones son capaces de exhibir efectos de cuantificación de la conductancia. Además, es importante hacer notar que la observación de estos efectos está limitada a temperaturas menores que el espaciado energético entre los modos transversales. Es por esto que en heteroestructuras de semiconductores, la temperatura a la cual estos efectos es detectable está restringida a menos que unos pocos grados Kelvin. Por el contrario, en constricciones de nivel atómico el espaciado entre niveles es significativamente mayor y la cuantificación de la conductancia es, por lo tanto, observable a temperaturas mucho más altas.

Aunque la cuantificación de la conductancia es un hecho experimental bien establecido, en la práctica, las mediciones se ven generalmente afectadas por un gran número de factores, entre los cuales el desorden dentro de la constricción parece ser el más importante. El desorden puede surgir por la presencia de centros de dispersión [Kuma91, Niko94, Garc96], canales rugosos [Niko94, Brat96], etc. Estos factores afectan el flujo de portadores alterando el potencial efectivo y destruyendo, en alguna medida, la cuantificación de la conductancia. Como consecuencia de este hecho, son numerosas las publicaciones sobre el tema que utilizan histogramas para representar los datos de conductancia, usualmente basados en miles de mediciones idénticas realizadas una y otra vez sobre la misma muestra y bajo las mismas condiciones experimentales [Bran95, Cost97, Yasu97, Itak99]. Por el contrario, en nuestro sistema, las mediciones no se pueden llevar a cabo de esta manera ya que, como mucho, y dependiendo del dispositivo en particular, no más de diez eventos de ruptura claramente distinguibles se pueden obtener por dispositivo. Como cada evento induce un daño irreversible al óxido, las mediciones posteriores que se realizan a bajos campos pueden estar correlacionadas, factor que dificulta su análisis estadístico. El origen de la dispersión en los datos experimentales y la magnitud de la dispersión con el número número de cuantos de conductancia ha sido también materia de investigación [Bran95]. Como se espera, el menor número cuántico es siempre el más poblado y en este sentido se han mostrado algunos resultados preliminares [Mira99e]. Para sumar al debate, el hecho de que la conductancia en nanoconstricciones presente plateaus a valores enteros de G_0 ha sido también atribuido a reajustes atómicos durante la formación del contacto. Se ha argumentado, basándose en simulaciones de dinámica molecular, que el movimiento de los átomos conduce a variaciones discretas de la sección eficaz de la constricción, lo que a su vez produce saltos en la conductancia balística del orden de G_0 [Agra93, Todo93, Brat95, Garc96]. Quizás, estos reajustes atómicos sean responsables del comportamiento fluctuante de la corriente de SBD a bajas tensiones de polarización [Mira98a].

4.4.2 Modelo de contacto puntual cuántico para SBD y HBD

De acuerdo a lo presentado en la sección anterior, debido al confinamiento lateral de la función de onda electrónica en su paso por una constricción suficientemente estrecha, el momento transversal de los electrones queda cuantificado. Esto da origen a una estructura de sub-bandas cuyo estado de ocupación depende de la energía de los portadores inyectados. De aquí en más, identificaremos esta constricción con el camino de ruptura dentro del aislante. En una primera aproximación, se puede pensar en estas sub-bandas como los niveles discretos dentro de un pozo de potencial con un grado adicional de libertad (en la dirección de la corriente). Es más, podemos comparar el problema con el de la transmisión de una onda electromagnética a lo largo de una guía de ondas. En este último caso, las frecuencias de corte jugarían el papel de los niveles electrónicos transversales. Además, como ya hemos mencionado, aunque el transporte sea balístico,

siempre hay una resistencia de contacto asociada a efectos de desempalme de impedancias en las entradas de la constricción, factor que en definitiva limita la conducción a través de la estructura. Este desempalme surge como consecuencia de la diferencia numérica de estados energéticos a uno y otro lado de la constricción. Siguiendo esta línea de pensamiento, sabemos, a partir de la mecánica cuántica básica, que cuanto mayor es el confinamiento, mas altos son los niveles discretos dentro de la estructura confinante. En virtud de esta imagen, se forman barreras de potencial en el cuello de botella de la constricción, las cuales se manifiestan externamente como un incremento de la resistencia eléctrica de la estructura (ver fig. 4.32). De acuerdo a este enfoque del problema, las alturas y espesores de dichas barreras determinan el modo de conducción de post-ruptura. Como este es claramente un problema de transmisión mecánico-cuántico, se lo puede tratar a partir del formalismo de túnel. Como se mostrará a continuación, esta aproximación provee una expresión analítica sencilla para la característica I-V compatible con todos los modos de conducción de post-ruptura [Mira01a].

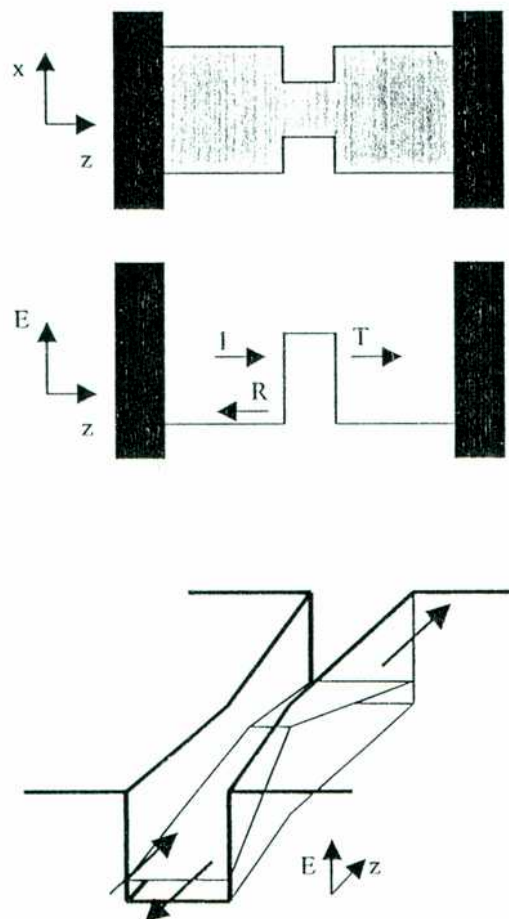


Fig. 4.32 – Perfil de la estructura confinante y formación de las sub-bandas energéticas en la dirección de propagación..T es el coeficiente de transmisión.

Consideremos entonces al camino de ruptura como una constricción tridimensional y apliquemos el formalismo de Landauer. Como mencionamos anteriormente, asumiremos que la constricción tiene formas adiabáticas en la dirección de propagación de los electrones. Se puede demostrar que bajo esta suposición, la ecuación de Schrödinger se puede descomponer en ecuaciones transversal y longitudinal de manera que el problema del transporte cuántico a través de una constricción 3D se transforma en un sencillo problema de túnel 1D [Torr94,Bran95]. En el caso de temperaturas y tensiones finitas tenemos que [Hu87]:

$$I = \frac{2e}{h} \int_{-\infty}^{\infty} D(E,V) [f(E - E_{FC}) - f(E - E_{FA})] dE \quad (\text{ec.4.12})$$

donde

$$E_{FC} = E_F + \beta eV_c \quad E_{FA} = E_F - (1 - \beta)eV_c \quad (\text{ec.4.13})$$

con E_{FC} y E_{FA} los cuasi-niveles de Fermi en el cátodo y en el ánodo, respectivamente (ver fig. 4.33). E es la energía, D es el coeficiente de transmisión del sistema y $f(E)$ es la distribución de Fermi-Dirac. V_c es la caída de potencial en la constricción y β es la fracción de V_c que cae en el lado fuente de la constricción. Téngase en cuenta que una característica común tanto de los contactos puntuales clásicos como de los cuánticos, según se ha visto, es la caída de potencial abrupta en los electrodos. Este tipo de distribución de potencial escalonada es la que habitualmente se invoca para caminos unidimensionales cuando se trata de electrodos metálicos [Xu93].

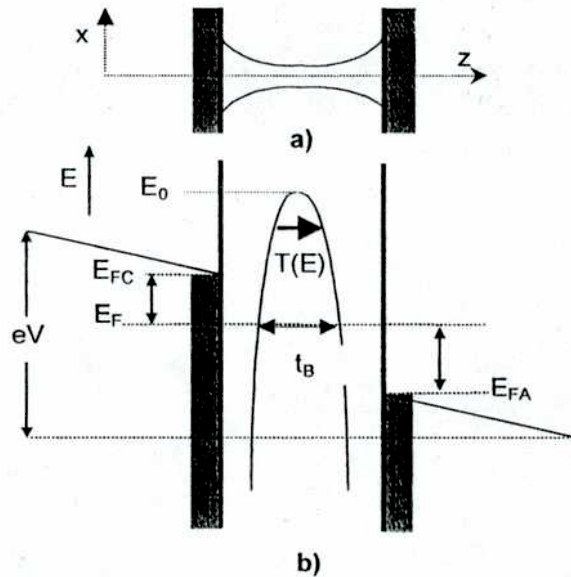


Fig. 4.33 – a) Estructura confinante en función de la posición y b) su diagrama energético [Mira01a].

Como en nuestro caso los electrodos son semiconductores, supondremos que solo una parte del potencial aplicado cae en la constricción, es decir $V_c = V - V_0(V)$, donde V y $V_0(V)$ son respectivamente el voltaje aplicado y la caída de potencial en los electrodos. Llegados a este punto, para evitar complejidades adicionales consideraremos que $V_0(V) = V_0$ es una constante, siendo V_0 un nuevo parámetro del modelo. En la próxima sección, volveremos con más detalles sobre este tema, presentado un modelo empírico para la caída de potencial en los electrodos. Si consideramos inicialmente un desarrollo a temperatura cero, la integral que debemos realizar para el calculo de la corriente tiene como límites los cuasi-niveles de Fermi a uno y otro lado de la constricción, es decir:

$$f(E - E_{FC}) - f(E - E_{FA}) \approx \begin{cases} 1 & E_{FA} \leq E \leq E_{FC} \\ 0 & \text{otro caso} \end{cases}, \quad (\text{ec.4.14})$$

con lo cual se obtiene una expresión aún más sencilla dada por:

$$I = \frac{2e}{h} \int_{E_{FA}}^{E_{FC}} D(E, V_c) dE \quad (\text{ec.4.15})$$

Nótese que la última integral debe llevarse a cabo sobre la banda de energía definida por los estados energéticos habilitados para tunelear (estados desocupados en el ánodo).

Como consecuencia de la cuantificación del momento transversal de los electrones, aparecen dentro de la constricción un conjunto discreto de niveles energéticos, $E_n(z)$, los cuáles dependen de la posición dentro de la estructura. De la misma manera que en un pozo cuántico, estos niveles dependen, a su vez, del inverso de la sección eficaz de la constricción. (ver fig. 4.32 y 4.33). Vistos en la dirección de propagación, estos niveles aparecen como una estructura de sub-bandas formando barreras de potencial para los electrones entrantes. Para simplificar aún más el modelo, consideraremos que el cuello de botella de la constricción (arbitrariamente ubicado en $z=0$), puede ser descrito aproximadamente por una función cuadrática de la posición z . Bajo esta suposición, tendremos un conjunto de barreras parabólicas invertidas para las cuales existe una solución analítica de la probabilidad de transmisión [Bütt90, Boga97]:

$$D_n(E) = \left\{ 1 + \exp \left[- \frac{2\pi(E - E_n(0))}{\left((-\hbar^2/m^*)E_n''(0) \right)^{1/2}} \right] \right\}^{-1} \quad (\text{ec.4.16})$$

donde $E_n(0)$ es el fondo de la n -ésima sub-banda, m^* es la masa efectiva del electrón, y $E_n'' = d^2 E_n / dz^2$ es la derivada segunda de la n -ésima sub-banda. Una de las motivaciones para haber elegido el perfil de potencial cuadrático es sencillamente que la ec. (4.16) provee una expresión, continua y derivable, válida para todo el rango de energías, ya sea

por arriba o por debajo del tope de la barrera de la barrera de potencial. Para ponerlo más simple, escribamos la ec. (4.16) de la siguiente manera:

$$D_n(E) = \left\{ 1 + \exp\left[-\alpha_n(E - E_n)\right] \right\}^{-1} \quad (\text{ec.4.17})$$

donde α_n y E_n son parámetros del modelo. Si además suponemos que los niveles E_n son independientes de la tensión aplicada, la corriente total a través del sistema se reduce a:

$$I = \frac{2e}{h} \sum_{n=1}^N \int_{E_{FA}}^{E_{VC}} D_n(E) dE \quad (\text{ec.4.18})$$

donde N es el número total de canales unidimensionales que conectan ambos electrodos (cada spot de ruptura puede aportar uno o más canales de conducción). Como por otro lado, las características particulares de cada spot se desconocen y son inaccesibles experimentalmente, consideraremos en lo que sigue que los N canales de conducción son idénticos, estando descritos por un único conjunto de parámetros efectivos: α , β , E_0 y V_0 . Es importante enfatizar que, en general, N no debe confundirse con el número de eventos detectados por medios eléctricos u ópticos durante experimentos de fiabilidad. Solo en el caso de SBD, N será considerado igual al número de eventos detectados. La distinción tiene que ver con el tipo de modo de conducción y por lo tanto con la severidad del evento de ruptura. Mientras que vinculamos la ruptura SBD con un evento altamente localizado y con un mecanismo de conducción por efecto túnel, se ha demostrado que la ruptura HBD esta asociada con estructuras complejas de forma filamentaria distribuidas sobre el área del dispositivo [Lomb99].

Finalmente, insertando el coeficiente de transmisión total, ec. (4.18) en la ec. (4.15) y realizando la integración, resulta para la característica I-V la ecuación [Mira01a]:

$$I(V) = \frac{2e}{h} N \left\{ e(V - V_0) + \frac{1}{\alpha} \ln \left[\frac{1 + \exp\left\{ \alpha \left[\Phi - \beta e(V - V_0) \right] \right\}}{1 + \exp\left\{ \alpha \left[\Phi + (1 - \beta) e(V - V_0) \right] \right\}} \right] \right\} \quad (\text{ec.4.19})$$

donde $\Phi = E_0 - E_F$. Esta es la expresión más general, a temperatura cero, que da cuenta de los distintos modos de conducción en post-ruptura. Las figs. 4.34 nos muestran el comportamiento global de dicha característica I-V en función de los parámetros intervinientes.

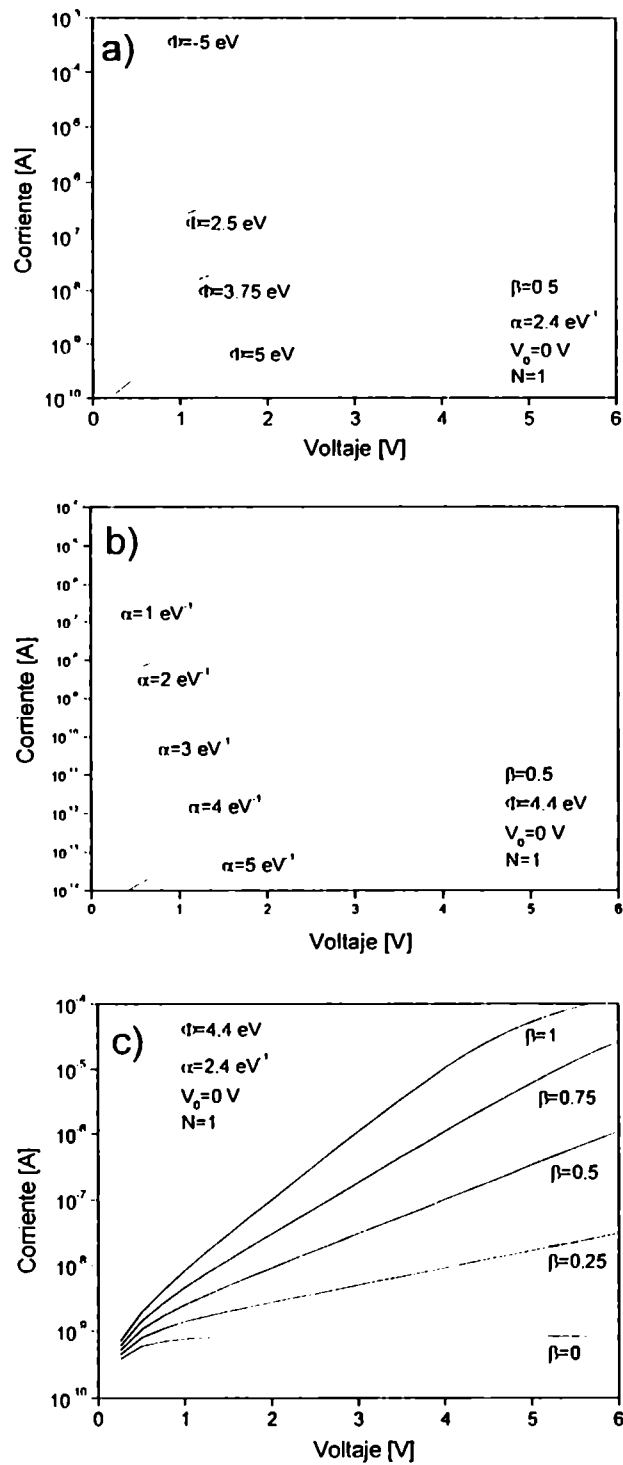


Fig. 4.34 – Características I-V predichas por la ec. (4.19). Dependencia con Φ , α y β . [Mira01a].

Dependiendo de la sección eficaz de la constricción, el nivel energético efectivo E_0 , asociado con el confinamiento lateral de la función de onda electrónica, puede estar debajo, arriba o entre los estados energéticos portadores de corriente. De acuerdo a este modelo, cuando E_0 está por encima del cuasi-nivel de Fermi en el cátodo, el modo de conducción corresponde a SBD. Por el contrario, si E_0 está por debajo del cuasi-nivel de Fermi del ánodo, el modo de conducción corresponde a HBD. Por último, cuando dicho nivel discreto está entre ambos cuasi-niveles de Fermi, tenemos una combinación de ambos modos en el cual, debido a una reducción gradual de los estados energéticos portadores de corriente con la tensión aplicada, la conductancia disminuye. En términos de la física de los sistemas conductores mesoscópicos, este modo de conducción será llamado régimen de conducción HBD no lineal. A continuación, pasaremos a examinar por separado cada uno de los modos de ruptura sobre la base de la ec. (4.19) y a sus ecuaciones límites.

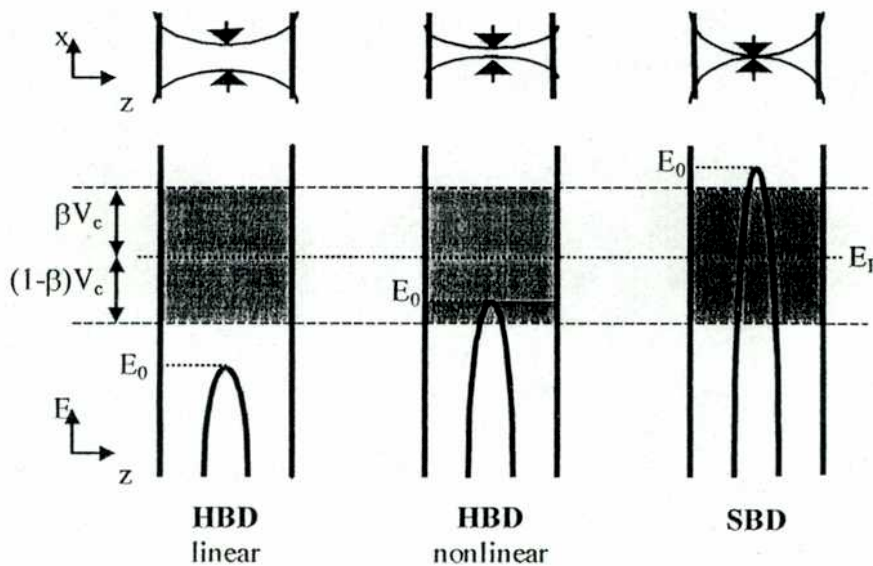


Fig. 4.35 – Diagrama energético para cada uno de los modos de conducción de post-ruptura.

Régimen SBD

Si asumimos que la sección eficaz de la constricción asociada con este modo de ruptura es muy pequeña, entonces el nivel discreto E_0 es alto y el mecanismo de conducción es túnel (ver fig. 4.35). Bajo estas circunstancias, el segundo término de la ec. (4.19) se hace negativo y compensa, excepto por una corrección exponencial, el término lineal de dicha ecuación. Sin embargo, es posible seguir un camino alternativo para hallar una ecuación simplificada apropiada para este modo de conducción. En lugar de considerar

la expresión general para el coeficiente de transmisión dado por la ec. (4.17), consideramos su límite exponencial para $E_0 \gg E$, con lo cual resulta:

$$D(E) = \exp[\alpha(E - E_0)] \quad (\text{ec.4.20})$$

la cual, al ser insertada en la ec. (4.15), proporciona la expresión final:

$$I = \frac{2e}{h\alpha} N \exp(-\alpha\Phi) \left\{ \exp[\alpha\beta e(V - V_0)] - \exp[-\alpha(1 - \beta)e(V - V_0)] \right\} \quad (\text{ec.4.21})$$

De acuerdo a trabajos previos en el área de los contactos puntuales cuánticos [Xu93], consideremos el caso especial $\beta = 1/2$. Este valor corresponde a una distribución simétrica de la caída de potencial en ambas entradas de la constricción. En este caso, la corriente es:

$$I = \frac{4e}{h\alpha} N \exp(-\alpha\Phi) \sinh\left[\frac{\alpha e(V - V_0)}{2}\right] \quad (\text{ec.4.22})$$

la cual, para $V - V_0 \gg 1$, se puede expresar según:

$$\ln I = \left[\ln\left(\frac{2e}{h\alpha} N\right) - \alpha\left(\Phi + \frac{eV_0}{2}\right) \right] + \frac{\alpha e}{2} V \quad (\text{ec.4.23})$$

A partir de esta expresión se pueden calcular los parámetros involucrados por medio del método de cuadrados mínimos. La fig. 4.36 muestra resultados experimentales y el ajuste teórico utilizando la expresión 4.22. V_0 es el único parámetro que debe ser elegido inicialmente y es seleccionado de manera que reproduzca el incremento pronunciado en la corriente a voltajes muy bajos. (≈ 0.5 V). Sin embargo, está claro a partir de la ec. (4.23), que este parámetro afecta el valor final de la barrera Φ . Lo mismo ocurre con la elección de β . Como el producto $\alpha\beta$ sale directamente del ajuste, un valor diferente de β cambia α y por lo tanto el valor de Φ (ver ec. (4.21)). Discutiremos esta ambigüedad en el modelo más adelante en conexión con las restricciones físicas que impone el confinamiento lateral en SiO_2 . Por otro lado, nótese que ni el espesor del aislante ni el área del spot aparecen explícitamente en la ec. (4.22). Esto es totalmente consistente con las observaciones experimentales descritas en secciones anteriores. La ec. (4.22) establece que la corriente está controlada por la región más estrecha de la constricción *via* la altura (E_0) y el espesor (proporcional a α) de la barrera de potencial efectiva. La ec. (4.22) también es consistente con el hecho de que las corrientes más elevadas tienen asociadas pendientes más bajas, de acuerdo a lo reportado en [Mira99a].

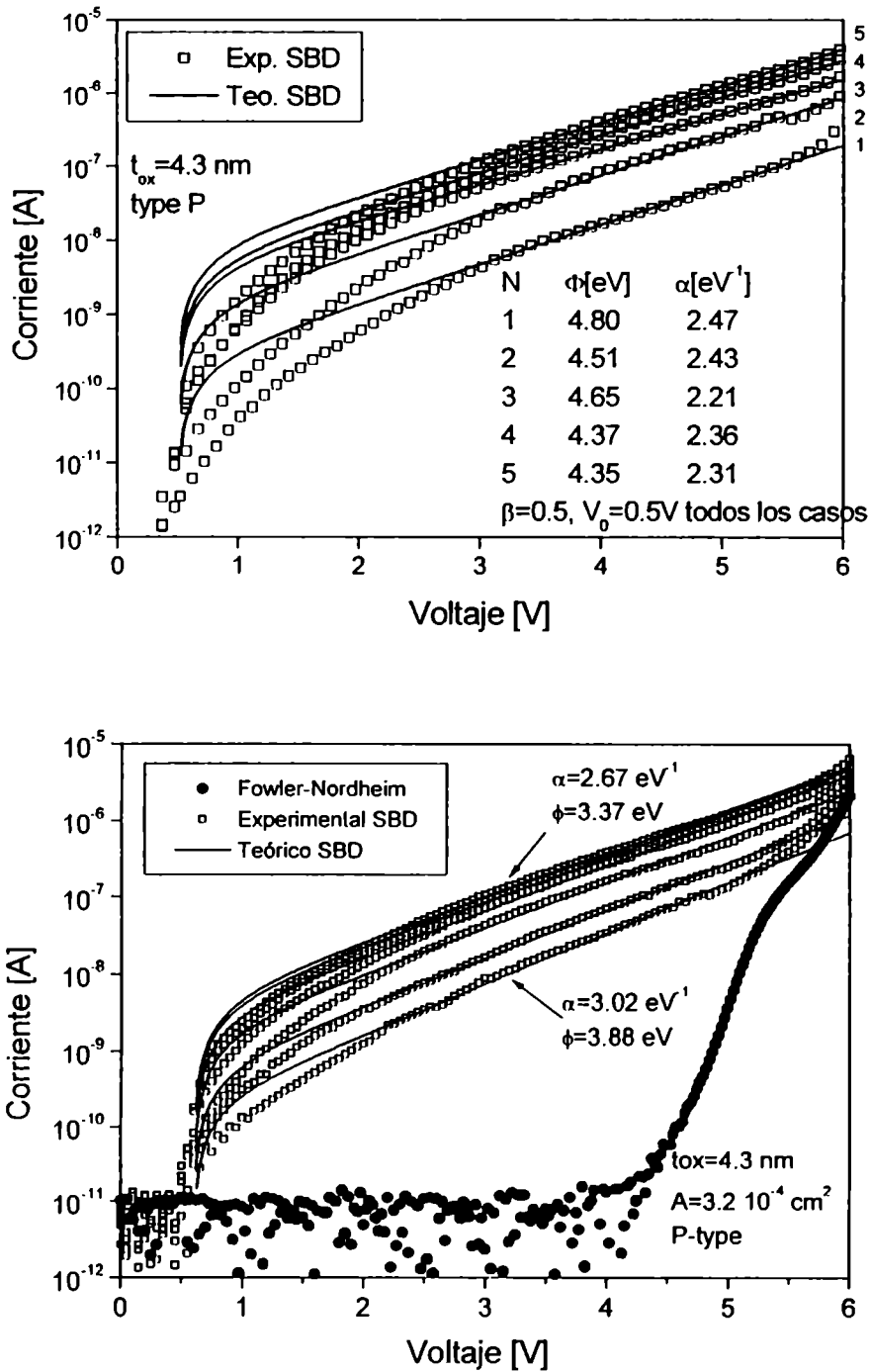


Fig. 4.36- Corrientes SBD en función del voltaje aplicado. La figura superior corresponde a múltiples eventos sobre la misma muestra, mientras que la curva inferior corresponde a eventos medidos en distintas muestras [Mira01a, Suñé00b].

