



Modelización de efectos de radiación en estructuras MOS: Trampas de Interfaz

Eugenia Noel Gomes

Tesis de Licenciatura en Ciencias Físicas

Facultad de Ciencias Exactas y Naturales

Universidad de Buenos Aires

Julio 2022

TEMA: Modelización de efectos de radiación en estructuras
MOS: Trampas de Interfaz

ALUMNO: Eugenia Noel Gomes

L.U. N°: 313/16

LUGAR DE TRABAJO: Laboratorio de Física de Dispositivos - Microelec-
trónica
Departamento de Física, FIUBA, UBA

DIRECTOR DEL TRABAJO: Dr. Lucas Sambuco Salomone

CODIRECTOR o COLABORADOR: Dr. Adrián Faigón

FECHA DE INICIACION: Septiembre 2020

FECHA DE FINALIZACION: Julio 2022

FECHA DE EXAMEN: 29 de Julio del 2022

INFORME FINAL APROBADO POR:

Autora: Eugenia Noel Gomes

Director: Dr. Lucas Sambuco Salo-
mone

CoDirector: Dr. Adrián Faigón

Prof.: Dra. Silvina Ponce Dawson

Jurado: Dr. Christian Schmiegelow

Jurado: Dra. Maria Andrea Barral

Jurado: Dr. Gustavo Grinblat

A mis padres.

Resumen

Los estudios sobre la estructura MOS han conducido en las últimas décadas a un gran avance tecnológico con un gran impacto en la calidad de vida del ser humano. La estructura MOS es la base de los transistores modernos, dispositivos electrónicos que son los componentes principales de los circuitos integrados que se utilizan hoy en día, desde las computadoras más simples hasta los sistemas de comunicación más complejos.

Un aspecto importante que se estudia actualmente sobre la estructura MOS es cómo responde si se encuentra expuesta a radiación ionizante. La radiación modifica las características eléctricas de los dispositivos MOS. Parte del interés que motiva este tipo de estudios es la utilización de transistores en el espacio exterior, y la utilización de dispositivos MOS como dosímetros de radiación. En este último caso, el estudio de la estructura MOS expuesta a radiación tiene un efecto importante en lo que respecta a la tecnología de la salud.

El objetivo del presente trabajo es estudiar los efectos de la radiación ionizante en la estructura MOS. Se presenta un panorama general de los procesos que se desencadenan en la estructura cuando incide radiación sobre la misma, pero a la vez se presta especial detalle a algunos de ellos. Teniendo en cuenta estos procesos se utiliza y modifica un modelo teórico computacional con el cual se pueden obtener las características microscópicas y macroscópicas de un sistema MOS expuesto a distintas condiciones de radiación. Parte del trabajo consiste en evaluar la relevancia de los fenómenos considerados y la utilidad del programa desarrollado.

En particular, el estudio realizado en esta tesis tiene como centro el fenómeno de las trampas de interfaz, las cuales se generan durante la radiación y modifican drásticamente las características eléctricas del dispositivo MOS. La presencia de trampas de interfaz es más notable cuando transcurre un tiempo tras la irradiación de la estructura MOS. Esto se ve en numerosos artículos científicos. Las mediciones de las curvas características IV realizadas sobre un FOXFET sugieren la generación de trampas de interfaz durante la radiación, por lo que se utilizan de referencia para evaluar la utilidad del modelo para reproducir este efecto.

Agradecimientos

La presente tesis representa el cumplimiento de un sueño para mi. Terminarla es un suceso culminante en la realización de mi carrera, y es un hecho inaugural en mi futuro como científica. Por lo tanto, esta tesis no solo es fruto del trabajo realizado sobre ella recientemente, si no de todo el camino de esfuerzo y aprendizaje que he recorrido en los últimos siete años. Además, es la prueba de lo que me falta por recorrer y de la voluntad que tengo de dedicarme a lo que amo, que es la investigación en beneficio de la sociedad. Por acompañarme en este proceso e inspirarme a ir siempre un paso mas adelante, debo agradecerle a muchas personas.

En primer lugar, quiero agradecerle al Laboratorio de Física de Dispositivos y Microelectrónica de la Facultad de Ingeniería de la Universidad de Buenos Aires. Le agradezco a todo el equipo por brindarme un lugar en el laboratorio y por proveerme de las herramientas necesarias para mi investigación. En particular, quiero agradecerle a Lucas Sambuco Salomone, mi director de tesis de licenciatura, por guiarme en la realización de este trabajo. Gracias por la dedicación y calidez en la enseñanza, y por darme la libertad para que dirija mi propia investigación.

Deseo continuar agradeciéndole a mi núcleo familiar, mis padres, mi hermana, y mi abuela, por alentarme y ayudarme a cumplir mis sueños. Gracias a ellos en toda mi vida nunca me faltó nada, y pude concentrarme en mis intereses, estudiar entre ellos, y encontrar mi camino de una forma amena y feliz. Claramente si no fuera por mi familia, no estaría aquí presentando mi tesis de Licenciatura en Ciencias Físicas, tranquila por lo que me depara el destino en el mundo de la academia. Gracias también al resto de mi familia, mis abuelos, a mi abuela Gerónima, a mis tíos y tías, a mis padrinos queridos, a mis jóvenes primos, y a mi prima, por siempre estar ahí para mi.