Es interesante señalar que también este tratamiento permite explicar porque el cociente de las corrientes bajo iluminación y elevando la temperatura es constante en función de la tensión aplicada (ver figs. 4.6 y 4.7). Claramente, la expresión 4.22 muestra que la dependencia en energía y en voltaje aparecen factoreadas. Volveremos sobre este punto mas adelante. La fig. 4.36 nos muestra el ajuste teórico y experimental para un conjunto de curvas SBD medidas sobre la misma y sobre muestras diferentes.

Como se muestra en la fig. 4.36, hemos obtenido alturas de barrera que exceden en un electrón-volt o más aquella correspondiente al sistema Si-SiO₂ (≈ 3.2 eV). Si asumimos que este es el máximo potencial confinante lateral tolerable, no podemos aceptar niveles de sub-bandas mayores que 3.2 eV. Sin embargo, recordemos que el valor final de nuestras barreras surgió como consecuencia de una elección particular y arbitraria del parámetro β . En los casos presentados, elegimos $\beta=0.5$, valor que corresponde a una distribución de potencial simétrica. La fig. 4.37 ilustra como puede superarse ese problema. Las curvas que se muestran corresponden a una característica típica I-V de SBD (pendiente constante $\alpha\beta$ y corriente constante a un nivel de tensión fijo). Diferentes combinaciones de los parámetros pueden dar la misma curva SBD teórica. Nótese que un β menor está asociado con una menor altura de barrera y un espesor de barrera mayor. Aún no hemos resuelto esta cuestión que involucra un cierto grado de ambigüedad en la modelización. Por otro lado, hay que recordar que el valor hallado para los parámetros considerados está fuertemente ligado a la elección particular de la probabilidad de túnel (ec. (4.17)) [Cest01b]. No se puede descartar que una expresión diferente o un calculo numérico autoconsistente sea más adecuado.

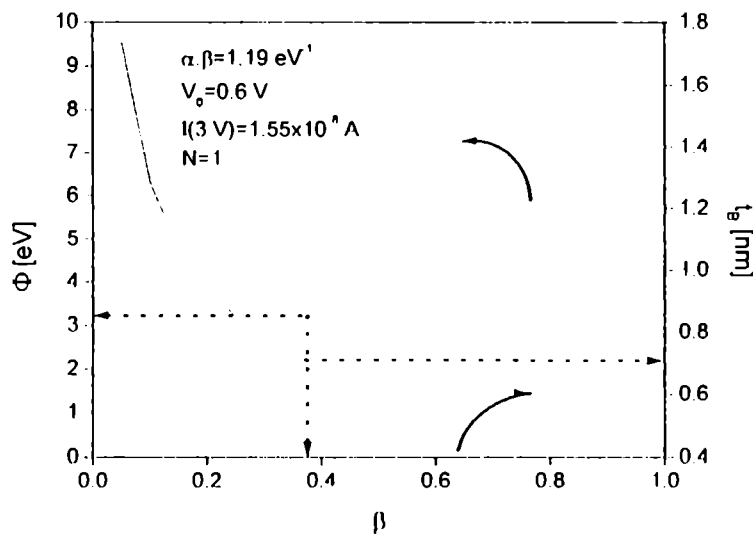


Fig. 4.37 Altura de barrera efectiva y espesor de barrera efectiva en función de β . Las curvas sólidas muestran que combinación de parámetros permiten ajustar una característica I-V SBD dada [Mira01a].

Régimen HBD lineal

Si el cuello de botella de la constricción es más amplio, tal como se espera para la ruptura HBD, el nivel energético E_0 es menor, de manera que la corriente aumenta significativamente. La pendiente de la curva también cambia (ver fig. 4.34a) y la característica I-V se vuelve una función lineal de la tensión aplicada. Si asumimos que E_0 está bien por debajo del cuasi-nivel de Fermi en el ánodo, entonces el segundo término de la ec. (4.19) se torna despreciable. En este caso, los valores específicos de los parámetros α y β resultan irrelevantes, tal como se mostrará en las siguientes líneas. Como hicimos previamente en el caso de SBD, una aproximación más sencilla consiste en considerar el límite apropiado de la expresión general dada por la ec. (4.17). Cuando $E \gg E_0$ para todas las energías dentro de la ventana de túnel, resulta $D_r \approx 1$, de manera que la conducción es balística y la corriente sigue una expresión teórica de la forma:

$$I = \frac{2e^2}{h} N(V - V_0) \tag{ec.4.24}$$

expresión que está en total acuerdo con la ec. (4.9). Físicamente, la linealidad de la característica I-V se puede pensar como una consecuencia directa de la amplia separación existente entre sub-bandas. La manera de obtener de una manera controlada varios spots de ruptura en una misma muestra consiste en aplicar una rampa de tensión tal como la que se muestra en la fig. 4.38. Cada salto en dicha característica se puede identificar con la apertura de un nuevo camino de ruptura. Si en lugar de realizar una rampa continua, se detiene la medición cada vez que se produce un evento y se realiza a continuación un barrido a bajas tensiones, se obtiene una serie de curvas como las que se muestran en la fig. 4.39.

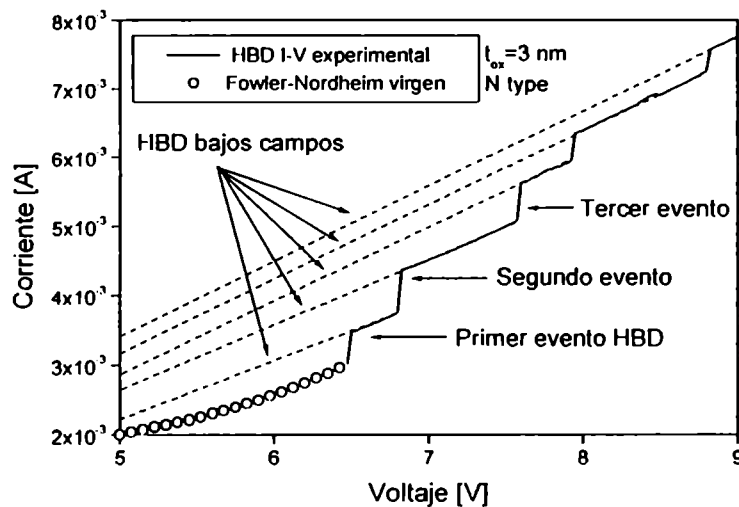


Fig. 4.38 – Múltiples eventos de ruptura HBD medidos sobre la misma muestra [Mira01a].

En la misma figura se comparan las mediciones a bajos campos con las predicciones teóricas proporcionadas por la expresión (4.24). Como se mencionó anteriormente, nótese que N no coincide para nada con el número de eventos detectados (seis en este caso). Recordemos que asociamos este factor con el número de canales de propagación y no con los eventos detectados. A altas tensiones, tiene lugar una desviación hacia mayores corrientes debido a la reaparición de la corriente de FN, la cual fluye distribuida sobre toda el área del capacitor.

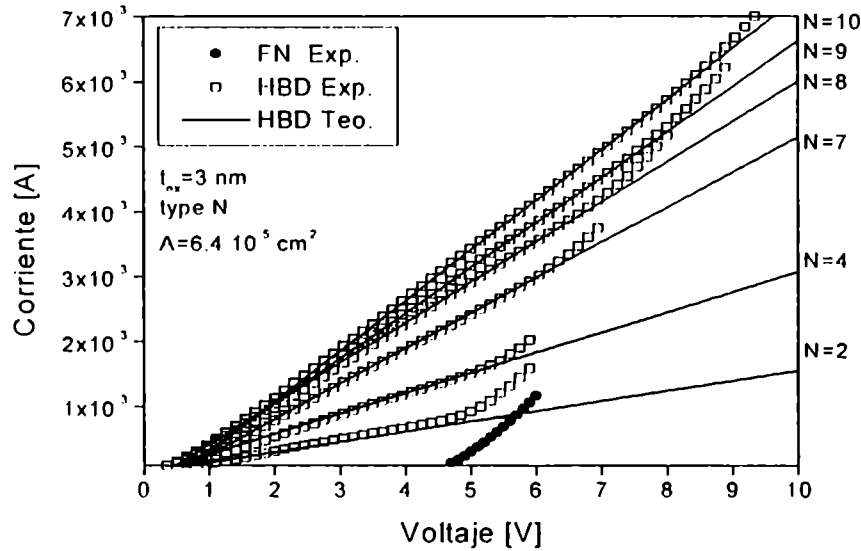


Fig. 4.39 Comparación de las curvas experimentales y teóricas correspondientes al régimen de conducción lineal [Mira01a].

Es interesante hacer notar que la expresión 4.24 correspondiente al régimen de conducción HBD lineal puede obtenerse directamente a partir de la expresión 4.22 para SBD. Basta con considerar $\alpha \rightarrow 0$ en 4.22.

Régimen HBD no lineal

Finalmente, examinemos que ocurre cuando el nivel discreto E_0 está entre los cuasi-niveles de Fermi catódico y anódico. Bajo esta circunstancia, tal como se muestra en la fig. 4.35, parte de los estados energéticos portadores de corriente está por encima de E_0 y parte por debajo. Aquellos estados arriba de E_0 tienen probabilidad de transmisión cercana a la unidad, mientras que aquellos estados cuyas energías están por debajo de E_0 prácticamente no contribuyen a la corriente total como consecuencia de la baja probabilidad de transmisión. Nuevamente, aunque este efecto es totalmente capturado por la ec. (4.19), intentaremos una aproximación simple que da cuenta de este punto. En lugar de realizar la integración de la probabilidad de túnel entre E_{FA} y E_{FC} , consideremos como límite inferior de integración a E_0 . Surge también una característica I-V lineal del tipo:

$$I \approx \frac{2e^2}{h} N\beta(V - V_0') \quad (\text{ec.4.25})$$

pero con una pendiente reducida por el factor $\beta \leq 1$, comparada con la característica dada por la ec. (4.24). Para ponerlo mas claro, a medida que aumenta la caída de potencial sobre la constricción (V_c), el ancho de la ventana asociada a los estados portadores de corriente dominantes aumenta linealmente con V_c . Sin embargo, cuando el nivel de Fermi anódico cae por debajo de E_0 , la ventana energética a la que se ha hecho referencia solo aumenta como βV_c . Esto conduce a una disminución gradual de la conductancia hasta alcanzar un nuevo nivel constante (ver fig. 4.40). Como se ha mencionado antes, identificamos este comportamiento con el régimen de conducción no lineal de los dispositivos conductores mesoscópicos [Xu93]. Mas físicamente, el efecto se puede explicar en términos del número de sub-bandas ocupadas, que resulta desigual para las dos direcciones de velocidad a medida que el voltaje es modificado. Volviendo a la formula general, ec. (4.19), el ancho de la región de transición del estado de conductancia alto al bajo en términos del voltaje aplicado está principalmente gobernado por el parámetro α , mientras que el punto de transición por E_0 y V_0 . Debe señalarse que las curvas experimentales que se muestran en la fig. 4.40, no fueron obtenidas bajo condiciones tan bien controladas como aquellas mostradas en la fig. 4.39. Los eventos de ruptura en óxidos más gruesos que han sido sometidos previamente a condiciones de degradación, son más proclives a exhibir propagación lateral del daño y por lo tanto mayores niveles finales de corriente. Esta podría ser la razón de los altos valores para N que se muestran en la fig. 4.40. En este sentido, Lombardo *et al* han mostrado que un único evento de ruptura puede dar lugar a la formación de decenas de spots de rupturas debido a efectos de propagación lateral [Lomb99].

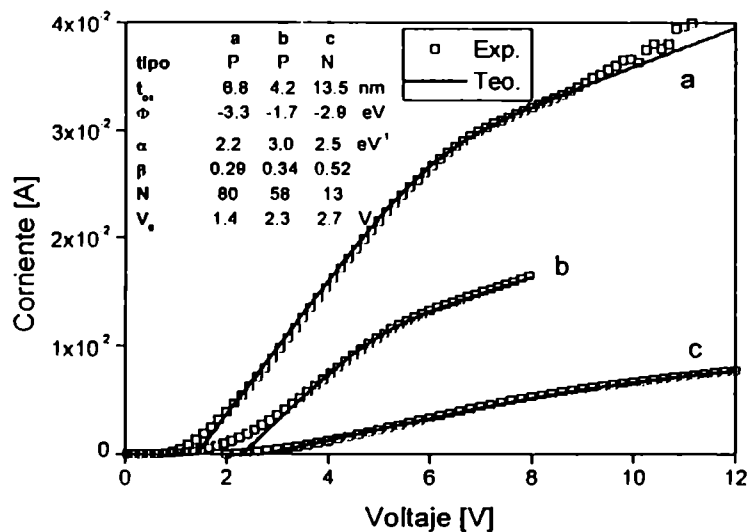


Fig. 4.40 -- Características I-V correspondientes al régimen no lineal medidas sobre distintas muestra [Mira01a].

En todo el tratamiento precedente, se ha considerado el caso límite de temperatura cero. A continuación veremos que es posible en el caso de ruptura SBD obtener una expresión analítica para la corriente que incluya la dependencia con la temperatura. De acuerdo a las expresiones 4.12 y 4.20, la corriente SBD se puede calcular según:

$$I = \frac{2e}{h} \int_{-\infty}^{\infty} \exp[\alpha(E - E_0)] \left\{ \frac{1}{1 + \exp\left[\frac{E - \beta eV}{kT}\right]} - \frac{1}{1 + \exp\left[\frac{E + (1 - \beta)eV}{kT}\right]} \right\} dE \quad (\text{ec.4.26})$$

donde hemos considerado $E \ll E_0$ y para simplificar $E_f = 0$ como referencia. Siguiendo a Murphy and Good [Murp56], utilizando el cambio de variable:

$$u = \exp\left(\frac{E - \beta eV}{kT}\right) \quad (\text{ec.4.27})$$

y la integral:

$$\int_0^{\infty} \frac{u^{p-1}}{u+1} du = \frac{\pi}{\text{sen}(\pi p)} \quad (\text{ec.4.28})$$

se llega a la expresión:

$$I = \frac{2e}{\alpha h} \frac{\pi \alpha kT}{\text{sen}(\pi \alpha kT)} \exp(-\alpha E_0) \{ \exp[\alpha \beta eV] - \exp[-\alpha(1 - \beta)eV] \} \quad (\text{ec.4.29})$$

la cual, al incluir explícitamente el nivel de Fermi E_f y el umbral de conducción V_0 , resulta:

$$I = \frac{2e}{\alpha h} \frac{\pi \alpha kT}{\text{sen}(\pi \alpha kT)} \exp[-\alpha \Phi(T)] \{ \exp[\alpha \beta e(V - V_0)] - \exp[-\alpha(1 - \beta)e(V - V_0)] \} \quad (\text{ec.4.30})$$

donde $\Phi(T) = E_0 - E_f(T)$ es la altura de la barrera, según se muestra en la fig. 4.41. Dicha figura también describe el efecto de la temperatura sobre la distribución de los estados ocupados en los electrodos (regiones sombreadas). Tal como se espera, en el límite $T=0$ se vuelve a obtener la expresión que ya conocemos (ec.4.21). Nótese que el prefactor dependiente de la temperatura resulta idéntico al hallado en el Capítulo 1 para la corriente de túnel a través de una muestra virgen (ec.2.21).

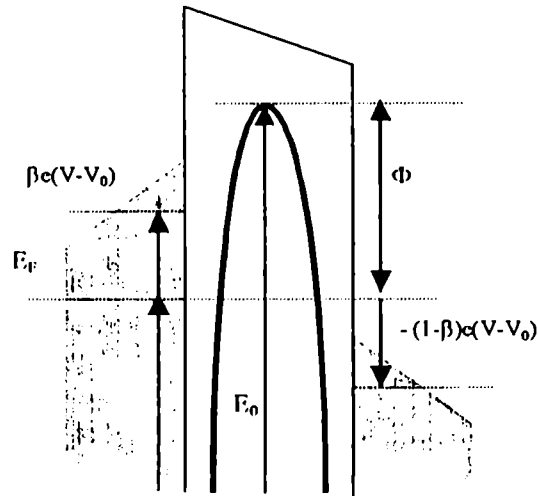


Fig. 4.41- Diagrama energético del spot SBD. Las regiones sombreadas corresponden al efecto de la temperatura sobre la distribución de los electrones en los electrodos.

Analizaremos a continuación los resultados experimentales obtenidos durante la estadía de investigación llevada a cabo en la Universidad Técnica de Hamburgo-Harburg (Alemania). Estos resultados continúan siendo analizados en la actualidad.

Las figs. 4.42 muestran características I-V de SBD en función de la temperatura para capacitores con aislante de puerta de 4.4 y 2.9 nm con substratos tipos p y n (las corrientes siempre se muestran en valores absolutos). En primer lugar, y como ya hemos visto, en todos los casos la corriente aumenta con la temperatura, aunque su magnitud no se escala ni con el espesor del óxido ni con el tipo de substrato. Por otro lado, es posible obtener características medidas sobre dispositivos diferentes que presentan idénticas pendientes desde voltajes intermedios hasta altos (2.5V-4V).

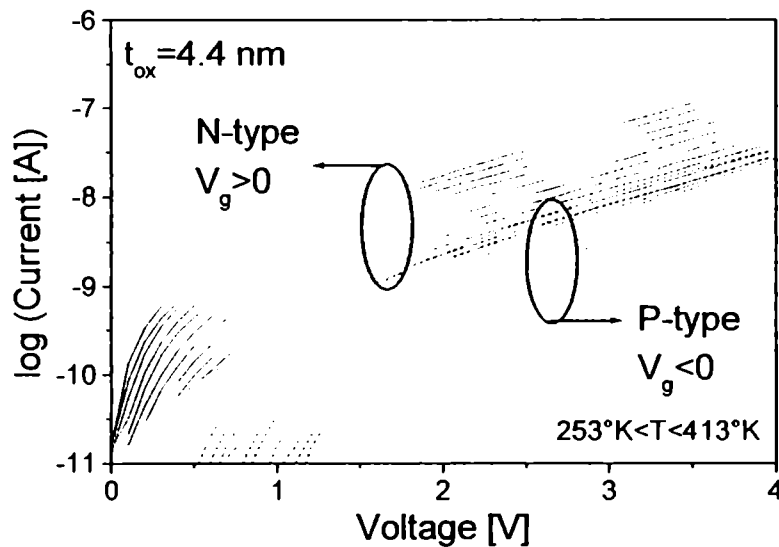


Fig. 4.42- Corriente SBD en función de la tensión aplicada para substratos tipo p y n.

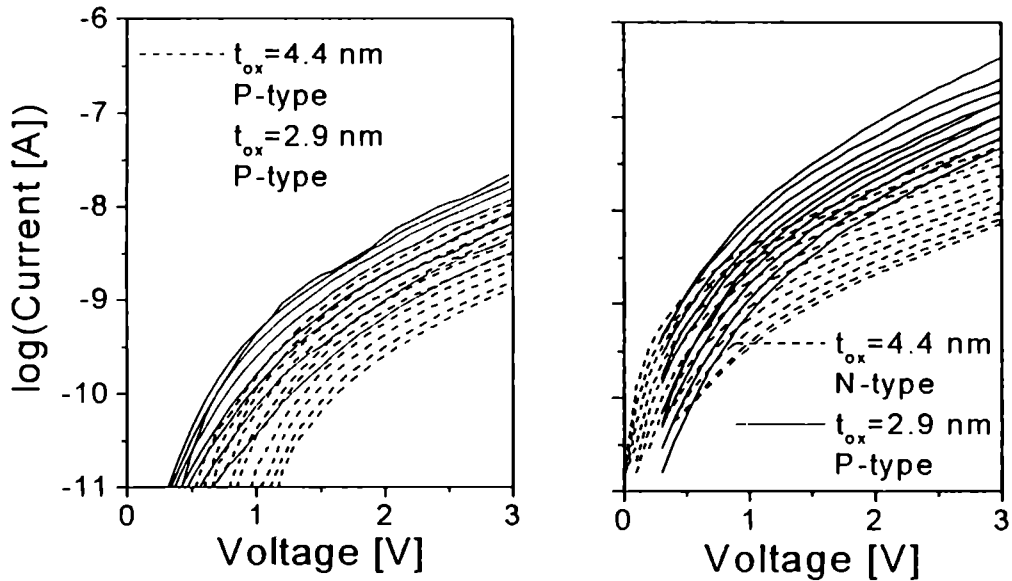


Fig.4.42- Corriente SBD en función de la tensión aplicada para substratos tipo p y n y diferentes espesores.

Este último punto es resaltado en las figs. 4.43 y 4.44, en las cuales se muestran las curvas experimentales tipo n desplazadas tanto en tensión como en corriente de manera de que coincidan con la característica I-V a 293°K. Tal como se muestra en estas figuras, el escalado en corrientes proporciona un conjunto de curvas más próximas entre sí que las asociadas al desplazamiento en tensión. Asumiremos entonces que la temperatura solo incrementa el nivel de la corriente sin deformar ni desplazar en tensiones a las curvas.

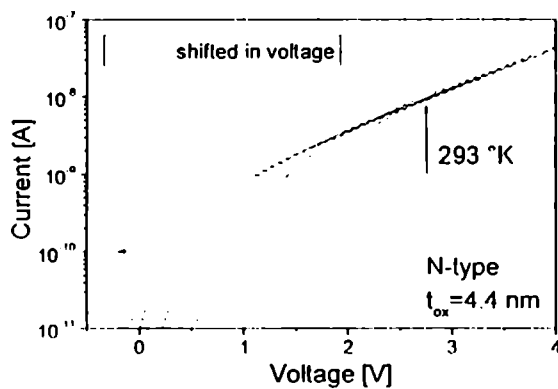


Fig.4.43- Características I-V de SBD para tipo n desplazadas en tensión.

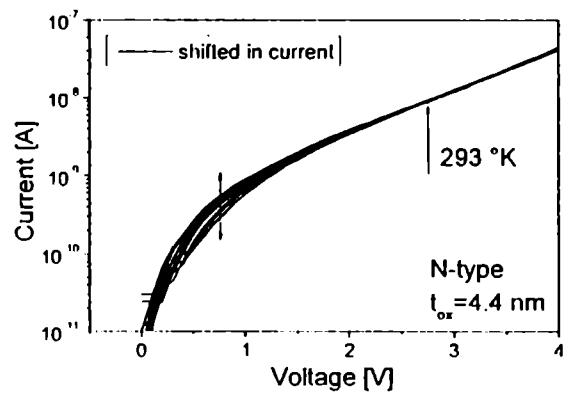


Fig.4.44- Características I-V de SBD para tipo n desplazadas en corriente.

El hecho de que el fenómeno está asociado fundamentalmente a los electrodos se ilustra en la fig. 4.45, en la cual se comparan los incrementos de corriente inducidos por la temperatura y por la iluminación de la muestra. Las similitudes exhibidas por ambas curvas claramente señalan que el camino de ruptura no altera sus propiedades conductoras con la temperatura.

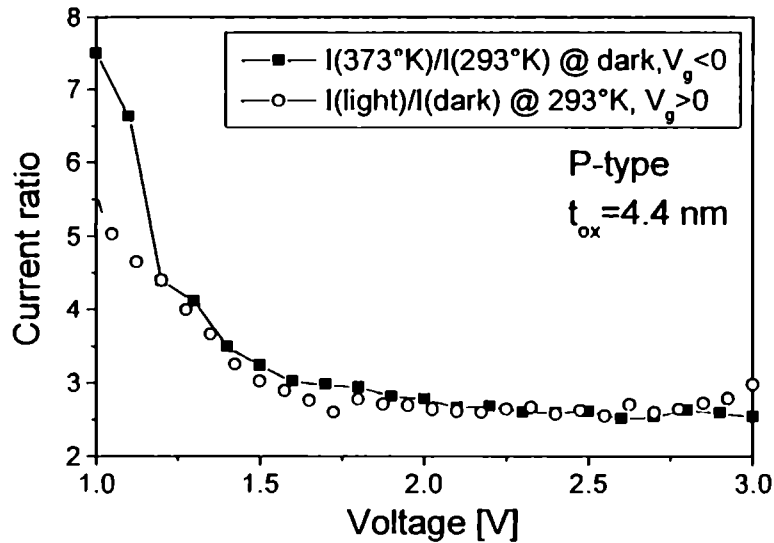


Fig. 4.45- Comparación de los incrementos de corriente inducidos por la temperatura y por la iluminación de la muestra.

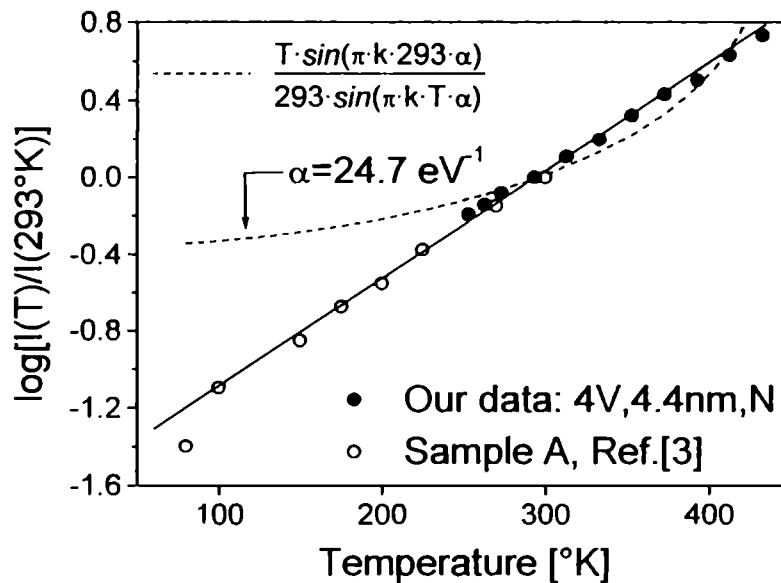


Fig. 4.46- Resultados experimentales propios (fig. 4.42) en combinación con los resultados reportados por Ref.[3] ([Okad97]).

Por otro lado, la fig. 4.46 muestra que nuestros datos experimentales son totalmente consistentes con mediciones realizadas a temperaturas sustancialmente inferiores [Okad97]. Adicionalmente, es interesante hacer notar que el incremento de corriente normalizada es esencialmente independiente del espesor del aislante y del tipo de sustrato de la muestra (figs. 4.47 y 4.48). Estos resultados experimentales se pueden entender asumiendo que la dependencia en temperatura de la conducción SBD está controlada por los electrodos, mientras que la forma de la característica I-V está dictada por las propiedades de transmisión del spot de ruptura.

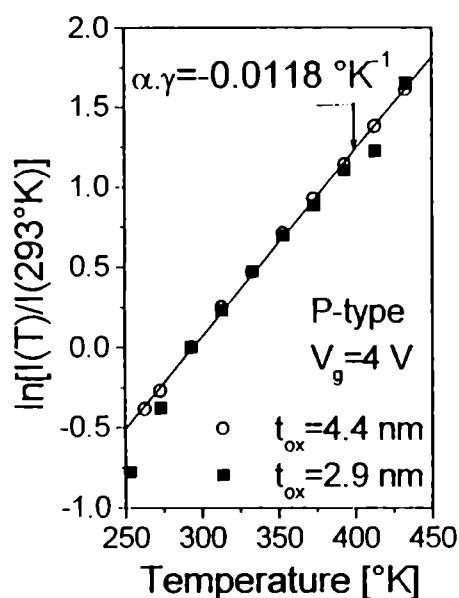


Fig. 4.47- Incremento de corriente para diferentes espesores.

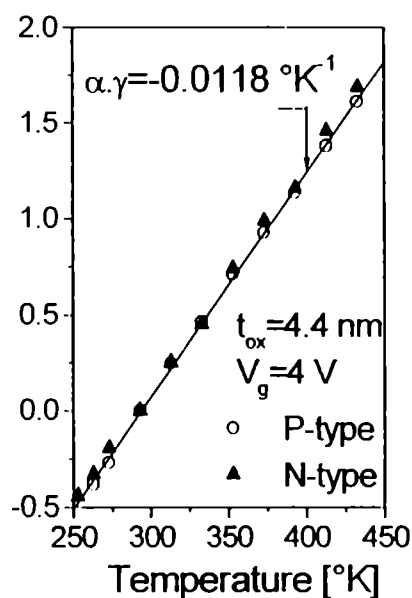


Fig. 4.48- Incremento de corriente para diferentes sustratos.

El hecho de que dentro de nuestra aproximación, ni α ni β dependen de la temperatura es claramente ilustrado en la fig. 4.49 ya que, a altas tensiones, $\alpha \cdot \beta \approx 1.25 \text{eV}^{-1}$ es una constante tanto para las muestras tipo p como tipo n. Como muestra la fig. 4.46 el efecto de la distribución de los electrones con la temperatura sobre la corriente es importante solamente cuando el parámetro α es grande, es decir cuando la barrera de potencial efectiva es baja. Aunque es posible ajustar cierto rango de corrientes, dicha dependencia no puede cubrir el rango extendido de temperaturas que se muestra en la fig. 4.46. Para salvar este problema, invocamos una solución alternativa que recuerda la aproximación estándar considerada cuando se estudia la corriente de túnel FN en función de la temperatura [Lenz69, Pana95, Iadj01]. Proponemos que los electrones “ven” una barrera efectiva de altura $\Phi(T) = \Phi_0 + \gamma \cdot (T - T_0)$, donde γ es una constante y T_0 una temperatura de referencia. Por ejemplo, si asumimos $\alpha = 4.1 \text{eV}^{-1}$, $\beta = 0.3$, $\Phi(293^\circ\text{K}) = 2.71 \text{eV}$ y $V_0 = 0$, se halla el coeficiente de temperatura $\gamma = -2.9 \cdot 10^{-3} \text{eV}^\circ\text{K}^{-1}$. Nótese, a partir de las figs. 4.47 y 4.48, que el producto $\alpha \cdot \gamma = -0.0118 \text{K}^{-1}$ también es constante.

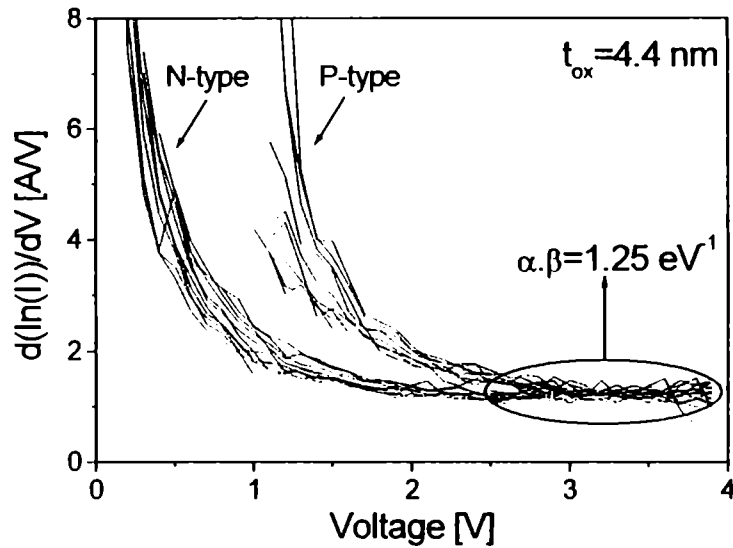


Fig. 4.49- Conductancia logarítmica de las características I-V que se muestran en la fig. 4.42.

Las figs. 4.50 y 4.51 muestran el ajuste teórico de las curvas experimentales. Es interesante señalar que, para el caso FN, la constante γ está en el rango -10^{-4} a $-10^{-3} \text{ eV} \cdot \text{K}^{-1}$ [Hadj01], lo que es altamente comparable con el valor hallado para el caso SBD. Esto sería indicativo de que las variaciones de las corrientes SBD y FN con la temperatura podrían tener un origen común, tal como se ha verificado experimentalmente en la ref. [Bruy00].

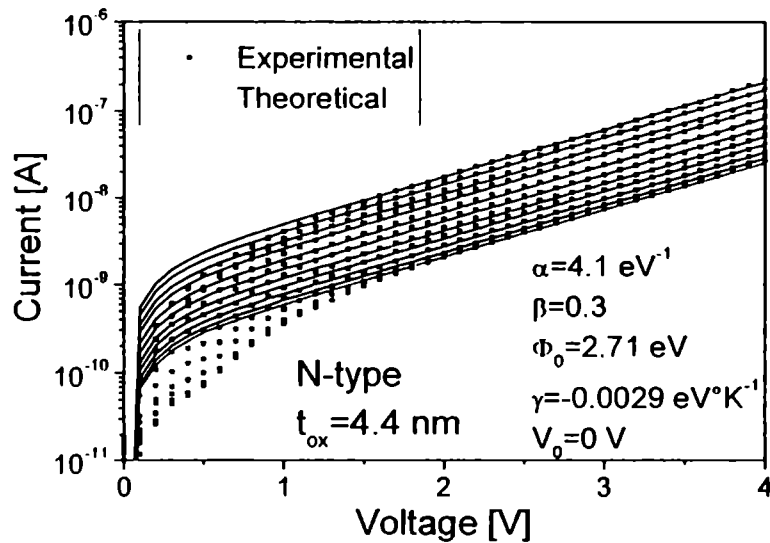


Fig. 4.50- Características experimentales y teóricas utilizando la ec. 4.30

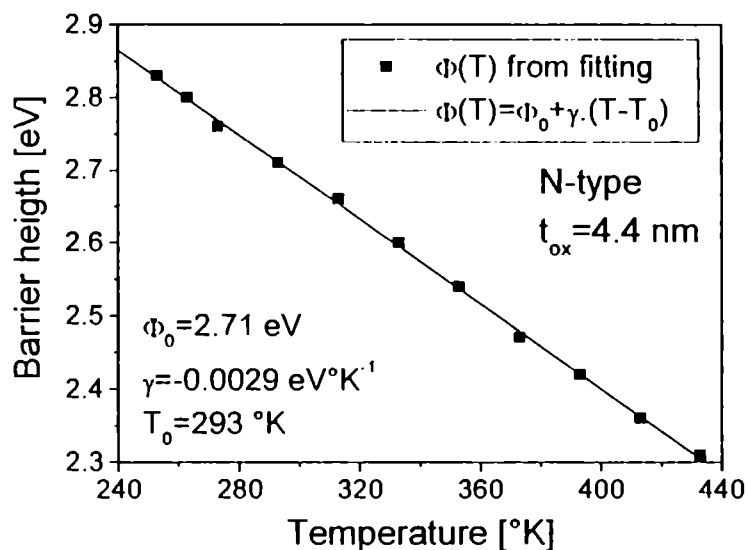


Fig. 4.51- Dependencia de la barrera con la temperatura utilizada para las curvas que se muestran en la fig. 4.50.

Pese al buen ajuste obtenido, creemos que un mayor entendimiento de este paralelismo requiere un conocimiento mas profundo de las características microscópicas del camino de ruptura (α, E_0) y una modelización adecuada de las caídas de potencial a lo largo de la estructura (β, V_0) fuera de las condiciones de equilibrio. Para concluir, es importante señalar que el incremento de la corriente de SBD con la temperatura difícilmente pueda atribuirse a un exceso de portadores mayoritarios en el electrodo inyector, ya que, como se muestra en la fig. 4.52, la concentración de electrones en el cátodo disminuye con el aumento de la temperatura (simulaciones realizadas con MINIMOS 6.1 para una muestra virgen con sustrato tipo n)

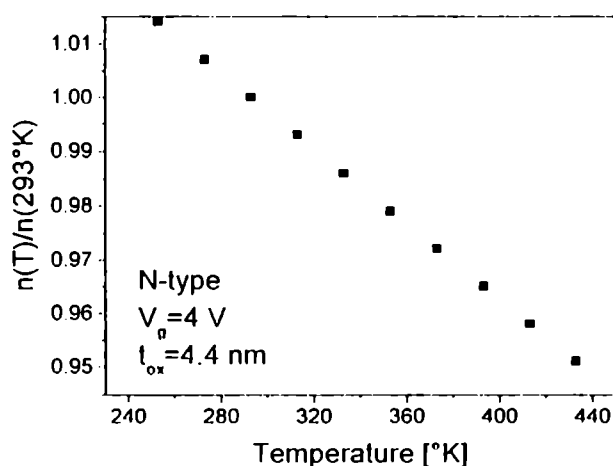
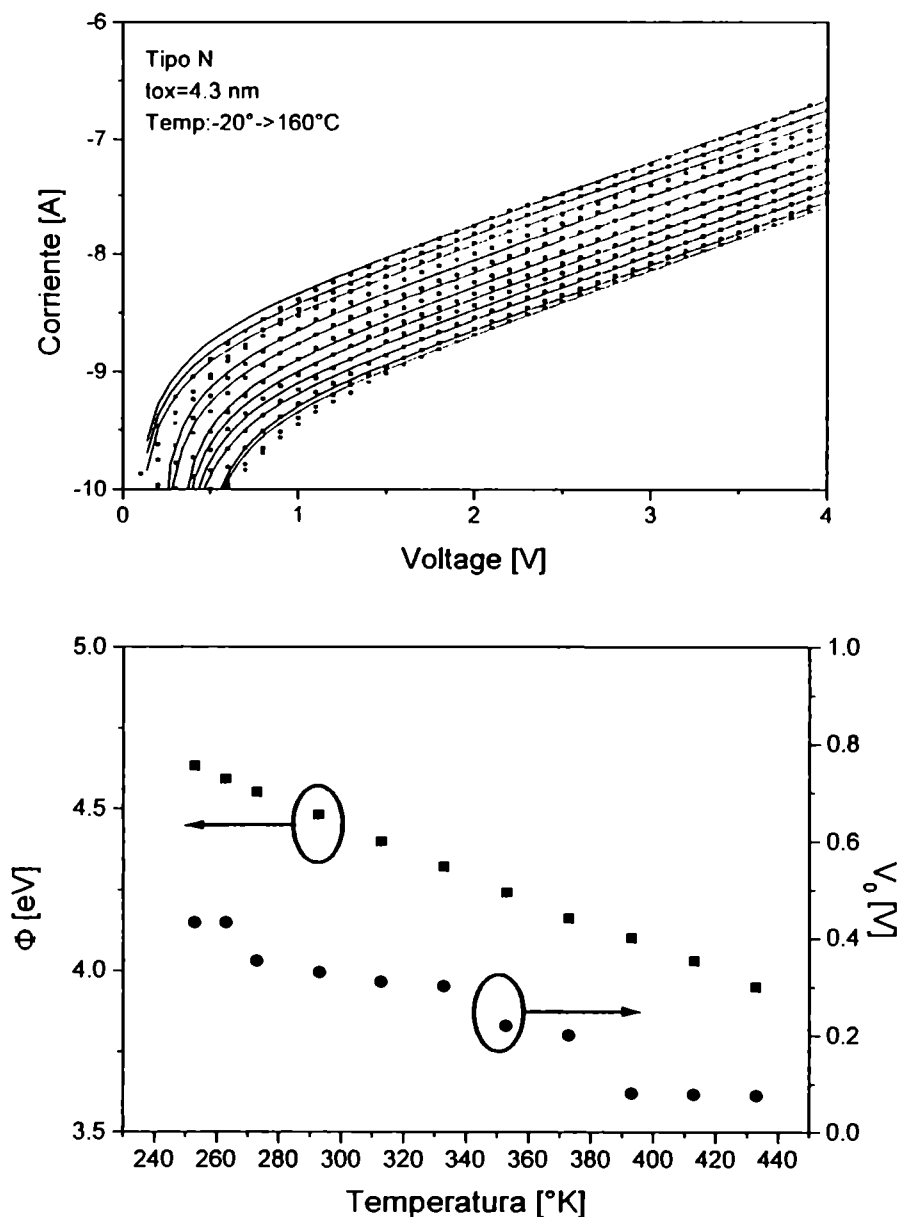


Fig. 4.52- Concentración de electrones normalizada en función de la temperatura par una muestra virgen (simulación MINIMOS 6.1).

Para finalizar con lo que concierne a la variación de la corriente SBD con la temperatura, es importante señalar que las curvas experimentales pueden ser directamente ajustadas con un alto grado de precisión en todo el rango de tensiones asumiendo que varía tanto $\Phi(T)$ como $V_0(T)$. Asumiendo $\beta=1/2$, las figs. 4.53 nos muestran el resultado de dicho ajuste y los valores utilizados. En este marco, tanto Φ como V_0 disminuyen con la temperatura.



Figs. 4.53- Características I-V SBD en función de la temperatura y variación de los parámetros empleados en la ec. 4.30.

4.4.3 Modelización semi-empírica de la conductancia

En la sección anterior, se mostró un modelo sencillo para la corriente, basado en las propiedades de los contactos puntuales cuánticos, compatible con todos los modos de ruptura de una estructura MOS. Alternativamente, se puede describir el mismo problema pero en términos de la conductancia diferencial. Este tipo de descripción permite revelar detalles adicionales de las características de conducción y por lo tanto resulta más conveniente al momento de seleccionar los parámetros de la modelización. En la sección anterior, se ha visto que la corriente a través del spot de ruptura está dada por la expresión:

$$I = \frac{2e}{h} \sum_{n=1}^N \int_{E_{FA}}^{E_{FX}} D_n(E) dE \quad (\text{ec.4.31})$$

donde la suma se debe realizar sobre todos los canales habilitados para la conducción. La conductancia diferencial está definida según:

$$G = \frac{2e}{h} \sum_{n=1}^N \frac{d}{dV} \left[\int_{(1-\beta)eV_c}^{\beta V_c} D_n(E) dE \right] \quad (\text{ec.4.32})$$

donde nuevamente se ha considerado $E_F=0$ como el nivel de referencia y donde como antes $V_c=V-V_0(V)$. Derivando bajo el signo integral se llega a una expresión compacta:

$$G = \frac{2e^2}{h} \left(1 - \frac{dV_0}{dV} \right) \sum_{n=1}^N \left\{ \beta D_n[\beta e(V - V_0)] + (1 - \beta) D_n[-(1 - \beta)e(V - V_0)] \right\} \quad (\text{ec.4.33})$$

Esta última expresión es válida en general para cualquier dependencia de la caída de tensión en los electrodos o umbral de conducción en función del voltaje aplicado y cualquier expresión para la probabilidad de transmisión a través de la estructura. Para simplificar, hemos considerado que V_0 es independiente del canal de propagación considerado. Si además asumimos, como antes, que todos los canales son idénticos y que están descritos por el mismo conjunto de parámetros efectivos, resulta:

$$G = \frac{2e^2}{h} \left(1 - \frac{dV_0}{dV} \right) N \left\{ \beta D_0[\beta e(V - V_0)] + (1 - \beta) D_0[-(1 - \beta)e(V - V_0)] \right\} \quad (\text{ec.4.34})$$

en donde, tal cual asumimos previamente:

$$D_0(E) = \left\{ 1 + \exp[-\alpha_0(E - E_0)] \right\}^{-1} \quad (\text{ec.4.35})$$

es la probabilidad de transmisión a través de la primera sub-banda. Consideremos inicialmente V_0 una constante, tal como hicimos en la sección anterior y la probabilidad de transmisión correspondiente a la barrera parabólica invertida. Definimos a continuación la conductancia diferencial elemental como:

$$g = \frac{h}{2e^2 N} G \quad (\text{ec.4.36})$$

es decir la conductancia asociada a una constricción monomodo. La figura 4.54 nos muestra el comportamiento de dicha conductancia cuando se varían los parámetros involucrados [Mira01b]. Se observa en todos los casos, para los parámetros seleccionados, la transición del nivel de conductancia alta al estado bajo, por lo cual se lo denomina a este régimen no lineal.

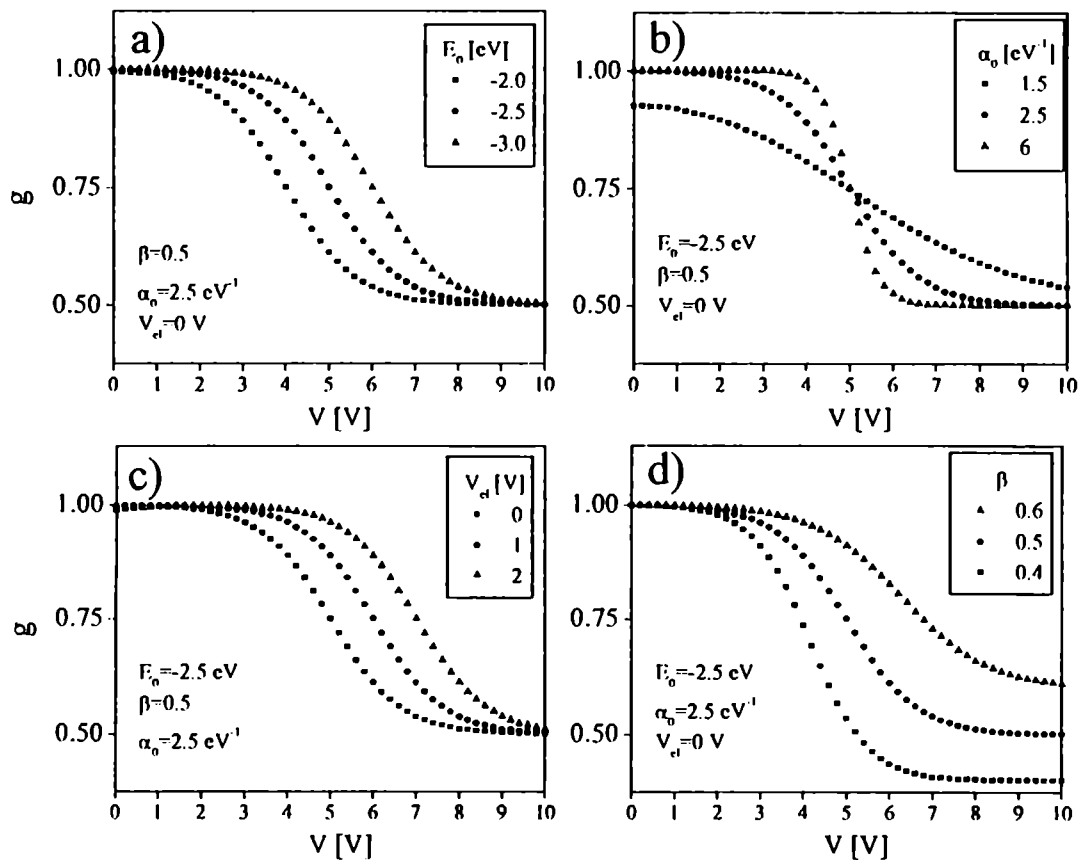


Fig. 4.54 – Variación de la conductancia diferencial elemental en función de la tensión aplicada. En la figura $V_{el}=V_0$ [Mira01b].

Si queremos avanzar un poco más en nuestro tratamiento y obtener mejores resultados a bajas tensiones, debemos elegir una expresión apropiada para la tensión V_0 . Una función que da buenos resultados es la siguiente [Mira00b]:

$$V_0(V) = (2V_\infty/\pi) \arctan[(\pi/2V_\infty)V] \quad (\text{ec.4.37})$$

donde V es la tensión aplicada y V_∞ es la tensión de saturación. Esta función verifica:

$$V_0(V \rightarrow \infty) = V_\infty \quad \text{y} \quad \frac{dV_0}{dV}(V=0) = 1 \quad (\text{ec.4.38})$$

en consistencia con el comportamiento exhibido por las curvas experimentales. Adicionalmente, la fig. 4.55 nos muestra que entre las conductancias correspondientes a muestras con sustrato tipo P y N existe un corrimiento en tensiones observable también en las características FN medidas sobre muestras vírgenes. Representaremos este corrimiento por la cantidad ΔV .

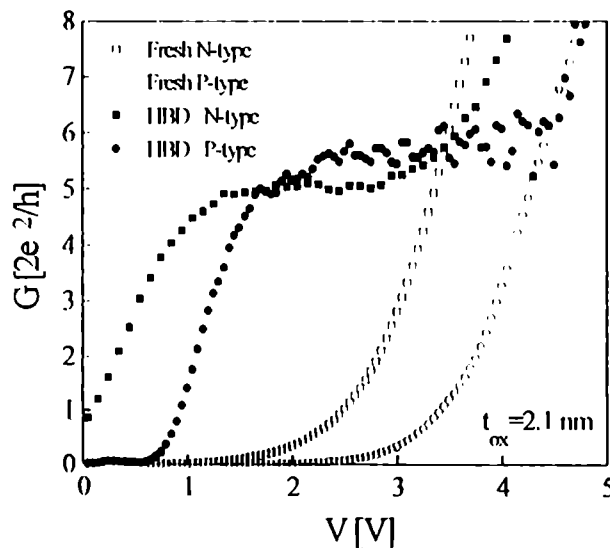
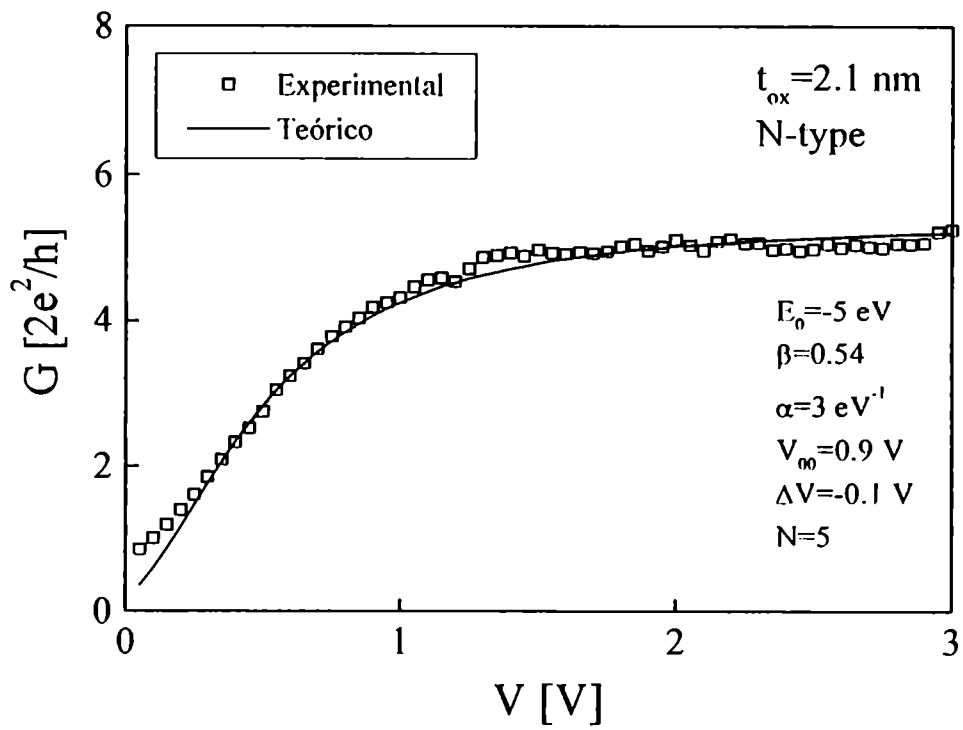
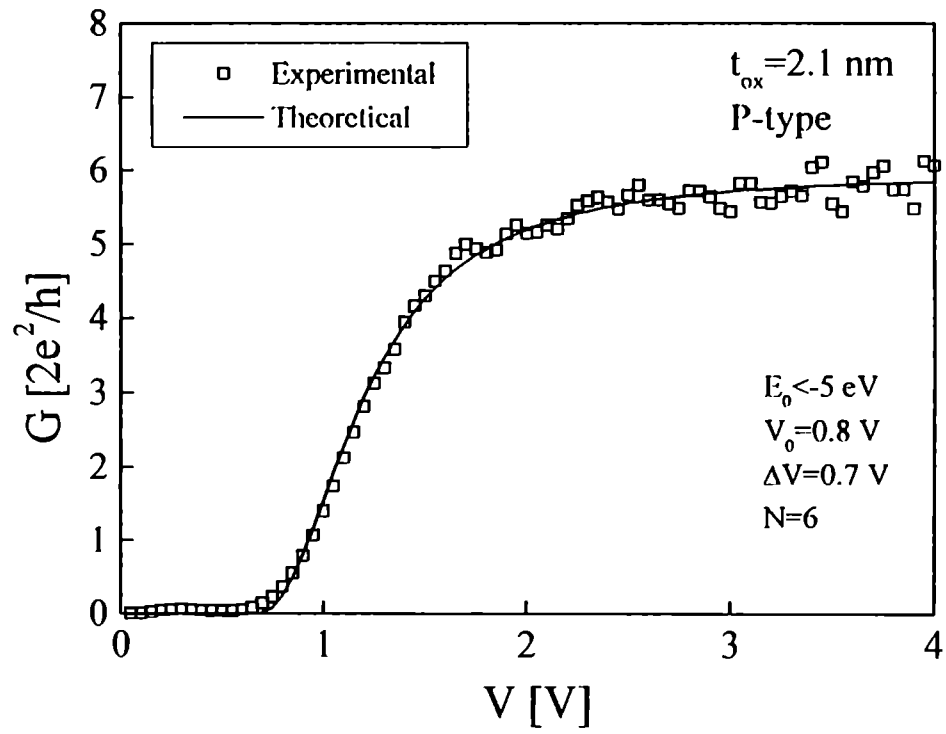
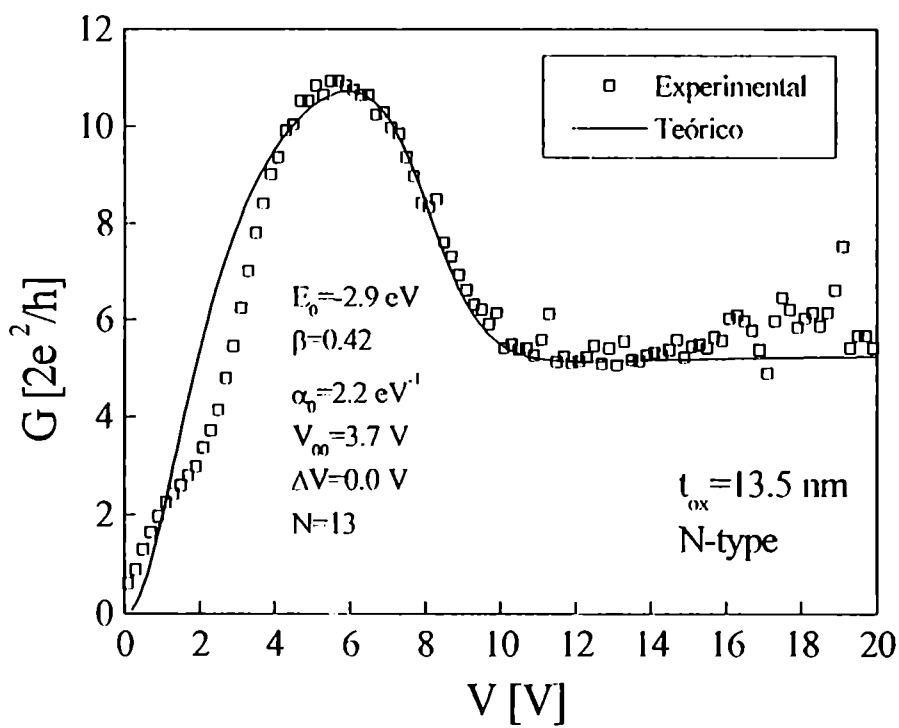
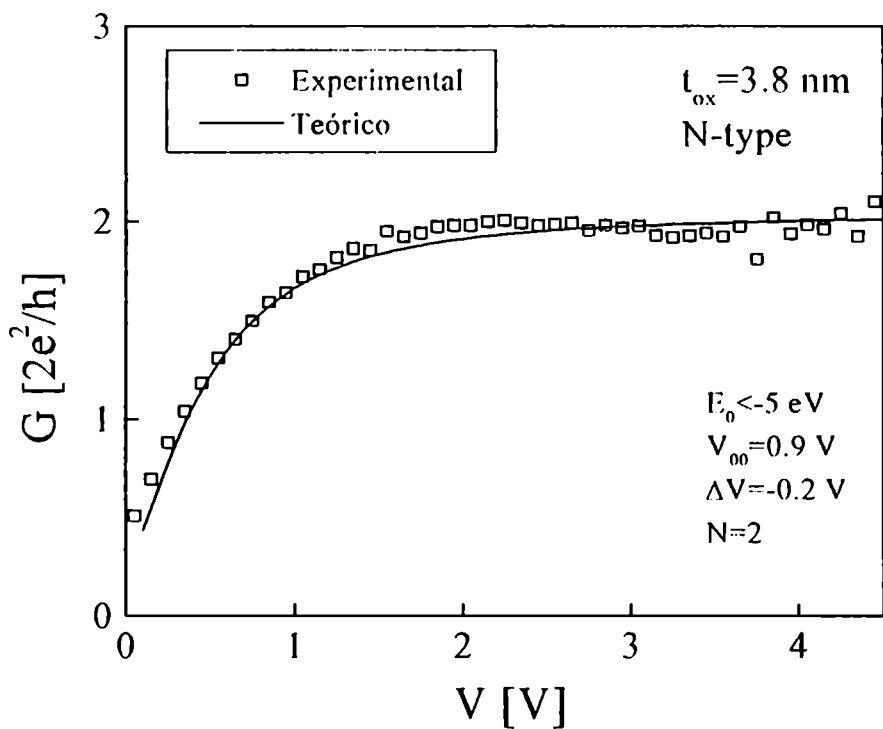


Fig. 4.55 – Conductancia diferencial en función de la tensión aplicada para muestras vírgenes y HBD [Mira00b].