Quiero agradecerles también a mis amigos de la facultad, por ayudarme y darme alientos y por hacer de la realización de la carrera una experiencia muy amena. Gracias a ellos la facultad de Ciencias Exactas y Naturales es mucho mas nutritiva, y me enriquece académica y personalmente. La lista de nombres de amigos es muy extensa, y a todos les guardo un lugar muy especial en mi corazón. Pero quisiera agradecerle personalmente a la mejor amiga que la facultad pudiera darme, Alejandra. Gracias por estar en cada materia, en cada proyecto, y en cada momento, bueno o malo, dentro y fuera de la facultad. Gracias por aconsejarme y permitir que hagamos esta travesía juntas.

También quiero agradecerle a mi novio, por ayudarme a salir adelante ante las dificultades con las que me encontré en el camino y por estar conmigo para festejar las victorias.

Por último, pero no por eso menos importante, quiero agradecerle a los docentes que conforman la Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, a aquellos que tuve la fortuna de cruzarme en mis estudios y me han inculcado su dedicación por la docencia y la ciencia. Son mi modelo a seguir, y les agradezco por enseñarme tanto y guiarme.

1. Introducción	1
1.1. Organización de la tesis	2
1.2. El transistor MOSFET	3
1.2.1. Análisis físico de la estructura MOS	4
1.2.2. Característica corriente-tensión del transistor MOSFET	6
1.3. Fenómenos en la estructura MOS	9
1.3.1. Carga en el aislante	9
1.3.2. Trampas de interfaz	11
2. Modelización de efectos de radiación	15
2.1. Acumulación de carga en el óxido	15
2.1.1. Interacción de la radiación con la materia	16
2.1.2. Recombinación inicial	17
2.1.3. Transporte de portadores en SiO ₂	17
2.1.4. Captura de huecos en defectos	19
2.1.5. Neutralización de los huecos capturados	19
2.2. Tipos de defectos en el óxido	21
2.3. Generación de trampas de interfaz	23
2.3.1. Emisión de protones hidrógenos	23
2.3.2. Transporte de protones hidrógeno	26
2.3.3. Despasivación de centros Pb	26
2.4. Modelo teórico computacional	27
2.4.1. Ecuaciones del modelo	28
2.4.2. Implementación numérica	33
3. Mediciones de curvas características	37
3.1. Estimación de la densidad de trampas de interfaz y la tensión umbral.	40
3.1.1. Mediciones complementarias	44
3.2. Reproducción de periodos alternados de radiación	46

4. Resultados del modelo computacional	51
4.1. Rol de los parámetros del modelo	52
4.1.1. ELDRS	62
4.2. Respuesta post-radiación del modelo	65
4.2.1. Fading	69
4.3. Reproducción de las mediciones	73
5. Discusión y conclusiones	79
Bibliografía	81

1.1. Esquema de la estructura MOS, donde V_G indica la tensión en el <i>gate</i> , el <i>bulk</i> se encuentra a tierra, y d el espesor del óxido.	4
1.2. Diagrama de bandas de la estructura MOS sin tensión aplicada.	5
1.3. Diagramas de bandas de energía par estructuras MOS de sustrato p para diferentes casos de tensión aplicada [7]	6
1.4. Esquema de la sección transversal de un FET. Modificado de [7]	6
1.5. Sección transversal de un MOSFET, donde se indica cada componente y los bornes del dispositivo. Modificado de [7]	7
1.6. Sección transversal de un MOSFET cuando se forma un canal superficial n. Modificado de [6]	8
1.7. Curvas corriente tensión de un transistor MOSFET ideal canal n. Cada curva corresponde a un valor distinto de tensión en el <i>gate</i> [6].	9
1.8. Comparación de diagramas de bandas de energía par estructuras MOS de sustrato p para el caso sin y con carga positiva en el óxido, [7].	10
1.9. Desplazamiento de la curva I-V debido a la carga positiva acumulada dentro del óxido. Mediciones realizadas en el LFDm en el año 2008.	10
1.10. Representación de las distribuciones de trampas de interfaz donoras y aceptoras, y como pueden considerarse bajo una misma distribución. Modificado de [7]	12
1.11. Distribución energética de las trampas de interfaz [8]	12
1.12. Disminución de la pendiente subumbral debido a la generación de trampas de interfaz. Mediciones realizadas en el LFDm en el año 2008.	13
2.1. Diagrama de bandas de una estructura MOS con $V_G > 0$, donde se ilustran y enumeran los distintos procesos físicos que ocurren en presencia de radiación ionizante.	16
2.2. Fractional yield en función del campo eléctrico en una estructura de SiO_2 para el caso de radiación por ^{60}Co y rayos X [12]. Los puntos indican distintos los resultados experimentales y en línea solida se grafican las funciones 2.1. . . .	17
2.3. Transporte de huecos asistido por trampas [15]	18