Las figuras 4.56 que se muestran a continuación corresponden al ajuste de las curvas experimentales tanto sobre muestras con sustrato tipo P como N. Los parámetros utilizados en cada caso se muestran en la figura correspondiente. Nótese que se obtiene una representación correcta de los regímenes lineal y no lineal para un amplio rango de espesores.





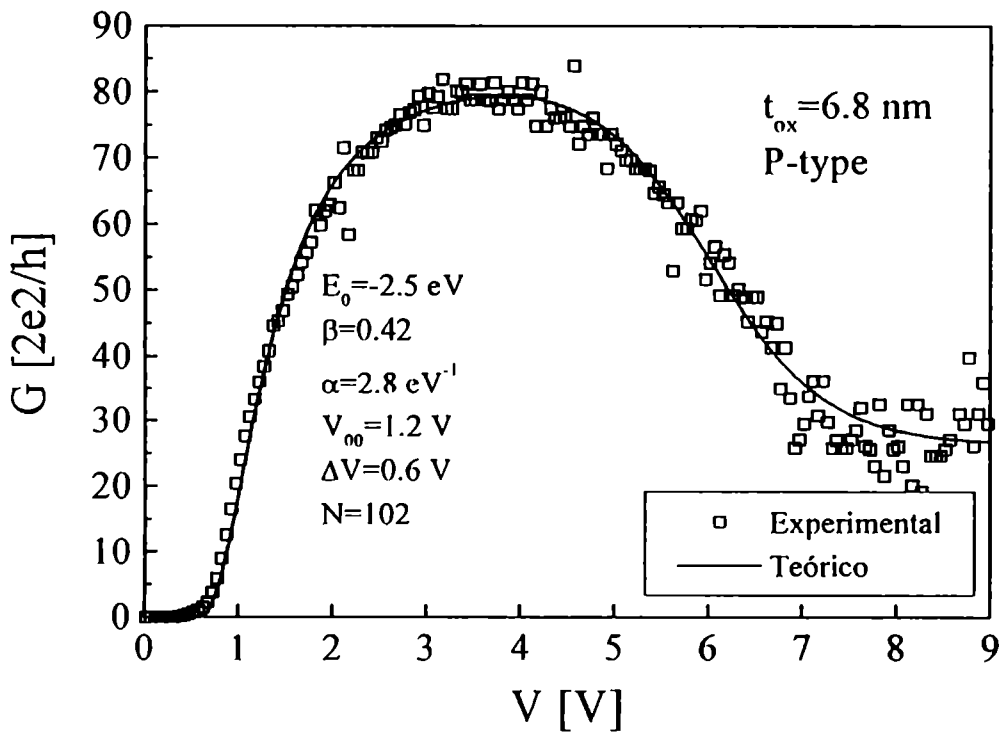
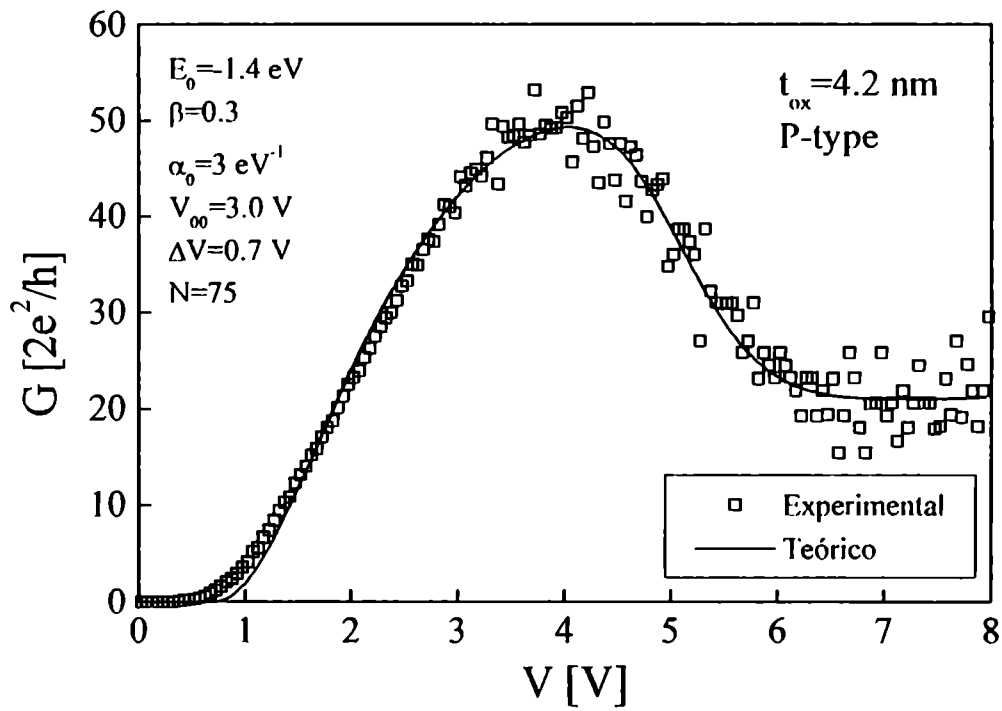


Fig. 4.56 – Conductancia diferencial en los regímenes HBD lineal y no lineal [Mira00h].

Por último, por una cuestión de completitud, la fig. 4.57 nos muestra la conductancia diferencial para el caso SBD. Tal como se observa y como era de esperar, dicha conductancia sigue una ley exponencial con el voltaje aplicado.

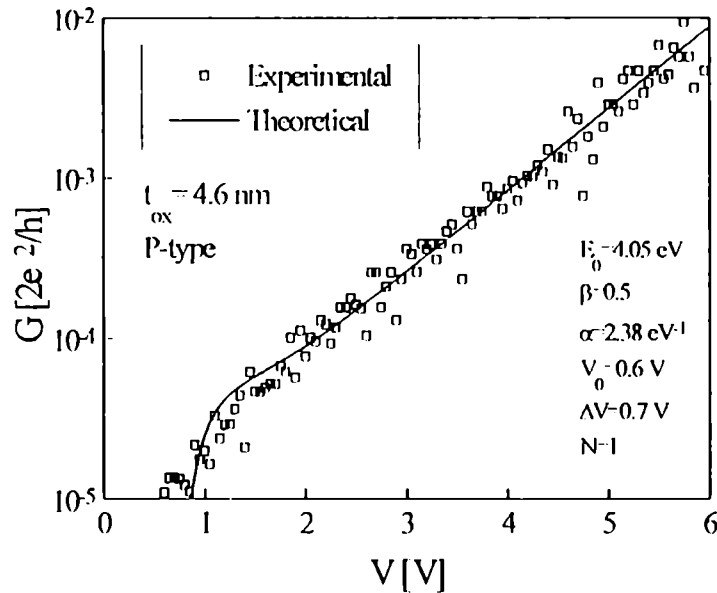


Fig. 4.57-- Conductancia diferencial en función del voltaje aplicado en el caso SBD.

Como puede verse en todas estas últimas figuras, los valores de los parámetros utilizados pueden considerarse razonables dentro de las limitaciones de la teoría propuesta. Las corrientes más altas tienen asociadas un alto número de modos de conducción y una mayor tensión umbral (curvas obtenidas bajo ruptura no controlada). Por otro lado, estos resultados parecen indicar que la forma de los spots, dada por el parámetro α , es independiente del nivel de corriente considerado. Nótese también que algunos de los valores de β utilizados para las curvas en el régimen no lineal son inferiores a 0.5 en total consistencia el valor utilizado para representar las curvas de SBD en función de la temperatura (fig. 4.50).

4.6 Modelización de la corriente SILC

En vista del buen acuerdo alcanzado entre los resultados experimentales y la teoría en los casos de SBD y IIBD, intentaremos una extrapolación del modelo de contacto puntual cuántico para cubrir el régimen de conducción SILC. Antes de pasar a desarrollar este punto, es importante señalar que el modelo que se ha presentado para los modos de conducción de post-ruptura se basa en una aproximación efectiva, en la cual una descripción microscópica detallada del proceso de transporte de carga se vuelve innecesaria. Todos los niveles de las sub-bandas debidas al confinamiento electrónico fueron tratados de manera idéntica y esto permitió representar el sistema bajo estudio en

términos de un pequeño conjunto de parámetros con un significado físico definido. Con esto en mente, es obvio que la inclusión del SILC, como un apéndice de la teoría, debería ser enfocado con el mismo espíritu. Con este fin, hemos introducido un parámetro adicional, un número de onda efectivo K , el cual está orientado a tener en cuenta los nuevos elementos exhibidos por este modo de falla.

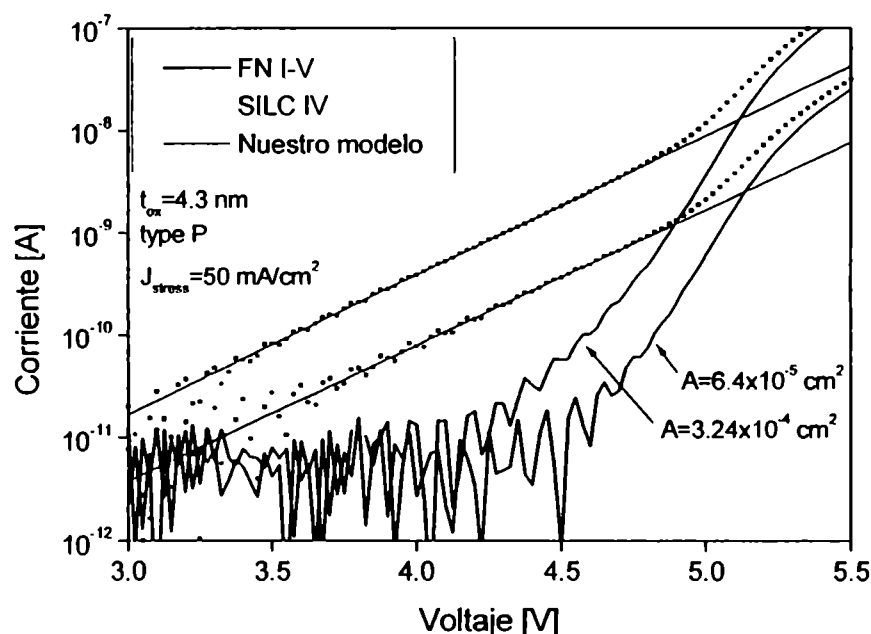


Fig. 4.58 – Dependencia de la corriente de SILC con el área de la muestra [Mira01a].

El primer problema surge debido al hecho de que el SILC se escala con el área del dispositivo. Adicionalmente, y tal como hemos visto en el Capítulo 3, dada una condición de estrés, la corriente aumenta con el tiempo hasta llegar a un nivel cercano a la saturación. Como también ya fue señalado, esto es muy diferente a lo que ocurre con los modos de conducción de post-ruptura, los cuales están asociados con eventos altamente localizados y que prácticamente no evolucionan en el tiempo. Sin embargo, es de notar que, desde el punto de vista microscópico, todavía podemos seguir pensando en el SILC como debido a una conducción filamentaria a través de un arreglo de caminos paralelos (no totalmente desarrollados) que atraviesan el óxido. De hecho, se supone que los sitios conductores que asisten la conducción SILC son los mismos que se conectan y que finalmente disparan los modos SBD o HBD [Bloc99]. El efecto de área (fig. 4.58) será tenido en cuenta por el parámetro N , el cual debería ser lo suficientemente grande como para asegurar una conducción distribuida. De acuerdo a la aproximación de Landauer, no importa el origen de cada camino, sea una cadena de sitios o aún una única trampa estratégicamente localizada dentro del aislante: sus propiedades conductoras pueden ser siempre expresadas, despreciando efectos de interferencia, en términos de un coeficiente de transmisión local.

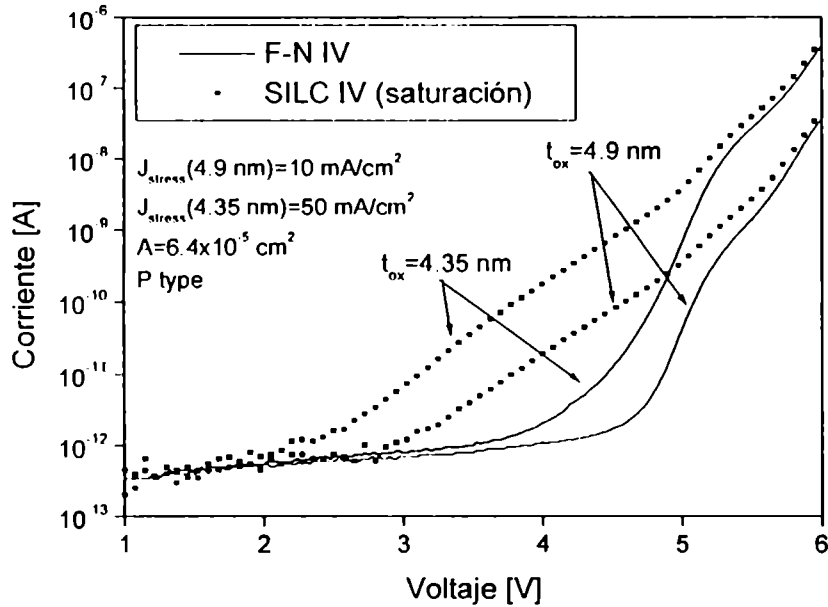


Fig. 4.59 -- Dependencia de la corriente de SILC en función del espesor [Mira01a].

Una segunda diferencia surge debido a la dependencia del SILC con el espesor del óxido (ver fig. 4.59). Recuérdese que ni el modo SBD ni el IIBD dependen explícitamente de este parámetro. Para tratar este hecho, hemos introducido un factor del tipo WKB en la probabilidad de túnel (ver APENDICE). Nótese que, en el caso del SILC, la transparencia de cada camino de fuga estará afectada por una combinación de barreras materiales (tales como las del sistema Si-SiO₂) y por efectos del confinamiento cuántico 3D. En este sentido, se ha señalado que la resistencia de un conductor aumenta exponencialmente con el número de barreras ubicadas aleatoriamente [Imry86]. De acuerdo a estas consideraciones, proponemos para el régimen SILC una expresión de la forma:

$$I = \frac{4e}{h\alpha} N \exp(-\alpha\Phi - 2Kt_{ox}) \sinh\left[\frac{\alpha}{2} e(V - V_0)\right] \quad (\text{ec.4.39})$$

la cual no es más que la corriente SBD dada por la ec. (4.22) multiplicada por un término de atenuación controlado por el espesor del óxido (t_{ox}). De acuerdo a la ec. (4.39), la constante K , la cual será referida como el número de onda medio de SILC, puede hallarse por medio de:

$$K = -\frac{1}{2} \frac{\partial \ln I(V)}{\partial t_{ox}} \quad (\text{ec.4.50})$$

donde se ha asumido implícitamente que la dependencia con el espesor está fundamentalmente gobernada por el término WKB. La dependencia exponencial del SILC con el espesor del óxido también ha sido descrita en la ref. [Bruy00]. La fig. 4.60 muestra la dependencia experimental de K con la tensión aplicada para las curvas que se muestran en la fig. 4.59. Su valor está en el rango $1.9\text{-}2.1 \text{ nm}^{-1}$, y el orden de magnitud es comparable con el valor $3.7\text{-}3.9 \text{ nm}^{-1}$ que resultara para el valor medio del número de onda en mediciones de túnel directo a través de dispositivos MOS con óxido virgen (refs. [Mase82, Faig96, Mira97a, Wu00]). El hecho de que hayamos obtenido un valor menor para K podría deberse a una sobreestimación del espesor de atenuación, el cual, en la ec. (4.39), fue fijado igual al espesor del óxido. Aunque se ha reportado que K es ligeramente dependiente de la cantidad de carga inyectada [Bruy00], en lo que sigue, fijaremos $K=2.03 \text{ nm}^{-1}$, el cual es el valor de K en 4 V (ver fig. 4.60). Por otro lado, asumiremos que la máxima barrera confinante dentro de los sitios conductores es la correspondiente al sistema Si-SiO₂ ($\Phi=3.2 \text{ eV}$) y que la caída de potencial promedio en los electrodos es de $V_{\bar{\sigma}}=0.5 \text{ V}$ (igual que en SBD). α se obtiene a partir de la pendiente de cada curva experimental I-V de SILC. Finalmente, la fig. 4.61 muestra los resultados teóricos predichos por la ec. (4.39), obtenida a partir de los parámetros que se muestran en la Tabla 4.1.

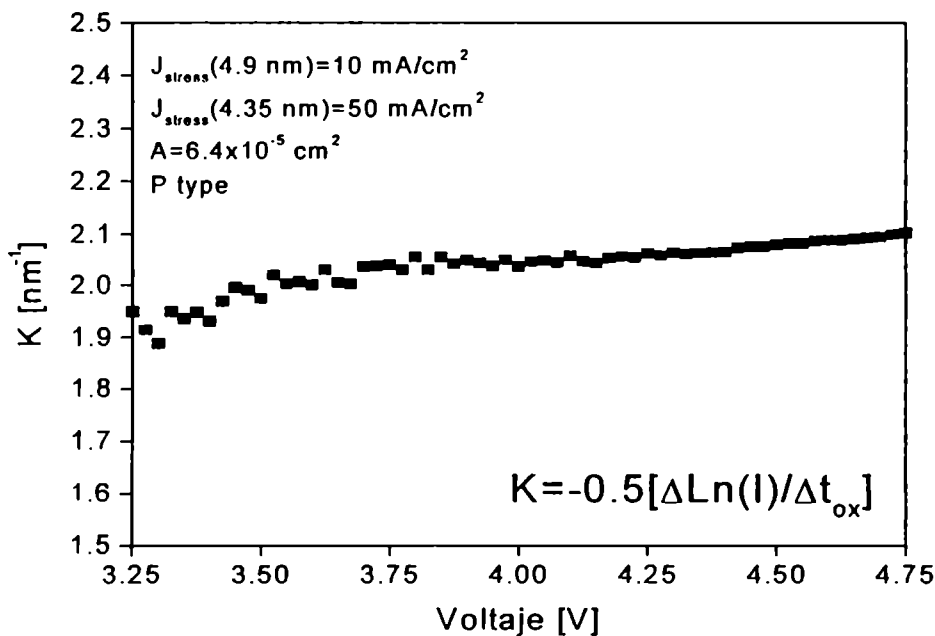


Fig. 4.60 – Dependencia del número de onda medio de SILC en función de la tensión aplicada [Mira01a].

Curva	$\Lambda=6.41 \times 10^{-5} \text{ cm}^2$		$\Lambda=3.24 \times 10^{-4} \text{ cm}^2$	
	N	α [eV^{-1}]	N	α [eV^{-1}]
1	2.00×10^6	6.08	1.28×10^7	6.26
2	2.34×10^6	6.01	1.53×10^7	6.19
3	2.78×10^6	6.01	1.60×10^7	6.11

TABLA 4.1.- Número de caminos precursores y pendientes de las curvas I-V de SILC correspondientes a las curvas teóricas que se muestran en la fig. 4.49.

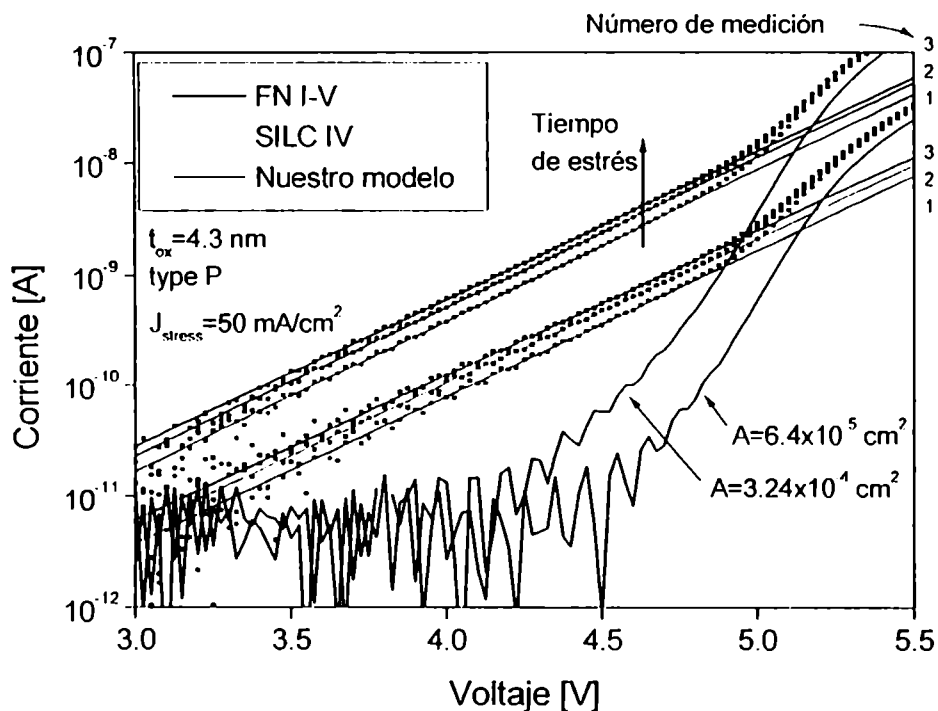


Fig. 4.61 -- Modelización de la corriente de SILC para distintos niveles de estrés [Mira01a].

Tal como se muestra en dicha tabla, el número de caminos precursores es mayor para el área más grande y, como es de esperar, aumenta con el tiempo de estrés. Es más, la densidad de caminos de fuga para ambas muestras es del orden de 10^{10} cm^{-2} . Si asumimos que los caminos precursores tienen un área efectiva de 1 nm^2 (los sitios conductores de los modelos percolativos tienen radios del orden de 1 nm), esto corresponde a una densidad de 10^{14} cm^{-2} , lo cual es compatible con nuestros resultados. De acuerdo con nuestra visión general del problema, luego de alcanzar una cierta densidad de defectos crítica, uno o varios de estos caminos precursores finalmente se conectan y forman un tipo de constricción SBD o IIBD entre puerta y sustrato.

Aunque los resultados obtenidos son prometedores, esta claro que esta aproximación para el SILC sufre, en alguna medida, de las mismas ambigüedades que fueron discutidas anteriormente en conexión con la distribución de potencial en el spot SBD. El tema continúa siendo analizado por lo que los resultados presentados en esta última sección deben considerarse como preliminares.

4.6 *En resumen ...*

- En este capítulo, hemos visto que las características de post-ruptura presentan dos modos bien diferenciados. Dependiendo de la magnitud del evento se los conoce como SOFT y HARD. Ambos son modos de conducción altamente localizados ya que se puede demostrar que el área del dispositivo no juega ningún papel.
- Adicionalmente, ambos modos presentan la particularidad de ser esencialmente independientes del espesor del aislante y este es un punto fundamental en el desarrollo de nuestra teoría. En el caso del modo SOFT, el tipo de sustrato así como el sentido en el que fluye la corriente parecen jugar un papel menor. En cambio, el comportamiento de las características con la temperatura es notoriamente diferente entre ambos modos y posiblemente se pueda explicar en términos de la cantidad de carga disponible para la conducción.
- No existen modelos para la conducción del tipo HARD, ya que simplemente se lo ha identificado con un comportamiento puramente resistivo. En cambio, existen numerosos modelos que intentan explicar la conducción SOFT. Los mecanismos físicos que se han propuesto son: túnel en óxidos adelgazados, túnel inelástico, percolación, variable range hopping, etc.
- Nuestra propuesta es radicalmente diferente y está basada en la física de los sistemas conductores mesoscópicos y las propiedades de transmisión de los llamados contactos cuánticos puntuales. De acuerdo a estas ideas, el tamaño de la constricción (camino de ruptura) juega el papel determinante en las características de conducción. Dentro de la constricción se originan barreras de potencial cuyas alturas y espesores dependen del tamaño y la forma de la constricción. Si se asumen formas adiabáticas es posible emplear el formalismo de túnel desarrollado para barreras de potencial unidimensionales. Hemos propuesto una expresión que da cuenta de la temperatura en el régimen SBD y un modelo semi-empírico para la tensión umbral que permite explicar la forma de la conductancia en el llamado régimen de conducción no lineal.
- Finalmente, se ha propuesto una extensión del modelo que permite visualizar al régimen de conducción SILC dentro del mismo marco. Los resultados que se presentan en este sentido continúan siendo evaluados.

Conclusiones

*Creo que puedo decir sin temor a equivocarme que nadie entiende la mecánica cuántica
Richard Feynman (1918-1988)*

La permanente tendencia a la miniaturización de los dispositivos MOSFET ha revalorizado el interés por una serie de fenómenos antes considerados como de segundo orden. Hoy en día, es imposible dejar de lado el análisis de la corriente de pérdida a través del aislante de puerta, la cuál puede comprometer el comportamiento normal del transistor y afectar seriamente cuestiones de fiabilidad. Por otra parte, la conducción a través de películas dieléctricas delgadas es inherente al normal funcionamiento de numerosos dispositivos tales como memorias de puerta flotante, celdas solares MIS, etc., de manera que se presenta un doble motivo para estudiar los mecanismos de conducción a través de películas aislantes.

Existe un amplio consenso, basado en una abrumadora evidencia experimental, de que el mecanismo de conducción asociado al transporte de carga a través del aislante de puerta delgado es el de túnel. Aunque, los principios básicos que rigen dicho mecanismo se conocen desde hace muchas décadas, aún falta una acabada comprensión que permita desentrañar los detalles asociados a dicho mecanismo de transporte en materiales. En este sentido, la estructura MOS se ha transformado en un excelente banco de pruebas de teorías y modelos y esto se debe esencialmente a la madurez alcanzada en lo que respecta a los procesos tecnológicos involucrados. Tal como se ha visto, existen básicamente dos

maneras de enfrentar el problema de simular la corriente de túnel a través del SiO_2 . Una, es basarse exclusivamente en argumentos físicos en el marco de los formalismos conocidos y la otra es la de utilizar fundamentos físicos y de alguna manera extenderlos mediante formulaciones *ad hoc* que permitan cerrar la brecha entre los experimentos y la teoría. A lo largo de este trabajo, hemos invocado este tipo de aproximaciones en varias oportunidades con el objeto de obtener una representación más ajustada de los fenómenos experimentales.

En esta tesis, se han abordado las diferentes etapas y modos de conducción que es posible observar en las estructuras MOS. Hemos cubierto desde la conducción a través del óxido virgen hasta la conducción en el óxido roto, y para cada uno de estos casos se han propuesto modelos teóricos que permiten explicar al menos parte de los fenómenos observados. A continuación, mencionaremos los puntos sobresalientes para los mecanismos de conducción tratados en cada capítulo y propondremos posibles caminos a seguir en futuras investigaciones.

En primer lugar, se mostró una visión general del tema. Se describieron las características esenciales de la conducción túnel en estructuras MOS y cómo afecta la degradación del aislante sus parámetros fundamentales (curvas corriente-tensión y capacidad-tensión). Hemos completado el cuadro presentado los distintos modelos existentes que intentan vincular la generación de defectos dentro del aislante y la estadística de ruptura (modelos celulares y percolativos).

Posteriormente, en el Capítulo 2, se presentó un modelo semi-empírico que permite reproducir de manera consistente la corriente de túnel directo y las oscilaciones de la corriente de túnel Fowler-Nordheim cuando la puerta está polarizada negativamente. El eje central sobre el que se construyó dicho modelo es el hecho experimental de que las derivadas logarítmicas de la corriente en el rango de túnel directo resultan independientes del espesor del aislante. En este trabajo, se extendió una formulación analítica anterior, basada en la aproximación WKB, a partir del formalismo de las matrices de transmisión. Esto permitió dar cuenta del fenómeno ondulatorio en la corriente que resulta de la reflexión parcial de la onda electrónica en la interfaz $\text{SiO}_2\text{-Si}$. Es importante señalar que la determinación del valor de los parámetros involucrados se realizó a partir del ajuste teórico sobre las derivadas de las curvas experimentales y no directamente sobre la corriente, tal como se hace habitualmente. El hecho de que se haya obtenido una representación adecuada de las oscilaciones en el régimen de altas tensiones indica dos cosas: primero, confirma la validez del modelo geométrico de la barrera de túnel con interfaces abruptas y segundo, una correcta elección de la relación de dispersión dentro del aislante: parabólica en la banda de conducción y poco dependiente de la energía en la banda prohibida. Los resultados obtenidos sobre óxidos nitrurados también señalan en la misma dirección.

En relación con las tareas pendientes, se pretende analizar, dentro de este mismo marco, la corriente de túnel en muestras con sustratos tipo n (inyección de carga bajo polaridad opuesta) y con puerta de polisilicio. Adicionalmente, se estudiará la factibilidad de incluir este tipo de modelización en simuladores circuitales.

A continuación, en el Capítulo 3, se estudiaron los fenómenos de conducción a través de óxidos degradados. En primer lugar, vimos que existe una diferencia fundamental entre los óxidos gruesos ($>10\text{nm}$) y ultra-delgados ($<6\text{nm}$): en los más gruesos, el atrapamiento de carga es el principal factor que afecta las características de conducción a través del aislante, mientras que en los más delgados, la presencia de trampas facilita el transporte electrónico. En segundo lugar, se presentó un modelo semi-empírico basado en una extensión de la expresión de Fowler-Nordheim que permite dar cuenta de la corriente bajo condiciones de atrapamiento de carga. La aproximación considerada es en algunos aspectos similar a otras propuestas anteriores en las cuales se invoca un campo eléctrico efectivo y una determinada distribución de la carga fija dentro del aislante. En nuestro modelo, hemos asumido que la corriente Fowler-Nordheim está gobernada por un campo eléctrico local, el cual se halla a partir de la solución de la ecuación de Poisson unidimensional con carga atrapada uniforme. El modelo también da cuenta de los transitorios de atrapamiento-desatrapamiento de carga. En cuanto a los posibles caminos a seguir, se pretende estudiar la validez de esta aproximación para otros espesores de aislante y otros materiales.

Finalmente, en el Capítulo 4, se presentó una ampliación de un modelo de conducción para las características de post-ruptura. Dicho modelo se fundamenta en la física de los sistemas conductores mesoscópicos y las propiedades transmisoras de los contactos puntuales cuánticos. Se asumió un potencial confinante de tipo parabólico debido a la simplicidad de las expresiones resultantes y la distribución de potencial considerada usualmente en estructuras metálicas. Es importante señalar que, en la actualidad, esta aproximación es la única que da cuenta tanto del modo de conducción HARD como el SOFT dentro de un marco teórico común. Con el objeto de obtener mayor información sobre los parámetros involucrados, especialmente en el régimen HARD, se presentó una formulación alternativa basada en la característica conductancia-voltaje. Adicionalmente, se presentó una posible parametrización de las curvas de ruptura SOFT en función de la temperatura. En este sentido, los resultados obtenidos sugieren que podría existir un vínculo común entre el modo SOFT y el régimen Fowler-Nordheim. El análisis de la corriente HARD en función de la temperatura está todavía pendiente, así como una mejora en la descripción de las corrientes de post-ruptura para bajas tensiones aplicadas. Por último, se presentaron resultados preliminares en cuanto a la modelización de la corriente SILC. La idea subyacente es la de que este mecanismo de conducción está asociado a la existencia de numerosos caminos de fuga parcialmente desarrollados.

Si bien los valores obtenidos para los parámetros del modelo son razonables, cabe preguntarse en que medida dichos valores están condicionados por el hecho de haberse utilizado expresiones analíticas muy sencillas. Una posible línea de investigación que se abre, es entonces el estudio de estos mecanismos de conducción a partir de los formalismos de transporte basados en primeros principios. También queda por desentrañar cual es el rol que juegan los electrodos semiconductores en la provisión de portadores.

APENDICE: LA APROXIMACION WKB

La aproximación WKB* es una poderosa técnica matemática que permite hallar soluciones globales aproximadas de ecuaciones diferenciales lineales cuya derivada de mayor orden está multiplicada por un parámetro pequeño ϵ . El método consiste en plantear soluciones de tipo exponencial cuyos argumentos involucran integrales elementales de funciones algebraicas o de funciones especiales, como por ejemplo las funciones de Airy. La aproximación WKB es apropiada para ecuaciones de cualquier orden, problemas de valores iniciales y de condiciones de contorno, también para problemas de autovalores, y puede ser utilizada para evaluar integrales de las soluciones de ecuaciones diferenciales. Su aplicación está restringida a ecuaciones diferenciales lineales. Una bibliografía completa sobre el tema, anterior a la década del 60, se puede encontrar en JWKB APPROXIMATION-Contributions to the Theory, N. Fröman y P. Fröman, North-Holland Publishing Company-Amsterdam, 1965.

Los fenómenos disipativos y dispersivos están caracterizados por un comportamiento de tipo exponencial, donde el exponente es real en el primer caso o imaginario en el segundo. Así, para ecuaciones diferenciales que exhiben cualquiera de estos dos comportamientos, es natural buscar una solución aproximada de la forma

$$y(x) \approx A(x)e^{S(x)/\delta}, \quad \delta \rightarrow 0+. \quad (1)$$

Se asume que la fase $S(x)$ no es constante y que varía lentamente en una región de ruptura. Una ruptura local ocurre donde la solución aproximada es exponencialmente creciente o decreciente. Cuando S es real, existe una zona límite de espesor δ y cuando S es imaginaria, hay una región de rápidas oscilaciones con longitud de onda característica del orden de δ . Cuando $S(x)$ es constante, el comportamiento de la solución $y(x)$ está dado por la amplitud $A(x)$ que varía lentamente.

Una forma de escribir la aproximación exponencial expresada en (1), de manera de hacer explícita la dependencia de $A(x)$ y de $S(x)$ con δ , es expandiendo esta expresión en serie de potencias de la forma

$$y(x) \approx \exp\left[\frac{1}{\delta} \sum_{n=0}^{\infty} \delta^n S_n(x)\right], \quad \delta \rightarrow 0. \quad (2)$$

A partir de esta expresión la aproximación WKB se puede derivar formalmente.

La ecuación de Schrödinger es una ecuación diferencial lineal de segundo orden homogénea de la forma:

$$\epsilon^2 y'' = Q(x)y, \quad Q(x) \neq 0. \quad (3)$$

Para encontrar una solución aproximada hay que reemplazar (2) en (3) y derivando dos veces:

* Si bien los primeros desarrollos se deben a Rayleigh y Jeffreys, el nombre se debe a quienes popularizaron la teoría: Wentzel, Kramers, y Brillouin.

$$y' \approx \left(\frac{1}{\delta} \sum_{n=0}^{\infty} \delta^n S'_n \right) \exp \left(\frac{1}{\delta} \sum_{n=0}^{\infty} \delta^n S_n \right), \quad \delta \rightarrow 0, \quad (4)$$

$$y'' \approx \left[\frac{1}{\delta} \left(\sum_{n=0}^{\infty} \delta^n S''_n \right)^2 + \frac{1}{\delta} \sum_{n=0}^{\infty} \delta^n S''_n \right] \exp \left(\frac{1}{\delta} \sum_{n=0}^{\infty} \delta^n S_n \right), \quad \delta \rightarrow 0. \quad (5)$$

Sustituyendo (3) y (5) en (2) y simplificando las exponenciales resulta:

$$\frac{\varepsilon^2}{\delta^2} S_0'^2 + \frac{2\varepsilon^2}{\delta} S_0' S_1' + \frac{\varepsilon^2}{\delta} S_0'' + \dots = Q(x). \quad (6)$$

El término más importante del miembro izquierdo es el primero, y tiene que ser del mismo orden de magnitud que $Q(x)$ en el miembro derecho. Así, δ es proporcional a ε , y por simplicidad tomamos $\delta = \varepsilon$. Despreciando los otros términos y comparando las potencias de ε se tiene una secuencia de ecuaciones que determinan S_0, S_1, \dots, S_n :

$$S_0'^2 = Q(x), \quad (7)$$

$$2S_0' S_1' + S_0'' = 0, \quad (8)$$

$$2S_0' S_n' + S_0'' + \sum_{l=1}^{n-1} S_l' S_{n-l}' = 0, \quad n \geq 2. \quad (9)$$

La ecuación para S_0 es llamada la ecuación *eikonal*; su solución es

$$S_0(x) = \pm \int^x \sqrt{Q(t)} dt. \quad (10)$$

La ecuación para S_1 se llama ecuación de transporte; su solución a menos de una constante aditiva es

$$S_1(x) = -\ln Q(x). \quad (11)$$

La solución general aproximada de la ecuación de Schrödinger a orden más bajo será la combinación lineal de las dos soluciones:

$$y(x) \approx c_1 Q^{-1/4}(z) \exp \left[\frac{1}{\varepsilon} \int_a^x \sqrt{Q(t)} dt \right] + c_2 Q^{-1/4}(z) \exp \left[-\frac{1}{\varepsilon} \int_a^x \sqrt{Q(t)} dt \right], \quad \varepsilon \rightarrow 0, \quad (12)$$

donde c_1 y c_2 son constantes a determinar de las condiciones iniciales o de contorno y a es un punto fijo de integración aunque arbitrario. Esta solución difiere de la exacta en términos de orden ε en regiones donde $Q(x)$ es distinto de cero.

La serie WKB converge sólo cuando está truncada, por lo tanto los criterios para establecer cuándo es válida la aproximación son cuantitativos, es decir, estos criterios especifican cuán pequeño tiene que ser δ para que el error al aproximar la solución exacta $y(x)$ con la serie WKB, esté por debajo de algún valor preestablecido. Para que la aproximación WKB sea válida en un intervalo, es necesario que la serie $\sum \delta^{n-1} S_n(x)$ sea una serie uniformemente asintótica en δ cuando $\delta \rightarrow 0$ para todo x en el intervalo considerado. Esto implica que las relaciones asintóticas:

$$\begin{aligned} S_1(x) &\ll \frac{1}{\delta} S_0(x), & \delta \rightarrow 0 \\ \delta S_2(x) &\ll S_1(x), & \delta \rightarrow 0 \\ \delta S_{n+1}(x) &\ll S_n(x), & \delta \rightarrow 0, \end{aligned} \quad (13)$$

se cumplan uniformemente en x . Esta condición es equivalente a pedir que la relación entre dos términos sucesivos de la serie sean funciones acotadas de x en el intervalo. Sin embargo, debido a que la serie aparece en el exponente de la aproximación, la condición que debe usarse es que si la serie se trunca en el término $\delta^{N-1} S_N(x)$, el siguiente término debe ser pequeño comparado con la unidad para cualquier x en el intervalo

$$\delta^N S_{N+1}(x) \ll 1, \quad \delta \rightarrow 0. \quad (14)$$

Para que la aproximación sea útil, las dos condiciones (13) y (14) deben satisfacerse. La diferencia entre la aproximación y la solución exacta es:

$$\frac{y(x) - \exp\left[\frac{1}{\delta} \sum_{n=0}^N \delta^n S_n(x)\right]}{y(x)} \approx \delta^N S_{N+1}(x), \quad \delta \rightarrow 0.$$

La ecuación (11) muestra que la condición (13) no se cumple en el intervalo donde $Q(x)$ se hace cero. Los puntos donde esto ocurre se llaman puntos de retorno por extensión de la mecánica clásica donde las órbitas de las partículas con energía E que se mueven en algún potencial $V(x)$ están confinadas a regiones donde $V(x) \leq E$. En la mecánica cuántica se mantiene este nombre a pesar de no tener estrictamente el mismo comportamiento. Este inconveniente se supera con el empalme asintótico de las soluciones.

La ecuación de Schrödinger a resolver es $\epsilon^2 y'' = Q(x)y$, con la condición $y(+\infty) = 0$, donde $Q(x)$ es una función continua y que se anula una sola vez. Supondremos que $Q(0) = 0$, y que se comporta como ax ($a > 0$) cuando x tiende a cero, es decir tiene un cero de primer orden en ese punto. Supondremos también que $Q(x) \gg x^{-2}$, para grandes valores de x . Para resolver esta ecuación se divide al eje x en tres regiones: la región I con $x > 0$ y $x \gg \epsilon^{2/3}$, la región II con $|x| \ll 1$, y la región III con $x < 0$ y $(-x) \gg \epsilon^{2/3}$. En las regiones I y III la aproximación (12) es válida uniformemente. La condición $Q(x) \gg x^{-2}$ cuando x va a infinito en valor absoluto asegura la validez hasta infinito, donde están impuestas las condiciones de contorno. En la región II donde la aproximación no es válida, se resuelve la ecuación diferencial aproximada:

$$\varepsilon^2 y'' = axy, \quad (15)$$

la cual es válida en un entorno de $x=0$. Las soluciones de esta ecuación son las funciones de Airy. En los extremos de las regiones hay intervalos donde son válidas tanto la solución aproximada WKB como la obtenida con las funciones de Airy, esto permite empalmar asintóticamente las soluciones de las distintas regiones. La condición de que la solución se anule para x tendiendo a infinito elimina al primer término en la expresión (12), quedando

$$y_1(x) = C [Q(x)]^{-1/4} \exp\left[-\frac{1}{\varepsilon} \int_0^x \sqrt{Q(t)} dt\right], \quad (16)$$

habiéndose tomado arbitrariamente para simplificar $x=0$ como límite inferior de integración.

Los criterios de validez de las soluciones (13) son $S_0/\varepsilon \gg S_1 \gg \varepsilon S_2$ y $\varepsilon S_2 \ll 1$, ($\varepsilon \rightarrow 0+$). Debido a que $Q(x)$ es distinto de cero para $x \neq 0$ y $Q(x) \gg x^2$ lejos del origen, la diferencia entre $y(x)$ e $y_1(x)$ lejos del origen es de orden ε ($\varepsilon \rightarrow 0+$). Para x pequeño $Q(x)$ va como ax , por lo tanto $S_0(x) \approx \pm 2/3 a^{1/2} x^{3/2}$, $S_1(x) \approx -1/4 \ln(x)$, $S_2(x) \approx \pm 5/48 a^{-1/2} x^{-3/2}$ ($x \rightarrow 0+$). Así, el criterio de validez de la aproximación WKB se satisface si

$$x \gg \varepsilon^{2/3}, \quad (\varepsilon \rightarrow 0+). \quad (17)$$

Esta relación define el límite inferior de la región I.

Para la región II hay que resolver la ecuación aproximada, haciendo la sustitución

$$t = \varepsilon^{2/3} a^{1/3} x, \quad (18)$$

la ecuación en la nueva variable queda $d^2 y_{II} / dt^2 = t y_{II}$. La solución de esta ecuación es una combinación lineal de las funciones de Airy:

$$y_{II}(x) = DAi\left(\varepsilon^{2/3} a^{1/3} x\right) + EBi\left(\varepsilon^{2/3} a^{1/3} x\right), \quad (19)$$

donde D y E son constantes a determinar a partir del empalme asintótico con $y_1(x)$. La aproximación $y_{II}(x)$ es válida para

$$x \ll 1, \quad (\varepsilon \rightarrow 0+), \quad (20)$$

porque sólo cuando x es pequeño se puede reemplazar $Q(x)$ por ax . La condición (20) define el límite superior de la región II. Se ve que las dos soluciones anteriores tienen una región común de validez, $\varepsilon^{2/3} \ll x \ll 1$, ($\varepsilon \rightarrow 0+$). En esta región $Q(x)$ es aproximadamente ax . Por lo tanto $[Q(x)]^{1/4} \approx a^{-1/4} x^{1/4}$ ($x \rightarrow 0+$) y

$$\int_0^x \sqrt{Q(t)} dt \approx \frac{2}{3} a^{1/2} x^{3/2}, \quad (x \rightarrow 0+).$$

Por lo tanto,
$$y_I(x) \approx Ca^{-1/4} x^{-1/4} e^{-2a^{1/2} x^{3/2} / 3\epsilon}, \quad (x \rightarrow 0+). \quad (21)$$

Si se considera que la diferencia entre $Q(x)$ y la aproximación $a\epsilon$ es una función cuadrática (bx^2), se obtiene como cota superior para la región de validez de la solución anterior $\epsilon^{2/3} \ll x \ll \epsilon^{2/5}$, ($\epsilon \rightarrow 0+$). Considerando las expresiones asintóticas de las funciones de Airy

$$Ai(t) = 2Bi(t) \approx \frac{1}{2\sqrt{\pi}} t^{-1/4} e^{-2t^{3/2}/3}, \quad t \rightarrow +\infty,$$

se obtiene una expresión asintótica para la solución en la región II

$$y_{II}(x) \approx \frac{1}{\sqrt{\pi}} a^{-1/12} \epsilon^{1/6} x^{-1/4} \left(\frac{1}{2} D e^{-2a^{1/2} x^{3/2} / 3\epsilon} + E e^{2a^{1/2} x^{3/2} / 3\epsilon} \right), \quad (22)$$

válida para $\epsilon^{2/3} \ll x \ll 1$, ($\epsilon \rightarrow 0+$).

Pidiendo que ambas soluciones empalmen en la región de validez común a ambas $\epsilon^{2/3} \ll x \ll \epsilon^{2/5}$, ($\epsilon \rightarrow 0+$), se obtienen para las constantes D y E:

$$D = 2\sqrt{\pi} (a\epsilon)^{-1/6} C, \quad (23 a)$$

$$E = 0. \quad (23 b)$$

Para la última región III, la solución es una combinación de dos expresiones que oscilan rápidamente, que pidiendo que empalmen con la solución de la región II, adquieren la forma

$$y_{III}(x) = 2C[-Q(x)]^{-1/4} \operatorname{sen} \left[\frac{1}{\epsilon} \int_x^0 \sqrt{Q(t)} dt + \frac{\pi}{4} \right]. \quad (24)$$

En resumen, para las tres regiones se tienen las siguientes aproximaciones:

$$y_I(x) = C[Q(x)]^{-1/4} \exp \left[-\frac{1}{\epsilon} \int_0^x \sqrt{Q(t)} dt \right], \quad x > 0, x \gg \epsilon^{2/3}, (\epsilon \rightarrow 0+); \quad (25 a)$$

$$y_{II}(x) = 2\sqrt{\pi} (a\epsilon)^{-1/6} CAi \left(\epsilon^{-2/3} a^{1/2} x \right), \quad |x| \ll 1, (\epsilon \rightarrow 0+); \quad (25 b)$$

$$y_{III}(x) = 2C[-Q(x)]^{-1/4} \operatorname{sen} \left[\frac{1}{\epsilon} \int_x^0 \sqrt{-Q(t)} dt + \frac{\pi}{4} \right] \quad x < 0, (-x) \gg \epsilon^{2/3}, (\epsilon \rightarrow 0+). \quad (25 c)$$

Se necesita una segunda condición de contorno para determinar C. Por ejemplo si se pide que $y(0)=1$, $Ai(0) = \frac{3^{-2/3}}{\Gamma(\frac{2}{3})}$, se obtiene

$$C = \frac{1}{2} (a\epsilon)^{1/6} \Gamma\left(\frac{2}{3}\right) 3^{2/3} \pi^{-1/2}. \quad (26)$$

Es importante señalar que la secuencia en la cual el análisis asintótico es llevado a cabo no puede revertirse. Si se parte de la región III donde la solución es oscilatoria, podría suponerse que la solución en la región I decae exponencialmente. Pero esto está mal ya que el empalme asintótico a través de la región del punto de retorno es válida hasta orden ϵ , por lo tanto sólo se puede afirmar que la solución que crece exponencialmente en la región I se anula a orden ϵ . Para afirmar que la solución está ausente realmente hay imponer explícitamente la condición $y(+\infty)=0$. Así, las fórmulas de conexión tienen un carácter direccional, procediéndose siempre desde la región donde la solución decae exponencialmente, a través del punto de retorno, hacia adentro de la región oscilatoria. Por esto se suele usar la notación descriptiva

$$\begin{aligned}
 & 2[-Q(x)]^{1/4} \operatorname{sen} \left[\frac{1}{\epsilon} \int_x^0 \sqrt{-Q(t)} dt + \frac{\pi}{4} \right] && \text{en la región III} \\
 & \leftarrow [Q(x)]^{1/4} \exp \left[-\frac{1}{\epsilon} \int_x^0 \sqrt{Q(t)} dt \right] && \text{en la región I}
 \end{aligned} \tag{27}$$

para denotar las fórmulas de conexión.

En 1935 Langer observó que las tres fórmulas (25) podían reemplazarse por una única fórmula que es una aproximación uniformemente válida para todo x :

$$y_{\text{unif}}(x) = 2\sqrt{\pi} \left(\frac{3}{2\epsilon} S_0 \right)^{1/6} [Q(x)]^{1/4} Ai \left[\left(\frac{3}{2\epsilon} S_0 \right)^{2/3} \right], \tag{28}$$

donde $S_0 = \int_b^x \sqrt{Q(t)} dt$.

En definitiva, la ecuación de Schrödinger independiente del tiempo es:

$$\epsilon^2 y'' = [V(x) - E]y(x), \tag{29}$$

donde E es la energía de la partícula y $V(x)$ es el potencial. En las regiones donde $E > V(x)$ (regiones permitidas clásicamente), las soluciones en términos de la aproximación WKB tienen un comportamiento oscilatorio:

$$y_{\text{WKB}}(x) = C_{\pm} [E - V(x)]^{1/4} \exp \left[\pm \frac{i}{\epsilon} \int^x \sqrt{E - V(t)} dt \right] \tag{30}$$

Veamos que ocurre en la región clásicamente prohibida. Supongamos que $V(x)$ es una función continua que se anula para $x \rightarrow \pm\infty$ y que aumenta monótonamente hasta un máximo V_{max} ($V_{\text{max}} > E$) en $x=x_0$. Para esta barrera de potencial existen dos puntos de retorno $x=\Lambda$ y $x=B$, $\Lambda < B$, en los cuales $V(x)=E$. De esta manera, hay dos zonas clásicamente permitidas $x < \Lambda$ y $x > B$ en las cuales existe la solución oscilatoria y una región clásicamente prohibida $\Lambda < x < B$ en la cual existen soluciones exponenciales crecientes y decrecientes.

Supondremos, además, que cuando $x \rightarrow \pm\infty$, $V(x)$ tiende a cero más rápidamente que $1/x$. Entonces tendremos

$$\int_B^x dt \sqrt{E - V(t)} = \sqrt{E} \int_B^x dt + \int_B^x dt [\sqrt{E - V(t)} - \sqrt{E}] \approx x\sqrt{E} + I, \quad x \rightarrow +\infty, \quad (31)$$

donde $I = \int_B^{\infty} dt [\sqrt{E - V(t)} - \sqrt{E}] - B\sqrt{E}$ que existe y la corrección a esta relación asintótica se anula cuando $x \rightarrow +\infty$. De la misma manera tenemos

$$\int_x^A dt \sqrt{E - V(t)} \approx -x\sqrt{E} + J, \quad x \rightarrow -\infty, \quad (32)$$

donde $J = A\sqrt{E} + \int_{-\infty}^A dt [\sqrt{E - V(t)} - \sqrt{E}]$ también existe y la corrección a esta relación asintótica también se anula para $x \rightarrow -\infty$. En consecuencia, cuando $x \rightarrow \pm\infty$, las aproximaciones WKB para $y(x)$ en las regiones clásicamente permitidas $x > B$ y $x < A$ se aproximan a las ondas planas cuando $x \rightarrow +\infty$ y $x \rightarrow -\infty$:

$$y_{WKB}(x) = D_{\pm} [E - V(x)]^{1/4} \exp\left[\pm \frac{i}{\epsilon} \int^x \sqrt{E - V(t)} dt\right] \\ \approx D_{\pm} E^{-1/4} e^{\pm i/\epsilon} \exp(\mp ix\sqrt{E}/\epsilon) \quad x \rightarrow -\infty \quad (33)$$

Ahora, debemos elegir un conjunto apropiado de condiciones de borde para describir el fenómeno de túnel. Postulamos una onda plana incidente desde la izquierda de amplitud unitaria. Se origina una onda plana transmitida y una onda reflejada. Formulamos las condiciones de contorno a partir de relaciones asintóticas:

$$y(x) \approx \exp(-ix\sqrt{E}/\epsilon) + b \exp(ix\sqrt{E}/\epsilon) \quad x \rightarrow -\infty \\ y(x) \approx c \exp(-ix\sqrt{E}/\epsilon), \quad x \rightarrow +\infty \quad (34)$$

El objetivo es calcular las constantes b y c a partir de la teoría WKB.

El cálculo WKB requiere que obtengamos la solución de una nueva clase de problema de un punto de retorno que es el siguiente. Sea $Q(0)=0$, $Q(x)>0$ si $x<0$ y $Q(x)<0$ si $x>0$, $Q(x)=ax$, $a<0$ ($x \rightarrow 0$). Si para la solución WKB de

$$\epsilon^2 y'' = Q(x)y \quad (35)$$

consideramos fase negativa para x positivos, resultando

$$y_{WKB}(x) = [-Q(x)]^{1/4} \exp\left[-\frac{i}{\epsilon} \int^x \sqrt{-Q(t)} dt\right].$$

Para x negativos, consideramos lo siguiente: en la ecuación anterior hacemos que x se aproxime al punto de retorno, es decir, si $x=0$ se obtiene

$$y_{WKB}(x) \approx (-ax)^{-1/4} \exp\left(-\frac{2i\sqrt{-a}}{3\varepsilon} x^{3/2}\right), \quad x \rightarrow 0+. \quad (36)$$

Sabemos que cerca de $x=0$ la ecuación diferencial (35) puede ser aproximada por

$$y'' = -ty, \quad t = \varepsilon^{2/3} (-a)^{1/4} x,$$

cuya solución es

$$y(t) = \alpha Ai(-t) + \beta Bi(-t). \quad (37)$$

Cuando t es grande y positivo, podemos reemplazar las funciones de Airy por sus expresiones asintóticas

$$\begin{aligned} Ai(-t) &\approx \frac{1}{\sqrt{\pi}} t^{-1/4} \sin\left(\frac{2}{3} t^{3/2} + \frac{\pi}{4}\right), \quad t \rightarrow +\infty \\ Bi(-t) &\approx \frac{1}{\sqrt{\pi}} t^{-1/4} \cos\left(\frac{2}{3} t^{3/2} + \frac{\pi}{4}\right), \quad t \rightarrow +\infty \end{aligned} \quad (38)$$

Comparando estas expresiones con (37), podemos determinar α y β para el orden dominante en la aproximación WKB:

$$\begin{aligned} \beta &= \sqrt{\pi} (-\varepsilon a)^{-1/6} e^{i\pi/4} \\ \alpha &= \sqrt{\pi} (-\varepsilon a)^{-1/6} e^{-i\pi/4} \end{aligned} \quad (39)$$

Para completar el problema, consideramos ahora t grande y negativo. La expansión de $Ai(-t)$ es despreciable comparada con la expansión de $Bi(-t)$ debido a su dependencia exponencial. Usando (39) y la expansión

$$Bi(-t) \approx \frac{1}{\sqrt{\pi}} (-t)^{-1/4} e^{2i\pi/3}, \quad t \rightarrow -\infty, \quad (40)$$

determinamos que para x negativo, la aproximación WKB para $y(x)$ resulta

$$y_{WKB} = [Q(x)]^{1/4} \exp\left[\frac{i\pi}{4} + \frac{1}{\varepsilon} \int_r^x \sqrt{Q(t)} dt\right]. \quad (41)$$

Esto completa la solución al problema de un único punto de retorno. Utilizando la notación anteriormente vista, resumimos nuestros resultados en una fórmula de conexión:

$$\begin{aligned}
& [Q(x)]^{-1/4} \exp\left[\frac{i\pi}{4} + \frac{1}{\varepsilon} \int_a^x \sqrt{Q(t)} dt\right] \quad x < 0 \\
& \leftarrow [-Q(x)]^{-1/4} \exp\left[-\frac{1}{\varepsilon} \int_b^x \sqrt{-Q(t)} dt\right] \quad x > 0
\end{aligned} \tag{42}$$

Ahora volvemos al problema de los dos puntos de retorno para el potencial $V(x)$. Cuando $x > B$, la aproximación WKB para la solución $y(x)$ de (29) que satisface las condiciones de contorno en (29) es

$$y_{WKB}(x) = ce^{\eta/\varepsilon} \left[\frac{E - V(x)}{E}\right]^{-1/4} \exp\left[-\frac{i}{\varepsilon} \int_B^x \sqrt{E - V(t)} dt\right]. \tag{43}$$

Por la formula de conexión (42), esta expresión se empalma asintóticamente con

$$y_{WKB}(x) = ce^{i\eta/\varepsilon} \left[\frac{V(x) - E}{E}\right]^{-1/4} e^{i\eta/4} \exp\left[\frac{1}{\varepsilon} \int_B^x \sqrt{V(t) - E} dt\right], \tag{44}$$

que es válida cuando $\Lambda < x < B$.

La expresión (44) puede ser reescrita como

$$y_{WKB}(x) = ce^{i\eta/\varepsilon} \exp\left[\frac{1}{\varepsilon} \int_B^x \sqrt{V(t) - E} dt + \frac{i\pi}{4} \left[\frac{V(x) - E}{E}\right]^{-1/4}\right] \exp\left[-\frac{1}{\varepsilon} \int_A^x \sqrt{V(t) - E} dt\right], \tag{45}$$

la cual decae exponencialmente al aumentar x hacia B . La conectamos con la solución oscilatoria (válida para $x < \Lambda$) usando la formula de empalme (27), obteniendo la aproximación WKB

$$y_{WKB}(x) = ce^{i\eta/\varepsilon} \exp\left[\frac{1}{\varepsilon} \int_A^x \sqrt{V(t) - E} dt\right] \left[\frac{E - V(x)}{E}\right]^{-1/4} \left\{ \exp\left[\frac{i}{\varepsilon} \int_B^x \sqrt{E - V(t)} dt\right] + i \exp\left[-\frac{i}{\varepsilon} \int_B^x \sqrt{E - V(t)} dt\right] \right\}, \tag{46}$$

que es válida cuando $x < \Lambda$.

Finalmente, tomamos $x \rightarrow -\infty$. Recordemos que para este límite $V(x)$ va a cero más rápido que $1/x$, de manera que la última relación se transforma en

$$y_{WKB}(x) \approx ce^{i\eta/\varepsilon} \exp\left[\frac{1}{\varepsilon} \int_A^x \sqrt{V(t) - E} dt\right] \left[e^{i\eta/\varepsilon} \exp(-i \sqrt{E} x/\varepsilon) + i e^{-i\eta/\varepsilon} \exp(i \sqrt{E} x/\varepsilon) \right], x \rightarrow -\infty. \tag{47}$$

Comparando esta expresión con (33), obtenemos las constantes b y c :

$$\begin{aligned}
b &= i e^{-2i\eta/\varepsilon}, \\
c &= \exp\left[\frac{1}{\varepsilon} \int_A^x \sqrt{V(t) - E} dt\right] e^{-i(i\eta/\varepsilon)}.
\end{aligned} \tag{48}$$

De esta manera el coeficiente de reflexión es

$$R = |R|^2 \approx 1, \quad \varepsilon \rightarrow 0+, \quad (49)$$

y el coeficiente de transmisión es

$$D = |D|^2 \approx \exp\left[-\frac{2}{\varepsilon} \int_0^s \sqrt{V(t) - E_x} dt\right], \quad \varepsilon \rightarrow 0+ \quad (50)$$

La ecuación de Schrödinger unidimensional independiente del tiempo para una partícula de masa m es

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2 \varphi}{dx^2} + (U - E_x) \varphi = 0, \quad (51)$$

de donde resulta

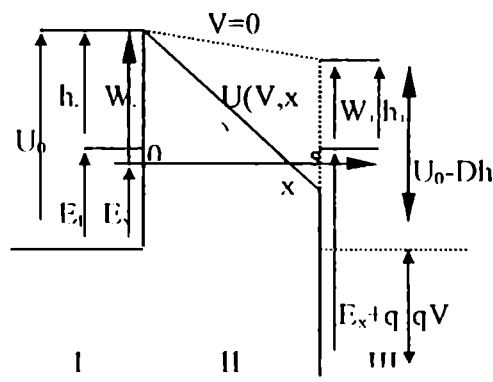
$$\varepsilon = \frac{\hbar}{\sqrt{2m}} \quad Q(x) = U(x, V) - E_x$$

De acuerdo a la aproximación WKB (50) la probabilidad de túnel se escribe

$$D(V, E_x) \cong \exp\left\{-\frac{2\sqrt{2m}}{\hbar} \int_0^s \sqrt{U(x, V) - E_x} dx\right\}, \quad (52)$$

donde V es el voltaje aplicado a la estructura, E_x es la energía medida desde el fondo de la banda de conducción del metal, m es la masa del electrón y U es la barrera de potencial definida según

$$U(x, V) = U_0 - (qV + Dh)(x/s), \quad (53)$$



para $0 < x < s$, donde s es el espesor del aislante y $Dh = h_1 - h_2$, la diferencia entre las alturas de las barreras interfaciales a tensión cero.

Rutinas para el cálculo de la probabilidad de túnel para barrera trapezoidal (MATHEMATICA 2.1™)

```

d=50;                                (espesor del aislante)
fi1 =3;                               (barrera catódica)
fi2=3;                                (barrera anódica)
a=1.025;                              (constante multiplicativa WKB)
ufm=10;                               (nivel de Fermi)
kT=0.026;                             (energía térmica)
vref=5;                               (tensión de cálculo)
vmin=2;                               (tensión mínima)
vmax=6;                               (tensión máxima)
uo=ufm + fi1;
deltafi=fi1-fi2;
fi=Compile[{x,v},uo-(v+deltafi) x/d];
w1=Compile[{u},uo-u];
w2=Compile[{u},fi[d,0]-u];
st=Compile[{u,v},Which[v <= w2[u],d,v > w2[u],w1[u] d / (v+deltafi)]];
k1=Compile[{u},a Sqrt[u]/2];
k3=Compile[{u,v},a Sqrt[u+v]/2];

(*WKB PROBLEMA TRAPEZOIDAL*)
pwkb[u_,v_]:=Which[v <= w2[u],Exp[-2/3 a d ((w1[u])^1.5 - (w2[u]-v)^1.5) / (v+deltafi)],v > w2[u], Exp[-2/3 a d
(w1[u])^1.5 / (v+deltafi)]];

(*SOLUCION EXACTA PROBLEMA TRAPEZOIDAL*)
zo=Compile[{u,v},(0.5 a d/(v+deltafi))^(2/3) w1[u];
zs=Compile[{u,v},(0.5 a d/(v+deltafi))^(2/3) (w2[u]-v)];
z1=Compile[{u,v},-(0.25 a^2 (v+deltafi)/d)^(1/3)];
pairy1=Compile[{u,v},(z1[u,v]/k1[u]) (AiryAiPrime[zo[u,v]] AiryBiPrime[zs[u,v]] - AiryAiPrime[zs[u,v]]
AiryBiPrime[zo[u,v]])];
pairy2=Compile[{u,v},(k3[u,v]/z1[u,v]) (AiryAi[zo[u,v]] AiryBi[zs[u,v]] - AiryAi[zs[u,v]] AiryBi[zo[u,v]])];
pairy3=Compile[{u,v},(k3[u,v]/k1[u]) (AiryAi[zs[u,v]] AiryBiPrime[zo[u,v]] - AiryAiPrime[zo[u,v]]
AiryBi[zs[u,v]])];
pairy4=Compile[{u,v},AiryAi[zo[u,v]] AiryBiPrime[zs[u,v]] - AiryAiPrime[zs[u,v]] AiryBi[zo[u,v]]];
pairy=Compile[{u,v},(4/Pi^2) (k3[u,v]/k1[u]) ((pairy1[u,v] + pairy2[u,v])^2 + (pairy3[u,v] + pairy4[u,v])^2)^-1];

Plot[Log[pwkb[ufm+n kT,vref]],{n,-50,50},AxesLabel->{"(E-Ef)/kT","log[D(E)"]}
Plot[Log[pairy[ufm+n kT,vref]],{n,-50,50},AxesLabel->{"(E-Ef)/kT","log[D(E)"]}
Show[%,%%]
Plot[{Log[pwkb[ufm+n kT,vref]]-Log[pairy[ufm+n kT,vref]]},{n,-50,50},AxesLabel->{"(E-Ef)/kT","Dif."}]
Plot[Log[pwkb[ufm,v]],{v,vmin,vmax},AxesLabel->{"V","log[D(V)"]}
Plot[Log[pairy[ufm,v]],{v,vmin,vmax},AxesLabel->{"V","log[D(V)"]}
Show[%,%%]
Plot[{Log[pwkb[ufm,v]]-Log[pairy[ufm,v]]},{v,vmin,vmax},AxesLabel->{"V","log[Dairy(V)/Dwkb(V)"]}
(*Plot3D[Log[pwkb[ufm+n kT,v]],{n,-50,50},{v,vmin,vmax},AxesLabel->{"(E-Ef)/kT","V","log(D)"}]
Plot3D[Log[pairy[ufm+n kT,v]],{n,-50,50},{v,vmin,vmax},AxesLabel->{"(E-Ef)/kT","V","log(D)"}]*)
Plot3D[Log[pwkb[ufm+n kT,v]]-Log[pairy[ufm+n kT,v]],{n,-50,50},{v,vmin,vmax},AxesLabel->{"(E-
Ef)/kT","V","Dif."}]
Plot[{100 (Log[pwkb[ufm+n kT,vref]]-Log[pairy[ufm+n kT,vref]])/Log[pairy[ufm+n kT,vref]]},{n,-
50,50},AxesLabel->{"(E-Ef)/kT","err.relat."}]

```

REFERENCIAS

- [Afif79] A.A. Afifi, *Statistical analysis*, Academic Press (London), 1979.
- [Agra93] N. Agrañ, J. Rodrigo, and S. Vicira, Conductance steps and quantization in atomic-size contacts, *Phys. Rev. B* 47, 12345 (1993).
- [Ahme00] K. Ahmed, E. Ibok, G. Bains, D. Chi, B. Ogle, J. Wortman and J. Hauser, Comparative physical and electrical metrology of ultrathin oxides in the 6 to 1.5 nm regime, *IEEE Trans. Electron Devices* 47, 1349 (2000).
- [Akiz89] T. Hosoi, M. Akizawa and S. Matsumoto, The effect of Fowler-Nordheim tunneling current of thin SiO₂ metal-oxide-semiconductor capacitors, *J. Appl. Phys.* 57, 2072 (1989).
- [Alam00] M. Alam, B. Weir, P. Silverman, Y. Ma, and D. Hwang, The statistical distribution of percolation resistance as a probe into the mechanics of ultra-thin oxide breakdown, *Proc.IEDM*, San Francisco, 2000, p. 529.
- [Aler98] G. Alers, B. Weir, M. Alam, G. Timp and T. Sorci, Trap assisted tunneling as a mechanism of degradation and noise in 2-5 nm oxides, *Proc. IRPS*, 1998.
- [Ando87] Y. Ando and T. Itoh, Calculation of transmission tunneling current across arbitrary potential barriers, *J. Appl. Phys.* 61, 1497 (1987).
- [Arne75] P. Arnett, Transient conduction in insulators at high fields, *J. Appl. Phys.* 46, 5236 (1975).
- [Arya82] S. Arya and H. Singh, Conduction properties of thin Al₂O₃ films, *Thin Solid Films* 91, 363 (1982).
- [Ashc76] N. Ashcroft and N. Mermin, *Solid State Physics*, Saunders College Press, Philadelphia PA (1976).
- [Ash91] R. Ashton, Gate oxide thickness measurement using Fowler-Nordheim tunneling, *Proc. IEEE 1991 Int. Conf. on Micro. Test Struct.* 4, 57 (1991).
- [Atan82] E. Atanassova and D. Pushkarov, I-V characteristics of tunnel MOS structures with silicon oxide obtained in RF oxygen plasma, *Solid-St. Electron.* 25, 781 (1982).
- [Avel00] A. Avellán, W. Krautschneider and S. Schwantes, Observation and modeling of random telegraph signals in the gate and drain currents of tunneling metal-oxide-semiconductor field-effect transistors, *Appl. Phys. Lett.* 78, April 2001.
- [Avel02] A. Avellán, E. Miranda, B. Sell, D. Schroeder and W. Krautschneider, Temperature dependence of the hard breakdown current of MOS capacitors, *ESSDERC'02*, 24-26 Setember 2002, Florence, Italy.
- [Avni88a] E. Avni, L. Loev and J. Shappir, Temperature effects on electron trap generation and occupation in SiO₂, *J. Appl. Phys.* 63, 2700 (1988).
- [Avni88b] E. Avni and J. Shappir, Modeling of charge-injection effects in metal-oxide-semiconductor structures, *J. Appl. Phys.* 64, 734 (1988).
- [Avni88c] E. Avni and J. Shappir, *J. Appl. Phys.* 64, 734 (1988).
- [Av-R81] M. Av-Ron, M. Shatzkes, T. DiStefano and R. Gdula, Electron tunneling at Al-SiO₂ interfaces, *J. Appl. Phys.* 52, 2897 (1981).
- [Bake88] R. Jacob Baker, H. Li and D. Boyce, *CMOS, Circuit Design, Layout, and Simulation*, IEEE Press, 1988.
- [Balla89] B. Balland and G. Barbottin, Trapping and detrapping kinetics impact on C(V) and I(V) curves, en *INSTABILITIES IN SILICON DEVICES*, Ed. G. Barbottin and A. Vapaille, 7 (1989).
- [Balk88] P. Balk (ed.), *The Si-SiO₂ system*, Materials Science Monographs 32, Elsevier (1988).
- [Bran95] M. Brandbyge, J. Shcietz, M. Sørensen, P. Stoltze, K. Jacobsen, J. Nørskov, L. Olesen, E. Laegsgaard, I. Stensgaard, and F. Besenbacher, Quantized conductance in atom-sized wires between two metals, *Phys Rev B* 52, 8499 (1995).
- [Bark67] R. Barker and J. Gruodis, *Solid State Commun.* 5, xiv (1967).
- [Blak87] J. S. Blakemore, *Semiconductor Statistics*, Dover publications Inc., New York, 1987.
- [Bloc99] P. Blochl and J. Stathis, Hydrogen electrochemistry and stress-induced leakage current in silica, *Phys. Rev. Lett.* 83, 372 (1999).
- [Boga97] E. Bogachev, A. Scherbakov, and U. Landman, *Phys. Rev. B* 56, 11065 (1997).
- [Brat96] A. Bratkovsky and S. Rashkeev, Electronic transport in nanoscale contacts with rough boundaries, *Phys. Rev. B* 53, 13074 (1996).
- [Brie96] O. Briere, J. Chroboczek, G. Ghibaudo, Random telegraph signals in the quasi-breakdown current of MOS capacitors, *Proc. ESSDERC'96*, 759 (1996).
- [Brie97] O. Briere, K. Barla, A. Halimaoui and G. Ghibaudo, Oscillatory behavior of the tunneling current in ultra thin gate dielectrics: influence of various physical and technological parameters, *Solid-St Electron.* 41, 987 (1997).

- [Bruy99] S. Bruyere, E. Vincent, G. Ghibaudo, Stress-Induced Leakage Current in very thin dielectric layers: some limitations to reliability extrapolation modeling, *Mic. Rel.* 39, 209 (1999).
- [Bruy00] S. Bruyère, PhD. Thesis Institut National Polytechnique de Grenoble, "Etude des mecanismes de degradation et de defaillance des oxydes ultra-minces -Application a la fiabilite des technologies CMOS sub-0.25 μm ", 2000.
- [Buch97] D. Buchanan, J. Stahis, E. Cartier and DiMaria, On the relationship between stress induced leakage currents and catastrophic breakdown in ultra-thin SiO_2 based dielectrics, *Mic. Eng.* 36, 329 (1997).
- [Bütt90] M. Büttiker, Quantized transmission of a saddle-point constriction, *Phys. Rev. B* 41, 7906 (1990).
- [Call84] R. Calligaro, Iterative determination of oxide thickness in MOS structures from one DC current/voltage pair, *Electronics Letters* 20, 70 (1984).
- [Camp85] D. Camporese and D. Pulfrey, The effect of metal work function on current conduction in metal-insulator-semiconductor tunnel junctions, *J. Appl. Phys.* 57, 373 (1985).
- [Card71] H. Card and E. Rhoderick, Studies of tunnel MOS diodes. I. Interface effects in silicon Schottky diodes, *J. Phys. D: Appl. Phys.* 4, 1589 (1971).
- [Card72] H. Card and E. Rhoderick, *Solid-St. Electron.* 15, 993 (1972).
- [Card79] H. Card and K. Ng, Tunneling in ultrathin SiO_2 layers on silicon: comments on dispersion relations for electrons and holes, *Solid State Comm.* 31, 877 (1979).
- [Cass00] E. Cassan, On the reduction of direct tunneling leakage through ultrathin gate oxides by a one-dimensional Schrodinger-Poisson solver, *J. Appl. Phys.* 87, 7931 (2000).
- [Cest01a] A. Cester, A. Paccagnella, J. Suñé and E. Miranda, Post-radiation-induced soft breakdown conduction properties as a function of temperature, *Appl. Phys. Lett.* 79, 1336 (2001).
- [Cest01b] A. Cester, L. Bandiera, J. Suñé, L. Boschiero, G. Ghidini and A. Paccagnella, A novel approach to quantum point contact for post soft breakdown conduction, *Proc. IEDM 2001*.
- [Chak93] P. Chakraborty and K. Ghatak, Interband tunneling in nonparabolic semiconductors in the presence of an electric field, *J. Appl. Phys.* 93, 3246 (1993).
- [Chan67] L. Chang, P. Stiles and L. Esaki, Electron tunneling between a metal and a semiconductor: Characteristics of $\text{Al-Al}_2\text{O}_3\text{-SnTe}$ and GeTe junctions, *J. Appl. Phys.* 38, 4440 (1967).
- [Chan82] A. Chandra and L. Eastman, Quantum mechanical reflection at triangular "planar-doped" potential barriers for transistors, *J. Appl. Phys.* 53, 9165 (1982).
- [Chan83] C. Chan, R. Brodersen and C. Hu, Direct and Fowler-Nordheim tunneling in thin gate oxide MOS structure, *INFOS'83*, 176 (1983).
- [Chen85] I. Chen, S. Holland and C. Hu, Electrical breakdown in thin gate and tunneling oxides, *IEEE Journal of Solid-St. Circuits* sc-20, 333 (1985).
- [Chen86] C. Chen and C. Wu, A characterization model for ramp-voltage-stressed I-V characteristics of thin thermal oxides grown on silicon substrate, *Solid-St Electron.* 29, 1059 (1986).
- [Chen98] C. Chen, W. William, L. Wilson and M. Smayling, Tunneling induced charge generation in SiO_2 thin films, *J. Appl. Phys.* 83, 3898 (1998).
- [Choi99] C. Choi, J. Goo, T. Oh, Z. Yu, and R. Dutton, C-V and gate tunneling current characterization of ultra-thin gate oxide MOS ($t_{ox}=1.3\text{-}1.8\text{ nm}$), *VLSI Technol. Symp.*, 94 (1999).
- [Chou97] A. Chou, K. Lai, K. Kumar, P. Chowdhury and J. Lee, Modeling of stress-induced leakage current in ultra-thin oxides with the trap-assisted tunneling mechanism, *Appl. Phys. Lett.* 70, 3407 (1997).
- [Chow65] C. Chow, Square-mean-root approximation for evaluating asymmetric tunneling characteristics, *J. Appl. Phys.* 36, 559 (1965).
- [Clar71] R. Clarke and J. Shewchun, *Solid-St. Electron* 14, 957 (1971).
- [Cost97] J. Costa-Krämer, Conductance quantization at room temperature in magnetic and nonmagnetic metallic nanowires, *Phys. Rev. B.* 55, R4875 (1997).
- [Crup98] F. Crupi, R. Degraeve, G. Groeseneken, T. Nigam and H. Maes, On the properties of the gate and substrate current after soft breakdown in ultrathin oxide layers, *IEEE Trans. Electron. Dev.* 45, 2329 (1998).
- [Dahl67] W. Dahlke and S. Sze, Tunneling in metal-oxide-silicon structures, *Solid-St Electron.* 10, 865 (1967).
- [Deal66] B. Deal, E. Snow and C. Mead, Barrier energies in Metal-Silicon Dioxide Silicon structures, *J. Phys. Chem. Solids*, 27, 1873 (1966).
- [Degr98] R. Degreve, G. Groeseneken, R. Bellens, J. Ogier, M. Depas, P. Roussel and H. Maes, *IEEE Trans. Electron. Dev.* 45, 904 (1998).
- [Degr00] R. Degraeve, B. Kaczer and G. Groeseneken, Reliability: a possible showstopper for oxide thickness scaling, *Semicond. Sci. Technol.* 15, 436 (2000).

- [DeKe80] R. Dekeersmaecker and D. DiMaria, Hole trapping in the bulk of SiO₂ layers at room temperature, *J. Appl. Phys.* 51, 532 (1980).
- [Depa94] M. Depas, R. Van Meirhaeghe, W. Laflere and F. Cardon, Electrical characteristics of Al/SiO₂/n-Si tunnel diodes with an oxide layer grown by rapid thermal oxidation, *Solid-St. Electron* 37, 433 (1994).
- [Depa95a] M. Depas, B. Vermeire, P. Mertens, R. Van Meirhaeghe and M. Heyns, Determination of tunnelling parameters in ultra-thin oxide layer poly-Si/SiO₂/Si structures, *Solid-St. Electron*. 38, 1465 (1995).
- [Depa95b] M. Depas, B. Vermeire, P. Mertens, M. Meuris and M. Heyns, Wear-out of ultra-thin gate oxides during high-field electron tunneling, *Semicond. Sci. Technol.* 10, 753 (1995).
- [Depa96] M. Depas, R. Degraeve, T. Nigam, G. Groeseneken and M. Heyns, Reliability of ultra-thin oxides below 3 nm in the direct tunneling regime, *Proc. SSDM '96, Yokohama, Japan 1996*, p.533.
- [Depa96b] M. Depas, T. Nigam, and M. Heyns, Soft breakdown of ultra-thin gate oxide layers, *IEEE Trans. Electron Devices* 43, 1499 (1996).
- [Depa97] M. Depas and M. Heyns, Relation between trap creation and breakdown during tunneling current stressing of sub 3 nm gate oxide, *Mic. Eng.* 36, 21 (1997).
- [DeSa00] B. De Salvo, G. Ghibaud, G. Pananakakis, B. Guillaumot and G. Reimbold, A general bulk-limited transport analysis of a 10 nm-thick oxide stress-induced leakage current, *Solid-St. Electron*. 44, 895 (2000).
- [DiMa95] D. DiMaria, E. Cartier, *J. Appl. Phys.* 78, 3883 (1995).
- [DiMa96] D. DiMaria, *Appl. Phys. Lett.* 68, 3004 (1996).
- [DiMa01] D. DiMaria and J. Stathis, Anode hole injection, defect generation, and breakdown in ultrathin silicon dioxide films, *J. Appl. Phys.* 89, 5015 (2001).
- [Duke69] J. Duke, *Tunneling in solids*, Clarendon Press, 1969.
- [Dumi93] D. Dumin, J. Maddux, Correlation of stress-induced leakage current in thin oxides with trap generation inside the oxides, *IEEE Trans. Electron Devices* 40, 986 (1993).
- [Dumi94] D. Dumin, J. Cooper, J. Maddux, R. Scott and D. Wong, Low-level leakage currents in thin silicon oxide films, *J. Appl. Phys.* 76, 319 (1994).
- [Duon85] A. Duong and A. Nassibian, Determination of aluminum-silicon dioxide and silicon-silicon dioxide barrier heights in a metal-tunnel insulator-silicon system, *J. Appl. Phys.* 57, 1256 (1985).
- [Dwyer69] H. O'Dwyer, Theory of high field conduction in a dielectric, *J. Appl. Phys.* 40, 3887 (1969).
- [Econ81] E. Economou and C. Soukoulis, *Phys. Rev. Lett.* 46, 618 (1981).
- [El-Idiy93] A. El-Idiy, G. Salace, C. Petit, M. Jourdain and D. Vuillaume, Study of defects induced by high-electric-field stress into a thin gate oxide (11 nm) of metal-oxide-semiconductor capacitors, *J. Appl. Phys.* 74, 1124 (1993).
- [Elrh94] S. Elrhbarbi, M. Jourdain and A. Meinertzhagen, Effect of tunneling electrons in Fowler-Nordheim regime on the current-voltage characteristics and model of degradation of metal-oxide-semiconductor capacitors, *J. Appl. Phys.* 76, 1013 (1994).
- [Endo99] T. Endoh, T. Chiba, H. Sakuraba, M. Lenski and F. Masuoka, A quantitative analysis of stress-induced leakage currents and extraction of trap properties in 6.8nm ultrathin silicon dioxide films, *J. Appl. Phys.* 86, 2095 (1999).
- [Engq81] H. Engquist and P. Anderson, *Phys. Rev. Lett.* 47, 882 (1981).
- [Esak57] L. Esaki, *Phys. Rev.* 109, 603 (1957).
- [Esak66] L. Esaki and P. Stiles, New type of negative resistance in barrier tunneling, *Phys. Rev. Lett.* 16, 1108 (1966).
- [Faig96] A. Faigón and F. Campabadal, A semi-empirical model for the tunnel current-voltage characteristics in Al-SiO₂-Si(p) structures, *Solid-St. Electron*. 39, 251 (1996).
- [Faza87] P. Fazan, M. Dutoit, C. Martín and M. Illegems, Charge generation in thin SiO₂ polysilicon-gate MOS capacitors, *Solid-St Electron*. 30, 829 (1987).
- [Fazl91] S. Fazlul Kabier, M. Khan, M. Alam, Application of quantum mechanical wave impedance in the solution of Schrodinger's equation in quantum wells, *Solid-St Electron*. 34, 1466 (1991).
- [Fisc82] M. Fischetti, R. Gastaldi, F. Maggioni, and A. Modelli, Positive charge effects on the flatband voltage shift during avalanche injection on Al-SiO₂-Si capacitors, *J. Appl. Phys.* 53, 3129 (1982).
- [Fisc88] M. Fischetti and D. DiMaria, Hot electrons in SiO₂: ballistic to steady-state transport, M. Fischetti and D. DiMaria, *Solid-St. Electron*. 31, 629 (1988).
- [Fish61] J. Fisher and I. Giaever, Tunneling through thin insulating layers, *J. Appl. Phys.* 32, 172 (1961)
- [Flee93] D. Fleetwood, P. Winokur, R. Reber, T. Meesenheimer, J. Schwank, M. Shaneyfelt and L. Riewe, Effects of oxide traps, interface traps, and "border traps" on metal-oxide-semiconductor devices, *J. Appl. Phys.* 73, 5058 (1993).

- [Fowl28] R. Fowler and L. Nordheim, Electron emission in intense electric field, Proc. Roy. Soc. (London) A119, 173 (1928).
- [Fran56] W. Franz, *Handbuch der Physik*, (Edited by S. Flugge), Vol. XVII, p. 155, Springer, Berlin (1956).
- [Fran61] D. Frankl, Some effects of material parameters on the design of surface space-charge varactors, Solid-St. Electron. 2, 71 (1961).
- [Fren30] J. Frenkel, Phys. Rev. 36, 1604 (1930).
- [Fren32] J. Frenkel and A. Joffe, Phys. X. Sowjetunion 1, 60 (1932).
- [Garc96] P. García-Mochales, P. Serena, N. García, and J. Costa-Krämer, Conductance in disordered nanowires: Forward and backscattering, Phys. Rev. B 53, 10268 (1996).
- [Ghet00] A. Ghetti, M. Alam, J. Bude, D. Monroe, E. Sangiorgi and H. Vaidya, Stress induced leakage current analysis via quantum yield experiments, IEEE Trans. Electron Dev. 47, 1341 (2000).
- [Giav69] J. Giaver, Ch. 3 en Tunneling Phenomena in Solids, E. Bursten and S. Lundqvist, ed., (Plenum Press, New York, 1969).
- [Gild88] G. Gildenblat, C. Huang and S. Grot, Temperature dependence of electron trapping in metal-oxide-semiconductor devices as a function of the injection mode, J. Appl. Phys. 64, 2150 (1988).
- [Gepp62] D. Geppert, Space-charge-limited tunnel emission into an insulating film, J. Appl. Phys. 33, 2993 (1962).
- [Gepp63] D. Geppert, Theoretical shape of metal-insulator-metal potential barriers, J. Appl. Phys. 34, 490 (1963).
- [Gimz87] J. Gimzewski and R. Möller, Transition from the tunneling regime to point contact studied using scanning tunneling microscopy, Phys. Rev. B 36, 1284 (1987).
- [Gonz96] P. González and M. Gómez, Effective mass dependence on the wave number and the energy in semiconductors, Semicond. Sci. Technol. 11, 1251 (1996).
- [Gogu98] D. Goguenheim, A. Bravaix, D. Vuillaume, F. Mondon, P. Candelier, M. Jourdain, and A. Meinertzhagen, Experimental study of the quasi-breakdown failure mechanism in 4.5 nm-thick SiO₂ oxides, Proc. 9th Workshop Dielectrics in Microelectronics, Toulouse, 1998, p.5.
- [Grab92] *Single Charge Tunneling*, edited by H. Grabert and M. Devoret, NATO ASI Series, 1992.
- [Grov65] A. Grove, B. Deal, E. Snow, and C. Sah, Investigation of thermally oxidized silicon surfaces using metal-oxide-semiconductor structures, Solid-St. Electron. 8, 145 (1965).
- [Gund66] K. Gundlach, Zur berechnung des tunnelstroms durch eine trapezförmige potentialstufe, Solid-St. Electron. 9, 949 (1966).
- [Gund67] K. Gundlach and G. Heldmann, The effect of the E(k)-relation on tunneling through asymmetric barriers, Phys. stat. sol. 21, 575 (1967).
- [Gund71] K. Gundlach and J. Holzl, Logarithmic conductivity of Al-Al₂O₃-Al tunneling junctions produced by plasma- and by thermal oxidation, Surf. Sci. 27, 125 (1971).
- [Gund72] K. Gundlach and J. Antula, Thin Solid Films 11, 401 (1972).
- [Gund73a] K. Gundlach and J. Kadlec, Determination of the dispersion relation in tunnel structures: influence of the barrier shape and validity of the WKB approximation, Solid-St. Electron. 16, 787 (1973).
- [Gund73b] K. Gundlach, Theory of metal-insulator-metal tunneling for a simple two-band model, J. Appl. Phys. 44, 5005 (1973).
- [Habi80] S. Habib and J. Simmons, Analytical expressions for tunnel currents in metal-insulator-metal (MIM) and metal-insulator-semiconductor (MIS) structures in a two-band model, Solid-St. Electron. 23, 87 (1980).
- [Hadj01] A. Hadjadj, G. Salace and C. Petit, Fowler-Nordheim conduction in polysilicon (n⁺)-oxide-silicon (p) structures: Limit of the classical treatment in the barrier height determination, J. Appl. Phys. 89, 7994 (2001).
- [Hajt91] J. Hajto, A. Owen, S. Gage, A. Snell, P. LeComber, and M. Rose, Quantized electron transport in amorphous-silicon memory structures, Phys. Rev. Lett. 66, 1918 (1991).
- [Hali97] A. Halimaoui, O. Büttère, and G. Ghibaudo, Quasi-breakdown in ultrathin gate dielectrics, Mic. Eng. 36, 157 (1997).
- [Hara77] E. Harari, Conduction and trapping of electrons in highly stressed ultrathin films of thermal SiO₂, Appl. Phys. Lett. 30, 601 (1977).
- [Hart64a] T. Hartman, Tunneling through asymmetric barriers, J. Appl. Phys. 35, 3283 (1964).
- [Hart64b] T. Hartman and J. Chivian, Electron tunneling through thin aluminum oxide films, Phys. Rev. 134, A1094 (1964).
- [Harri61] W. Harrison, Tunneling from an independent-particle point of view, Phys. Rev. 123, 85 (1961).
- [Hars78] A. Harstein and Z. Weinberg, On the nature of the image force in quantum mechanics with application to photon assisted tunneling and photoemission, J. Phys. C: Solid State Phys. 11, 1A69 (1978).

- [Hebe96] K. Hebert, S. Zafar, E. Irene, R. Kuehn, T. McCarthy and E. Demirlioglu, Measurement of the refractive index of thin SiO₂ films using tunneling current oscillations and ellipsometry, *Appl. Phys. Lett.* 68, 266 (1996).
- [Hebe97] K. Hebert and E. Irene, Fowler-Nordheim tunneling current oscillations at metal/oxide/Si interfaces, *J. Appl. Phys.* 82, 291 (1997).
- [Helm88] C. Helms, *The Si-SiO₂ System*, Materials science monographs 32, p. 77. Editor Pieter Balk, Elsevier (1988).
- [Hens99] W. Henson, K. Ahmed, E. Vogel, J. Hauser, J. Wortman, R. Venables, M. Xu and D. Venables, Estimating oxide thickness of tunnel oxides down to 1.4nm using conventional capacitance-voltage measurements on MOS capacitors, *IEEE Electron Dev. Lett.* 20, 179 (1999).
- [Hiro93] M. Hirose, M. Hiroshima, T. Yasaka, M. Takakura and S. Miyazaki, Ultra-thin gate oxide growth on hydrogen-terminated silicon surfaces, *Mic. Eng.* 22, 3 (1993).
- [Holla84] S. Holland, I. Chen, T. Ma and C. Hu, On physical models for gate oxide breakdown, *IEEE Electron Dev. Lett.* EDL-5, 302 (1984).
- [Holm35a] R. Holm and B. Kirschstein, *Phys. Z.* 36, 882 (1935).
- [Holm35b] R. Holm and B. Kirschstein, *Z. Tech. Phys.* 16, 488 (1935).
- [Holm51] R. Holm, The electric tunnel effect across thin insulator films in contacts, *J. Appl. Phys.* 22, 569 (1951).
- [Hori85] S. Horiguchi and H. Yoshino, Evaluation of interface potential barrier heights between ultrathin silicon oxides and silicon, *J. Appl. Phys.* 58, 1597 (1985).
- [Houn93] M. Houn, Y. Wang and H. Chen, An energy- and spatial-dependent effective mass approach for resonant interband tunneling devices, *J. Appl. Phys.* 74, 7379 (1993).
- [Houn99] M. Houn, Y. Wang and W. Chang, Current transport mechanism in trapped oxides: A generalized trap-assisted tunneling model, *J. Appl. Phys.* 86, 1488 (1999).
- [Hous98a] M. Houssa, T. Nigam, P. Mertens, and M. Heyns, Soft breakdown in ultrathin gate oxides: Correlation with the percolation theory of nonlinear conductors, *Appl. Phys. Lett.* 73, 514 (1998).
- [Hous98b] M. Houssa, T. Nigam, P. Mertens and M. Heyns, Model for the current-voltage characteristics of ultrathin gate oxides after soft breakdown, *J. Appl. Phys.* 84, 4351 (1998).
- [Hous99] M. Houssa, T. Nigam, P. Mertens and M. Heyns, Effect of extreme surface roughness on the electrical characteristics of ultra-thin gate oxides, *Solid-St. Electron.* 43, 159 (1999).
- [Hsue84] F. Hsueh and L. Faraone, Two-carrier conduction in MOS tunnel oxides-I Experimental results, *Solid-St. Electron.* 27, 499 (1984).
- [Hsu97] D. Hsu, Effects of the series resistance on Fowler-Nordheim tunneling oscillations, *Solid-St. Electron.* 41, 513 (1997).
- [Hu80] G. Hu and W. Johnson, Relationship between trapped holes and interface states in MOS capacitors, *Appl. Phys. Lett.* 36, 590 (1980).
- [Hu87] P. Hu, One-dimensional quantum electron system under a finite voltage, *Phys. Rev. B* 35, 4078 (1987).
- [Hu95] C. Hu, D. Kencke, S. Banerjee, B. Bandyopadhyay, E. Ibok and S. Garg, Determining effective dielectric thicknesses of metal-oxide-semiconductor structures in accumulation mode, *Appl. Phys. Lett.* 66, 1638 (1995).
- [Huan89] C. Huang, S. Grot, G. Goldenblat and V. Bolkhovskiy, Charge trapping and dielectric breakdown in MOS devices in 77-400 K temperature range, *Solid-St. Electron.* 32, 767 (1989).
- [Hury66] Z. Hurych, Influence of non-uniform thickness of dielectric layers on capacitance and tunnel currents, *Solid-St. Electron.* 9, 967 (1966).
- [Ielm00a] D. Ielmini, A. Spinelli, M. Rigamonti and A. Lacaita, Modeling of SILC based on electron and hole tunneling-Part I: Transient effects, *IEEE Trans. Electron Dev.* 47, 1258 (2000).
- [Ielm00b] D. Ielmini, A. Spinelli, M. Rigamonti and A. Lacaita, Modeling of SILC based on electron and hole tunneling-Part II: Steady state, *IEEE Trans. Electron Dev.* 47, 1266 (2000).
- [Imry86] Y. Imry, in *Directions in Condensed Matter Physics*, ed. by G. Grinstein and G. Masenko (World Scientific, Singapore, 1986), p. 101.
- [Itak99] K. Itakura, K. Yuki, S. Kurokawa, H. Yasuda, and A. Sakai, Bias dependence of the conductance of Au nanocontacts, *Phys. Rev. B* 60, 11163, (1999).
- [Itsu91] M. Isumi, Positive and negative charging of thermally grown SiO₂ induced by Fowler-Nordheim emission, *J. Appl. Phys.* 52, 3491 (1981).
- [Itsu93] M. Isumi, N. Shiono and M. Shimaya, Influence of polysilicon gate formation conditions on thin gate oxide(4-6) dielectric and charging properties, *J. Appl. Phys.* 73, 7515 (1993).
- [Jaha97] C. Jahan, K. Barla and G. Ghibaudo, Investigation of stress induced leakage current in CMOS structures with ultra-thin gate dielectrics, *Mic. Rel.* 37, 1529 (1997).

- [Jaha98] C. Jahan, Etude des mecanismes de defaillance des dielectriques de grille minces pour les technologies CMOS avancees, Tesis de Doctorado de l'Institut National Polytechnique de Grenoble (1998).
- [Jaha99] C. Jahan, S. Bruyere, G. Ghibaudo, E. Vincent, K. Barla, Model for the oxide thickness dependence of SII.C generation based on anode hole injection process, Proc. ESREF99/Microelec. Reliab. 39, 791 (1999).
- [Jans80] A. Jansen, A. van Gelder and P. Wyder, J. Phys. C: Solid St. Phys. 13, 6073 (1980).
- [Jans87] A. Jansen, P. Wyder and H. van Kempen, Europhysic News 18, 21 (1987).
- [Kamo98] S. Kamohara, D. Park, C. Hu, Deep-Trap SII.C (Stress induced leakage current) model for nominal and weak oxides, Proc. IRPS'98, 1998.
- [Kane57] E. Kane, J. Phys. Chem. Solids 1, 249 (1957).
- [Kane98] B. Kane, G. Facer, A. Dzurak, N. Lumpkin, R. Clark, L. Pfeiffer and K. West, Quantized conductance in quantum wires with gate-controlled width and electron density, Appl. Phys. Lett. 72, 3506 (1998).
- [Kar74] S. Kar, Appl. Phys. Lett. 25, 587 (1974).
- [Kash78] I. Kashat and N. Klein, J. Appl. Phys. 48, 5217 (1978).
- [Kasp77] L. Kasprzak, R. Laibowitz and M. Ohring, Dependence of the Si-SiO₂ barrier height on SiO₂ thickness in MOS tunnel structures, J. Appl. Phys. 48, 4281 (1977).
- [Khai00] Khairurrijal, W. Mizubayashi, S. Miyazaki and M. Hirose, Analytic model of direct tunnel current through ultrathin gate oxides, J. Appl. Phys. 87, 3000 (2000).
- [Khal00] Y. Khilifi, K. Kassmi, L. Roubi and R. Maimouni, Modeling of current-voltage characteristics of metal/ultra-thin oxide/semiconductor structures, Eur. Phys. J. App. Phys. 9, 239 (2000).
- [Khon88] A. Khondker, M. Khan and A. Anwar, Transmission line analogy of resonance tunneling phenomena. The generalized impedance concept, J. Appl. Phys. 63, 5191 (1988).
- [Kies97] R. Kies, G. Ghibaudo and G. Pananakakis, Impact of oxide charge buildup on Fowler-Nordheim tunneling current characteristics in a MOS structure, Mic. Eng. 36, 267 (1997).
- [Klei82] N. Klein, Electrical breakdown of insulators by one-carrier impact ionization, J. Appl. Phys. 53, 5828 (1982).
- [Klei88] N. Klein, Breakdown mechanisms of thermally grown silicon dioxide at high electric fields, J. Appl. Phys. 63, 970 (1988).
- [Krie81] G. Krieger and R. Swanson, Fowler-Nordheim electron tunneling in thin Si-SiO₂-Al structures, J. Appl. Phys. 52, 5710 (1981).
- [Ku94] P. Ku and D. Schroder, Charges trapped throughout the oxide and their impact on the Fowler-Nordheim current in MOS devices, IEEE Trans. on Electron Dev. 41, 1669 (1994).
- [Kuma91] A. Kumar and P. Bagwell, Evolution of the quantized ballistic conductance with increasing disorder in narrow-wire arrays, Phys. Rev. B 44, 1747 (1991).
- [Kurt70] S. Kurtin, T. McGill and C. Mead, Tunneling currents and the E-k relation, Phys. Rev. Lett. 25, 756 (1970).
- [Kran93] J. Krais, C. Muller, I. Yanson, Th. Govaert, R. Hesper, and J. van Ruitenbeck, One-atom point contacts, Phys. Rev. B 48, 14721 (1993).
- [Kran95] J. Krais, J. van Ruitenbeck, V. Fisum, I. Yanson and L. de Jongh, Nature 375, 767 (1995).
- [Lai95] K. Lai, W. Chen, M. Hao, J. Lee, M. Gardner and J. Fulford, Appl. Phys. Lett. 67, 673 (1995).
- [Land57] R. Landauer, Spatial variation of currents and fields due to localized scatterers in metallic conduction, IBM J. Res. Develop. 1, 223 (1957).
- [Land70] R. Landauer, Electrical resistance of disordered one-dimensional lattices, Phil. Mag. 21, 863 (1970).
- [Lebl93] Y. Leblebici and S. Kang, en *Hot-carrier reliability of MOS VLSI circuits*, Kluwer Academic Publishers (1993).
- [Lee93] K. Lee and S. Campbell, The kinetics of the oxide charge trapping and breakdown in ultrathin silicon dioxide, J. Appl. Phys. 73, 4434 (1993).
- [Lee94] S. Lee, B. Cho, J. Kim, and S. Choi, Quasibreakdown of ultrathin gate oxide under high field stress, Proc. IEDM, 1994, p. 605.
- [Lena97] P. Lenahan, J. Conley and B. Wallace, A model of hole trapping in SiO₂ films on silicon, J. Appl. Phys. 81, 6822 (1997).
- [Lenz69] M. Lenzlinger and E. Snow, Fowler-Nordheim tunneling into thermally grown SiO₂, J. Appl. Phys. 40, 278 (1969).
- [Lewi66] G. Lewicki and C. Mead, Experimental determination of E-k relationship in electron tunneling, Phys. Rev. Lett. 16, 939 (1966).
- [Lian83] M. Lian, C. Chang, Y. Yeow, C. Hu and R. Brodersen, Creation and termination of substrate deep depletion in thin oxide MOS capacitors by charge tunneling, IEEE Electron Dev. Lett. EDL-4, 350 (1983).
- [Lind62] R. Lindner, Semiconductor surface varactor, Bell Syst. Tech. J. 41, 803 (1962).

- [Lomb98] S. Lombardo, F. Crupi, A. La Magna, C. Spinella, A. Terrasi, A. La Mantia, and B. Neri, Electrical and thermal transient during dielectric breakdown of thin oxides in metal-SiO₂-silicon capacitors, *J. Appl. Phys.* 84, 472 (1998).
- [Lomb99] S. Lombardo, A. La Magna, C. Spinella, C. Gerardi and F. Crupi, Degradation and hard breakdown transient of thin gate oxides in metal-SiO₂-Si capacitors: dependence on oxide thickness, *J. Appl. Phys* 86, 6382 (1999).
- [Lope91] J. Lopez-Villanueva, J. Jimenez-Tejada, P. Cartujo, J. Bausells and J. Carceller, Analysis of the effects of constant-current Fowler-Nordheim-tunneling injection with charge trapping inside the potential barrier, *J. Appl. Phys.* 70, 3712 (1991).
- [Lu99] Q. Lu, K. Cheung, N. Ciampa, C. Chang, J. Colonell, W. Lai, R. Liu, J. Miner, H. Waydya, C. Pai, J. Clemons, *Proc. IEEE IRPS 99*, 396 (1999).
- [Lude98] R. Ludeke, H. Wen and A. Schenk, Quantum interference in SiO₂: A conduction-band mass reappraisal, *Appl. Phys. Lett.* 73, 1221 (1998).
- [Ma74] T. Ma and R. Barker, *J. Appl. Phys.* 45, 317 (1974).
- [Maha00] S. Mahapatra, C. Parikh, V. Rangopal Rao, C. Viswanathan and J. Vasi, *IEEE Trans. Electron. Dev.* 47, 789 (2000).
- [Majk90] B. Majkusiak, Gate tunnel current in an MOS transistor, *IEEE Trans. Electron Dev.* 37, 1087 (1990).
- [Majk93a] B. Majkusiak and A. Strojwas, *J. Appl. Phys.* 74, 5638 (1993).
- [Majk93b] B. Majkusiak and A. Strojwas, Influence of oxide thickness nonuniformities on the tunnel current-voltage and capacitance-voltage characteristics of the metal-oxide-semiconductor system, *J. Appl. Phys.* 74, 5638 (1993).
- [Mao00a] L. Mao, C. Tan and M. Xu, Thickness measurements for ultrathin-film insulator metal-oxide-semiconductor structures using Fowler-Nordheim tunneling current oscillations, *J. Appl. Phys.* 88, 6560 (2000).
- [Mao00b] L. Mao, C. Tan and M. Xu, Study of Fowler-Nordheim tunneling current oscillations of thin insulator MOS structure by wave interference method, *Solid-St. Electron.* 44, 1501 (2000).
- [Mase74a] J. Maserjian, Tunneling in thin MOS structures, *J. Vac. Sci. Technol.* 11, 996 (1974).
- [Mase74b] J. Maserjian and G. Petersson, Tunneling through thin MOS structures: Dependence on energy (E-k), *Appl. Phys. Lett.* 25, 50 (1974).
- [Mase82] J. Maserjian and N. Zamani, Behavior of the Si/SiO₂ interface observed by Fowler Nordheim tunneling, *J. Appl. Phys.* 53, 559 (1982).
- [Mase88] J. Maserjian, Historical perspective on tunneling in SiO₂, in *The physics and Chemistry of SiO₂ and the Si-SiO₂ interface*, edited by C. Helms and B. Deal, Plenum Press, 1988, p.497.
- [Mats96] N. Matsukawa, S. Yamada, K. Amemiya and H. Hazama, A hot hole-induced low-level leakage current in thin silicon dioxide films, *Trans. Electron Dev.* 43, 1924 (1996).
- [Maxw04] J. Maxwell, in *A treatise on electricity and magnetism*, (Oxford, Clarendon), 1904.
- [Mazu66] R. Mazur and D. Dickey, A spreading resistance technique for resistivity measurements on silicon, *J. Electrochem. Soc.* 113, 255 (1966).
- [McPh98] J. McPherson and H. Mogul, Underlying physics of the thermochemical E model in describing low-field time-dependent dielectric breakdown in SiO₂ thin films, *J. Appl. Phys.* 84, 1513 (1998).
- [McPh00] J. MacPherson and R. Khamankar, Molecular model for intrinsic time-dependent dielectric breakdown in SiO₂ dielectrics and the reliability implications for hyper-thin gate oxide, *Semicond. Sci. Technol.* 15, 462 (2000).
- [Meyer63] D. Meyerhofer and S. Ochs, Current flow in very thin films of Al₂O₃ and BeO, *J. Appl. Phys.* 34, 2535 (1963).
- [Mira97a] E. Miranda, A. Faigón, and F. Campabadal, Analysis of experimental current oscillations in MOS structures using a semi-empirical tunneling model, *Solid-St. Electron* 41, 67 (1997).
- [Mira97b] E. Miranda, G. Redin and A. Faigón, An effective-field approach for the Fowler-Nordheim tunneling current through a metal-oxide-semiconductor charged barrier, *J. Appl. Phys.* 82, 1262 (1997).
- [Mira98a] E. Miranda, R. Rodríguez, J. Sufé, M. Nafria, and X. Aymerich, Switching behavior of the soft breakdown conduction characteristics in ultrathin SiO₂ layers, *Proc. IEEE IRPS, Reno, 1998*, p. 42.
- [Mira99c] E. Miranda, J. Sufé, R. Rodríguez, M. Nafria, and X. Aymerich, Switching events in the soft breakdown I-t characteristics of ultra-thin SiO₂ layers, *Mic. Rel.* 39, 161 (1999).
- [Mira99a] E. Miranda, J. Sufé, R. Rodríguez, M. Nafria, and X. Aymerich, A function-fit model for the soft breakdown failure mode, *IEEE Electron Device Letters* 20, 265 (1999).
- [Mira99b] E. Miranda, J. Sufé, R. Rodríguez, M. Nafria, and X. Aymerich, Detection and fitting of the soft breakdown failure mode in MOS structures, *Solid-St. Electron.* 43, 1801 (1999).

- [Mira99c] E. Miranda, J. Suñé, R. Rodríguez, M. Nafria and X. Aymerich, A common framework for soft and hard breakdown in ultrathin oxides based on the theory of point contact conduction, *Mic. Eng.* 48, 171 (1999).
- [Mira00b] E. Miranda and J. Suñé, Modeling the conduction characteristics of broken down gate oxides in MOS structures, *Mic. Rel.* 40, 1599 (2000).
- [Mira99d] E. Miranda, Tesis Doctoral en Ingeniería Electrónica, Universidad Autónoma de Barcelona, España, 1999.
- [Mira00a] E. Miranda, J. Suñé, R. Rodríguez, M. Nafria, X. Aymerich, L. Fonseca and F. Campabadal, *IEEE Trans. Electron Dev.* 47, 82 (2000).
- [Mira01a] E. Miranda and J. Suñé, Analytic modeling of leakage current through multiple breakdown paths in SiO₂ films, *Proc. IRPS 2001*, Orlando, USA, p. 367-379.
- [Mira01b] E. Miranda, J. Suñé and X. Oriols, Linear and non-linear conduction regimes in broken down gate oxides, *Journal of Non-Crystalline Solids* 280, 132 (2001).
- [Mira02] E. Miranda, G. Redin and A. Faigón, Modeling of the I-V characteristics of high-field stressed MOS structures using a Fowler-Nordheim-type tunneling expression, *Mic. Rel.* 42, 935 (2002).
- [Moaz92] R. Moazzami, C. Hu, Stress-induced current in thin silicon dioxide films, *Proc. IEDM*, 139 (1992).
- [Mode87] A. Modelli, Valence band electron tunneling in metal-oxide-silicon structures *Appl. Surf. Sci. INFOS'87*, p. 298 (1987).
- [Moll59] J. Moll, Variable capacitance with large capacity change, *Wescon Conv. Rec.*, Pt. 3, p. 32 (1959).
- [Mora93] J. Moragues, J. Qualid, R. Jerisian and E. Ciantar, Effects of high field electron injection into the gate oxide of P-channel metal-oxide-semiconductor transistors, *J. Appl. Phys.* 74, 5078 (1993).
- [Mott79] N. Mott and E. Davis, in *Electronic Processes in Non-Crystalline Materials*, (Clarendon, Oxford, 1979).
- [Mozo97] J. Mozos, C. Wan, G. Taraschi, J. Wang, and H. Guo, Quantized conductance of Si atomic wires, *Phys. Rev. B* 56, R4351 (1997).
- [Mui89] D. Mui, M. Patil, J. Chen, S. Agarwala, N. Kumar and H. Morkoc, Modeling of the I-V characteristics of single and double barrier tunneling diodes using a k.p band model, *Solid-St. Electron.* 32, 1025 (1989).
- [Murp56] E. Murphy and R. Good, Thermionic emission, field emission, and the transition region, E. Murphy and R. Good, *Phys. Rev.* 102, 1464 (1956).
- [Naga84] K. Nagai and Y. Hayashi, Field controlled charge trapping in tunnel oxides, *Appl. Phys. Lett.* 44, 910 (1984).
- [Naga94] S. Nagano, M. Tsukiji, K. Ando, E. Hasegawa and A. Ishitani, Mechanism of leakage current through the nanoscale SiO₂ layer, *J. Appl. Phys.* 75, 3530 (1994).
- [Naru88] D. Naruke, S. Taguchi and M. Wada, *Proc. IEDM 1988*, p. 424.
- [Nass85] A. Nassibian and A. Duong, Determination of tunneling transmission probability through thin oxide layer in a tunnel MIS system, *Appl. Surf. Sci.* 22, 1011 (1985).
- [Ng80] K. Ng and H. Card, Asymmetry in the SiO₂ tunneling barriers to electrons and holes, *J. Appl. Phys.* 51, 2153 (1980).
- [Nguy87] T. Nguyen, P. Olivo and B. Ricco, A new failure mode of very thin (<50Å) thermal SiO₂ films, *Proc. IRPS '87*, 66 (1987).
- [Nico65] E. Nicollian, and A. Goetzberger, MOS conductance technique for measuring surface state parameters, *Appl. Phys. Lett.* 7, 216 (1965).
- [Nico82] E. Nicollian and J. Brews, *MOS (Metal Oxide Semiconductor) Physics and Technology*, J. Wiley (1982).
- [Nico99] P. Nicollian, M. Rodder, D. Grider, P. Chen, R. Wallace, S. Hattangady, Low voltage stress-induced-leakage-current in ultrathin gate oxides, *Proc. IRPS*, 400 (1999).
- [Nico71] E. Nicollian, C. Berglund, P. Schmidt and J. Andrews, Electrochemical charging of thermal SiO₂ films by injected electrons currents, *J. Appl. Phys.* 42, 5654 (1971).
- [Niko94] K. Nikolic and A. MacKinnon, Conductance and conductance fluctuations of narrow disordered quantum wires, *Phys. Rev. B* 50, 11008 (1994).
- [Niga99] T. Nigam, PhD Thesis, Growth kinetics, electrical characterization and reliability study of sub-5 nm gate dielectrics, Katholieke Universiteit Leuven.
- [Niga00] T. Nigam, F. Crupi, R. Degraeve, M. Heyns, G. Groeseneken, H. Maes, An inelastic quantum tunneling model for current conduction after soft-breakdown, *Proc. SISC* (1999).
- [Ning78] T. Ning, *J. Appl. Phys.* 49, 5997 (1978).
- [Nish00] K. Nishiguchi and S. Oda, Conductance quantization in nanoscale vertical structure silicon field-effect transistors with a wrap gate, *Appl. Phys. Lett.* 76, 2922 (2000).
- [Niss83a] Y. Nissan-Cohen, J. Shappir and D. Frohman-Bentchkowsky, Characterization of simultaneous bulk and interface high-field trapping effects in SiO₂, *Proc. IEDM*, p. 182 (1983).
- [Niss85] Y. Nissan-Cohen, J. Shappir and D. Frohman-Bentchkowsky, Measurement of Fowler-Nordheim tunneling currents in MOS structures under charge trapping conditions, *Solid-St. Electron.* 28, 717 (1985).

- [Niss83b] Y. Nissan-Cohen, J. Shappir and D. Frohman-Bentchkowsky, High field current induced-positive charge transients in SiO₂, *J. Appl. Phys.* 54, 5793 (1983).
- [Niss85b] J. Shappir and D. Frohman-Bentchkowsky, Dynamic model of trapping-detrapping in SiO₂, Y. Nissan-Cohen, *J. Appl. Phys.* 58, 2252 (1985).
- [Niss85c] Y. Nissan-Cohen, J. Shappir and D. Frohman-Bentchkowsky, *Solid-St. Electron* 28, 717 (1985).
- [Niss86] Y. Nissan-Cohen, J. Shappir and D. Frohman-Bentchkowsky, Trap generation and occupation dynamics in SiO₂ under charge injection stress, *J. Appl. Phys.* 60, 2024 (1986).
- [Nord32] L. Nordheim, *Z. Phys.* 75, 434 (1932).
- [Oh88] S. Oh and Y. Yeow, A modification to the Fowler-Nordheim tunneling current calculation for thin MOS structures, *Solid-St. Electron.* 31, 1113 (1988).
- [Oh89] S. Oh and Y. Yeow, Voltage shifts of Fowler-Nordheim tunneling J-V plots in thin gate oxide MOS structures due to trapped charges, *Solid-St. Electron.* 32, 507 (1989).
- [Ohni98] H. Ohnishi, Y. Kondo, and K. Takayanagi, Quantized conductance through individual rows of suspended gold atoms, *Nature* 395, 780 (1998).
- [Okad94] K. Okada, S. Kawasaki, and Y. Hirofuji, New experimental findings on stress induced leakage current of ultra thin silicon dioxides, in *Ext. Abst. SSDM, Tokyo, 1994*, p. 565.
- [Okad97] K. Okada and K. Taniguchi, Electrical stress-induced variable range hopping conduction in ultrathin silicon dioxides, *Appl. Phys. Lett.* 70, 351 (1997).
- [Oles94] L. Olesen, E. Lægsgaard, I. Stensgaard, F. Besenbacher, J. Schiøtz, P. Stoltze, K. Jacobsen and J. Nørskov, Quantized conductance in an atom-sized point contact, *Phys. Rev. Lett.* 94, 2251 (1994).
- [Oliv83] P. Olivo, B. Ricco and E. Sangiomi, Electron trapping/detrapping within thin SiO₂ films in the high field tunneling regime, *J. Appl. Phys.* 54, 5267 (1983).
- [Oliv88] P. Olivo, T. Nguyen and B. Ricco, High-field-induced degradation in ultra-thin SiO₂ films, *IEEE Trans. Electron Dev.* 35, 2259 (1988).
- [Oliv91] P. Olivo and J. Suñé, Determination of the Si-SiO₂ barrier height from the Fowler-Nordheim plot, *IEEE Electron Dev. Lett.* 12, 620 (1991).
- [O'Ne86] A. O'Neill, An explanation of the asymmetry in electron and hole tunnel currents through ultra-thin SiO₂ films, *Solid-State Electron.* 29, 305 (1986).
- [Oppc28] J. Oppenheimer, *Phys. Rev.* 31, 66 (1928).
- [Pana97] G. Pananakakis, G. Ghibaudo, C. Papadas, E. Vincent and R. Kies, Generalized trapping kinetic model for the oxide degradation after Fowler-Nordheim uniform gate stress, *J. Appl. Phys.* 82, 2548 (1997).
- [Pana95] G. Pananakakis, G. Ghibaudo, R. Kies and G. Papadas, *J. Appl. Phys.* 78, 2635 (1995).
- [Papa91] C. Papadas, P. Morfouli, G. Ghibaudo and G. Pananakakis, Analysis of the trapping characteristics of silicon dioxide after Fowler-Nordheim degradation, *Solid-St. Electron.* 34, 1375 (1991).
- [Park68] G. Parker and C. Mead, Energy-momentum relationship in InAs, *Phys. Rev. Lett.* 21, 605 (1968).
- [Park98] Y. Park and D. Schroder, Degradation of thin tunnel gate oxide under constant Fowler-Nordheim current stress for a flash EEPROM, *Trans. Electron Dev.* 45, 1361 (1998).
- [Pasc93] J. Pascual, J. Méndez, J. Gómez-Herrero, A. Baró, N. García, and Vu Thien Binh, Quantum contact in gold nanostructures by scanning tunneling microscopy, *Phys. Rev. Lett.* 71, 1852 (1993).
- [Pate94] N. Patel, A. Toriumi, Stress-Induced leakage current in ultrathin SiO₂ films, *Appl. Phys. Lett.* 64, 1809 (1994).
- [Patr93a] R. Patrikar, R. Lal and J. Vasi, Degradation of oxides in metal-oxide-semiconductor capacitors under high-field stress, *J. Appl. Phys.* 74, 4598 (1993).
- [Patr93b] R. Patrikar, R. Lal and J. Vasi, Power law model for positive charge build-up in silicon dioxide due to high-field stressing, *Solid-St. Electron.* 36, 723 (1993).
- [Penl62] J. Penley, Tunneling through thin films with traps, *Phys. Rev.* 128, 596 (1962).
- [Pete75] G. Petersson, C. Svensson and J. Maserjian, Resonance effects observed at the onset of Fowler-Nordheim tunneling in thin MOS structures, *Solid-St. Electron.* 18, 449 (1975).
- [Pfan59] W. Pfann and C. Garrett, Semiconductor Varactor using space-charge layers, *Proc. IRE* 47, 2011 (1959).
- [Pola93] W. Polak, Solving the one-dimensional quantum mechanics problems using the matter wave multireflection, *J. Appl. Phys.* 74, 777 (1993).
- [Poli66] B. Politzer, Comparison of a numerical method and the WKB approximation in the determination of transmission coefficients for thin insulating films, *J. Appl. Phys.* 37, 279 (1966).
- [Poll64] S. Pollack and C. Morris, Electron tunneling through asymmetric films of thermally grown Al₂O₃, *J. Appl. Phys.* 35, 1503 (1964).

- [Reis92] H. Reisinger, H. Oppolzer and W. Honlein, Thickness determination of thin SiO₂ on silicon, *Solid-St. Electron* 35, 797 (1992).
- [Regi97] L. Register, E. Rosenbaum and K. Yang, Analytic model for direct tunneling current in Poly-Gate MOS Devices, *IEEE Electron Dev. Lett.*, 1997.
- [Ricc98] B. Ricco, G. Gozzi and M. Lanzoni, Modeling and simulation of stress-induced leakage current in ultrathin SiO₂ films, *IEEE Trans. Electron Dev.* 45, 1554 (1998).
- [Ries99] P. Riess, Étude de la fiabilité des oxydes minces: analysis des mecanisme de transport et de generation du SILC, Tesis de Doctorado de l'Institut National Polytechnique de Grenoble (1999).
- [Ries00] P. Riess, G. Ghibaudo and G. Pananakakis, Stress-induced leakage current generation kinetics based on anode hole injection and hole dispersive transport, *J. Appl. Phys.* 87, 4626 (2000).
- [Rios94] R. Rios, N. Arora, Determination of ultra-thin gate oxide thicknesses for CMOS structures using quantum effects, *Proc. IEDM Tech. Digest.*, 613 (1994).
- [Rodr97] R. Rodriguez, M. Nafra, J. Suñé and X. Aymerich, Analysis of the evolution of the trapped charge distributions in 10 nm SiO₂ films during DC and bipolar dynamic stress, *Mic. Rel.* 37, 1517 (1997).
- [Rofa91] R. Rofan, C. Hu, Stress-induced oxide leakage, *IEEE Electron Dev. Lett.* 12, 632 (1991).
- [Rose97] E. Rosenbaum and L. Register, Mechanism of stress-induced leakage current in MOS capacitors, *IEEE Trans. Electron Dev.* 44, 317 (1997).
- [Runn97] E. Runnion, S. Gladstone, R. Scott, D. Dumin, L. Lie and J. Mitros, Thickness dependence of stress-induced leakage currents in silicon oxide, *IEEE Trans. Electron Dev.* 44, 993 (1997).
- [Saka97] K. Sakakibara, N. Ajika, K. Eikyu, K. Ishikawa, H. Miyoshi, A quantitative analysis of time-decay reproducible stress-induced leakage current in SiO₂ films, *IEEE Trans. Electron Devices* 44, 1002 (1997).
- [Saks86] N Saks P. Heremans, L. Van den Hove, G. Maes, R. De Deersmaecker and G. Declercq, Observation of hot-hole injecting in NMOS transistors using a modified floating-gate technique, *IEEE Trans. Electron Dev.* ED-33, 1529 (1986).
- [Sala99] G. Salace, A. Hadjadj, C. Petit and M. Jourdain, Temperature dependence of the electron affinity difference between Si and SiO₂ in polysilicon n⁺-oxide-silicon(p) structures: Effect of the oxide thickness, *J. Appl. Phys.* 85, 7768 (1999).
- [Sama98] P. Samanta and C. Sarkar, Coupled charge trapping dynamics in thin SiO₂ gate oxide under Fowler-Nordheim stress at low electron fluence, *J. Appl. Phys.* 83, 2662 (1998).
- [Sarn72] S. Sarnot and P. Dubey, Effect of band structure on the voltage current characteristics of metal insulator metal tunnel junctions, *Solid-St. Electron.* 15, 745 (1972).
- [Sata00] H. Satake and A. Tomiuri, SiO₂ dielectric breakdown mechanism studied by the post-breakdown resistance statistics, *Semicond. Sci. Technol.* 15, 471 (2000).
- [Sato95] S. Satoh, G. Hemink, K. Hatakeyama and S. Aritome, *Proc. IEEE ICMTS, 1995*, vol. 8, p. 97.
- [Scar97a] A. Scarpa, G. Ghibaudo, G. Ghidini, G. Pananakakis and A. Paccagnella, Stress induced leakage current in ultra-thin gate oxides after constant current stress, *Mic. Eng.* 36, 145 (1997).
- [Scar97b] A. Scarpa, G. Ghibaudo, G. Ghidini, G. Pananakakis, A. Pacagnella, Reliability extrapolation model for stress-induced leakage current in thin silicon oxides, *Mic. Eng.* 36 145 (1997).
- [Schu98] J. Schulman, Extension of Tsu-Esaki model for effective mass effects in resonant tunneling, *Appl. Phys. Lett.* 22, 2829 (1998).
- [Schu92] K. Schuegraf, C. King and C. Hu, Ultra-thin silicon dioxide leakage current and scaling limit, 1992 Symposium on VLSI Tech. Dig., 18 (1992).
- [Schu94] K. Schuegraf, C. Hu, Metal-oxide-Semiconductor field-effect-transistor substrate current during Fowler-Nordheim tunneling stress and silicon dioxide reliability, *J. Appl. Phys.* 76, 3695 (1994).
- [Sche97] A. Schenk and G. Heiser, Modeling and simulation of tunneling through ultra-thin gate dielectrics, *J. Appl. Phys.* 81, 7900 (1997).
- [Scot96a] R. Scott, N. Dumin, T. Hughes, D. Dumin and B. Moore, Properties of high-voltage stress generated traps in thin silicon oxide, *Trans. Electron Dev.* 43, 1133 (1996).
- [Scot96b] R. Scott and D. Dumin, The charging and discharging of high-voltage stress-generated traps in thin silicon oxide, *IEEE Trans. Electron Dev.* 43, 130 (1996).
- [Shar65] Y. Sharvin, A possible method for studying fermi surfaces, *Sov. Phys.-JETP* 21, 655 (1965).
- [Shat76] M. Shatzkes and M. Av Ron, *J. Appl. Phys.* 47, 3192 (1976).
- [Shew67] J. Shewchun, A. Waxman and G. Warfield, Tunneling in MIS structures -- I Theory, *Solid-St. Electron.* 67, 1165 (1967).
- [Shih98] W. Shih, E. Wang, S. Jallepalli, F. Leon, C. Maziar and Al. Taschjr, Modeling gate leakage current in nMOS structures due to tunneling through an ultrathin oxide, *Solid-St. Electron.* 42, 997 (1998).

- [Shir85] C. Glenn Shirley, High field phenomena in thermal SiO₂, J. Electrochem. Soc.: Solid-state science and technology, 488 (1985).
- [Shiu99] J. Shiue, J. Lee, T. Chao, A study of interface trap generation by Fowler-Nordheim and substrate-hot-carrier stresses for 4 nm thick gate oxides, Trans. Electron Dev. 46, 1705 (1999).
- [Simm64] J. Simmons, Generalized thermal J-V characteristic for the electric tunnel effect, J. Appl. Phys. 35, 2655 (1964).
- [Slav90] G. Slavcheva, Modeling and parameter extraction technique from the ramp-voltage stressed I-V characteristics of thermally grown SiO₂, Solid-St. Electron. 33, 837 (1990).
- [Solo77] P. Solomon, High-field electron trapping in SiO₂, J. Appl. Phys. 48, 3843 (1977).
- [Somm33] A. Sommerfeld and H. Bethe, in *Handbuch der Physik* (S. Flugge, ed.), Vol. 24, p. 150, Springer, Berlin, 1933.
- [Stat99] J.H. Stathis, Percolation models for gate oxide breakdown, J. Appl. Phys. 86, 5757 (1999).
- [Stau85] D. Stauffer, in *Introduction to percolation theory*, Taylor & Francis, London and Philadelphia, 1985.
- [Stra84] J. Straley and S. Kenkel, Phys. Rev. B 29, 6299 (1984).
- [Stra62a] R. Stratton, Volt-current characteristics for tunneling through insulating films, R. Stratton, J. Phys. Chem. Solids 23, 1177 (1962).
- [Stra62b] R. Stratton, Theory of field emission from semiconductors, Phys. Rev. 125, 67 (1962).
- [Stua67] M. Stuart, Conduction in silicon oxide films, Brit. J. Appl. Phys. 18, 1637 (1967).
- [Sugi95] R. Sugino, T. Nakanishi, K. Takasaki and T. Ito, Proc. SSDM'95, p.920 (1995).
- [Suñé88] J. Suñé, I. Placencia, E. Farrés, N. Barniol and X. Aymerich, On the Si-SiO₂ interface roughness in VLSI-MOS structures, phys. stat. sol. (a) 109, 479 (1988).
- [Suñé89a] J. Suñé, I. Placencia, N. Barniol, E. Farrés and X. Aymerich, Degradation and breakdown of gate oxides in VLSI devices, Phys. Stat. Sol. (a) 111, 675 (1989).
- [Suñé89b] J. Suñé, I. Placencia, E. Farrés, N. Barniol, and X. Aymerich, Breakdown of SiO₂ in VLSI MOS structures, Vacuum 39, 765 (1989).
- [Suñé90] J. Suñé, I. Placencia, N. Barniol, E. Farrés, F. Martín and X. Aymerich, Thin Solid Films 185, 347 (1990).
- [Suñé92] J. Suñé, P. Olivo, and B. Riccò, Quantum-mechanical modeling of accumulation layers in MOS structures, IEEE Trans. Electron Devices 39, 1732 (1992).
- [Suñé97] J. Suñé, X. Oriols, J. García and F. Martín, Bohm trajectories for the modeling of tunneling devices, Mic. Eng. 36, 125 (1997).
- [Suñé00a] J. Suñé, G. Mura and E. Miranda, Are soft breakdown and hard breakdown of ultrathin gate oxides actually different failure mechanisms?, Electron Dev. Lett. 21, 167 (2000).
- [Suñé00b] J. Suñé and E. Miranda, Post soft breakdown conduction in SiO₂ gate oxides, Proc. IEDM, San Francisco, USA (2000).
- [Suñé01a] J. Suñé, New Physics-Based Analytic Approach to the Thin-Oxide Breakdown Statistics, Electron Dev. Lett. 2001.
- [Suñé01b] J. Suñé, E. Wu, D. Jiménez, R. Vollersten and E. Miranda, Understanding soft and hard breakdown statistics, prevalence ratios and energy dissipation during breakdown runaway, Proc. IEDM 2001.
- [Sze81] S. Sze, *Physics of Semiconductor Devices*, 2nd Edn., Wiley, New York (1981).
- [Sze88] S. Sze, *VLSI Technology*, McGraw-Hill, Second Ed. 1988.
- [Taka96] S. Takagi, N. Yasuda, A. Toriumi, Experimental evidence of inelastic tunneling and new I-V model for stress-induced leakage current, Proc. IEDM, 323 (1996).
- [Tarr83] N. Tarr, D. Pulfrey and D. Camporese, An analytic model for the MIS tunnel junction, IEEE Trans. Elect. Dev. ED-30, 1760 (1983).
- [Thom98] K. Thomas, J. Nicholls, N. Appleyard, M. Simmons, M. Pepper, D. Mace, W. Tribe and D. Ritchie, Phys. Rev. B 58, 4846 (1998).
- [Ting99] D. Ting, An embedded quantum wire model of dielectric breakdown, Appl. Phys. Lett. 74, 585 (1999).
- [Todo93] T. Todorov and A. Sutton, Jumps in electronic conductance due to mechanical instabilities, Phys. Rev. Lett. 70, 2138 (1993).
- [Torr94] J. Torres, J. Pascual, and J. Sáenz, Theory of conduction through narrow constrictions in a three-dimensional electron gas, Phys. Rev. B 49, 16581 (1994).
- [Tsuc87] T. Tsuchiya, T. Kobayashi and S. Nakajima, Hot-carrier-injected oxide region and hot-electron trapping as the main cause in Si nMOSFET degradation, IEEE Trans. Electron Dev. ED-34, 386 (1987).
- [vanW88] B. van Wees, H. van Houten, C. Beenakker, J. Williamson, L. Kouwenhoven, D. van der Marel, and C. Foxon, Quantized conductance of point contacts in a two-dimensional electron gas, Phys. Rev. Lett. 60, 848 (1988).

- [Vinc97] E. Vincent, S. Bruyere, C. Papadas and P. Mortini, Dielectric reliability: in deep-submicron technologies: from thin to ultrathin oxides, *Mic. Rel.* 37, 1499 (1997).
- [Wei00a] J. Wei, L. Mao, M. Xu and C. Tan, Direct tunneling relaxation spectroscopy in ultra-thin gate oxide MOS structures, *Solid-St. Electron.* 44, 2021 (2000).
- [Wei00b] J. Wei, L. Mao, M. Xu, C. Tan and X. Duan, Stress-induced high-field gate leakage current in ultra-thin gate oxide, *Solid-St. Electron.* 44, 977 (2000).
- [Wein74] Z. Weinberg, W. Johnson, M. Lampert, Determination of the sign of carrier transported across SiO_2 films on Si, *Appl. Phys. Lett.* 25, 42 (1974).
- [Wein77] Z. Weinberg, Tunneling of electrons from Si into Thermally grown SiO_2 , *Solid-St. Electron.* 20, 11 (1977).
- [Wein82] Z. Weinberg, On tunneling in metal-oxide-silicon structures, *J. Appl. Phys.* 53, 5052 (1982).
- [Wein83] Z. Weinberg and A. Harstein, Effect of silicon orientation and hydrogen anneal on tunneling from Si into SiO_2 , *J. Appl. Phys.* 54, 2517 (1983).
- [Wein87] Z. Weinberg and T. Nguyen, The relation between positive charge and breakdown in metal-oxide-silicon structures, *J. Appl. Phys.* 61, 1947 (1987).
- [Weir01] B. Weir, M. Alam, J. Bude, P. Silverman, A. Ghetti, F. Baumann, P. Diodato, D. Monroe, T. Sorsch, G. Timp, Y. Ma, M. Brown, A. Hamad, D. Hwang and P. Mason, Gate oxide reliability projection to the sub-2 nm regime, *Semicond. Sci. Technol.* 15, 455 (2000).
- [Wern74] W. Werner, The work function difference of the MOS-system with aluminum field plates and polycrystalline silicon field plates, *Solid-St. Electron.* 17, 769 (1974)
- [Wexl66] G. Wexler, *Proc. Phys. Soc.* 89, 927 (1966).
- [Whar88] D. Wharam, T. Thornton, R. Newbury, M. Pepper, H. Ahmed, E. Frots, D. Hasko, D. Peacock, D. Ritchie, and G. Jones, *J. Physique C21*, L209 (1988).
- [Wils32] A. Wilson, *Proc. Roy. Soc. (London)* A136, 487 (1932).
- [Wolt85] D. Wolters and J. van der Schoot, Kinetics of charge trapping in dielectrics, *J. Appl. Phys.* 58, 831 (1985).
- [Wu00] E. Wu, J. Stathis, and L. Han, Ultra-thin oxide reliability for ULSI applications, *Semicond. Sci. Technol.* 15, 425 (2000).
- [Xu93] H. Xu, Theory of nonlinear ballistic transport in quasi-one-dimensional constrictions, *Phys. Rev. B* 47, 15630 (1993).
- [Yang00] L. Register, E. Rosenbaum and K. Yang, Analytic model for direct tunneling current in polycrystalline silicon-gate metal-oxide-semiconductor devices, *Appl. Phys. Lett.* 74, 457 (1999).
- [Yang99] N. Yang, W. Kirklen Henson, J. Hauser and J. Wortman, Modeling study of ultrathin gate oxides using direct tunneling current and capacitance-voltage measurements in MOS devices, *IEEE Trans. Electron Dev.* 46, 1464 (1999).
- [Yans74] A. Yanson, *Sov. Phys. JETP* 39, 506 (1974).
- [Yasu93] N. Yasuda, N. Patel, and A. Toriumi, A two step tunneling model for the stress induced leakage current in thin silicon dioxide films, *Ext. Abs. of Solid States Devices Materials*, 847 (1993).
- [Yasu97] H. Yasuda and A. Sakai, Conductance of atomic-scale gold contacts under high-bias voltages, *Phys. Rev. B* 56, 1069 (1997).
- [Yosh95] T. Yoshida, D. Imafuku, J. Alay, S. Miyazaki and M. Hirose, *Jpn. J. Appl. Phys.* 34, L903 (1995).
- [Yosh96] T. Yoshida, S. Miyazaki, and M. Hirose, Analytical modeling of quasi-breakdown of ultrathin gate oxides under constant current stressing, *Ext. Abs. SSDM*, 1996, p. 539.
- [Youn81] D. Young, Characterization of electron traps in SiO_2 as influenced by processing parameters, *J. Appl. Phys.* 52, 4090 (1981).
- [Youn79] D. Young, E. Irene, D. DiMaria, R. De Keersmaecker and H. Massoud, Electron trapping in SiO_2 at 295 and 77°K, *J. Appl. Phys.* 50, 6366 (1979).
- [Zebd92] Y. Zebda and A. Kanan, Resonant tunneling current calculations using the transmission matrix method, *J. Appl. Phys.* 72, 559 (1992).
- [Zene43] C. Zener, *Proc. Roy. Soc. (London)* A145, 523 (1943).
- [Zous99] N. Zous, T. Wang, C. Yeh, C. Tsai and C. Huang, A comparative study of SILC transient characteristics and mechanisms in FN stressed and hot hole stressed tunnel oxides, *Proc. IRPS*, 405 (1999).