2.4. Esquema del potencial central $eU(r)$ de las trampas para la captura de huecos y como se modifican en presencia de un campo eléctrico F [20].	20
2.5. Dependencia de la sección eficaz de captura de electrones con el campo eléctrico medio, a $77^\circ K$ [21].	20
2.6. Representación esquemática de la vacancia de oxígeno neutral (izquierda) y las dos formas de vacancia cargada positivamente en las que se puede transformar. Los puntos rojos representan átomos de Oxígeno y los celestes de Silicio [23].	22
2.7. Diagrama de bandas del SiO_2 en el transistor MOS ilustrando las posibles vacancias de oxígeno. Los círculos claros representan defectos E'_δ , y las oscuras E'_γ . También se representa como el sucede el transporte de huecos. Modificado de [25].	22
2.8. Variación de la densidad de trampas de interfaz en función de la tasa de dosis para dos estructuras MOS en ambientes con distintas proporciones de Hidrógeno, según el modelo numérico propuesto por Rowsey et.al. [29]. En este modelo se consideran dos tipos de reacciones para la liberación de los protones hidrógeno, <i>craking</i> y <i>direct release</i> . Los puntos que tiene la etiqueta <i>Pease</i> corresponden a valores experimentales.	26
2.9. Diagrama simplificado de la estructura de la interfaz $Si - SiO_2$ mostrando la existencia del <i>dangling bond</i> . Notar que el cuarto oxígeno en cada molécula de SiO_2 se encuentra apareado al átomo de silicio por encima o bien por debajo del plano; estos átomos fueron omitidos para una mayor claridad del diagrama. Las distancias atómicas no se encuentran a escala [32].	27
2.10. Diagrama de bloques de los procesos producidos por la radiación ionizante en una estructura MOS que se tuvieron en cuenta para desarrollar el modelo computacional.	28
3.1. Diagrama del cañón de irradiación con materiales y dimensiones. Modificado de [39].	37
3.2. Curvas IV de un FOXFET correspondientes a lo descrito en las tablas 3.1 [3.2]. Ids se refiere a la corriente <i>drain-source</i> , V_g a la tensión aplicada en el <i>gate</i> .	38
3.3. Configuración de un transistor en modo diodo, con las conexiones utilizadas en las mediciones.	39
3.4. Algunas de las mediciones analizadas. En naranja se indican los puntos que se considera que pertenecen la parte subumbral de la curva IV.	42
3.5. Ajuste del modelo de Zebrev utilizando todos los puntos de la curva subumbral para algunas de las mediciones.	42
3.6. Valores estimados de la tensión umbral ordenados según el tiempo en que fueron tomadas las mediciones en el experimento. Se indican las barras de error de de las estimaciones en rojo, aunque algunas de ellas no son apreciables. Se gráfica el valor de la última medición aparte para mejorar la visualización de cada punto.	43

3.7. Valores estimados de la densidad de trampas de interfaz ordenados según el tiempo en que fueron tomadas las mediciones en el experimento. e indican las barras de error de de las estimaciones en rojo. Se grafica el valor de la última medición aparte para mejorar la visualización de cada punto.	43
3.8. Posición de la corriente de referencia utilizada para medir el corrimiento en tensión en tiempo real durante las radiaciones, respecto a las mediciones post radiación.	45
3.9. Mediciones en tiempo real del corrimiento en tensión de las características IV del dispositivo FOXFET durante su irradiación.	45
3.10. Comparación entre los valores de V_{th} estimados y las tensiones obtenidas usando una corriente de referencia $I_{ds} = 0,1 mA$ para las primeras cinco mediciones de curvas IV.	46
3.11. Curvas IV medidas indicando en rojo el valor de V_{th} que le corresponden según el modelo de Zebrev.	46
3.12. Medición en tiempo real de la tensión para una corriente de referencia durante una radiación y luego de ella.	47
3.13. Evolución de la tensión en el <i>gate</i> en función del tiempo en la simulación donde se aprecia la variación de la discretización temporal.	48
3.14. Simulación de las transiciones donde se aprecia la resolución necesaria en las mismas.	49
4.1. Dependencia de la variación de estados de interfaz con la cantidad y la distribución de las trampas dentro del óxido ($t_{ox} = 6 \times 10^{-5} cm$). Para la cantidad de trampas se considera que el oxido tiene una sección transversal de $1 cm^2$	53
4.2. Dependencia de la variación de estados de interfaz con la proporción entre distintos tipos de trampas, considerando un ancho de la distribución de trampas hidrogenadas fijo de $2,5 \times 10^{-6} cm$ (es decir, aproximadamente 0.4 veces el ancho total del óxido), y una cantidad total de trampas de $2,15 \times 10^{13}$ (cuando la sección transversal del óxido es de $1 cm^2$).	53
4.3. Variación de la densidad de trampas de interfaz en función de la tasa de captura de las trampas no hidrogenadas R_c y de la tasa de captura de las trampas hidrogenadas R_{ch}	55
4.4. Variación de la tensión umbral en función de la tasa de captura de las trampas no hidrogenadas R_c y de la tasa de captura de las trampas hidrogenadas R_{ch} . Se muestra $-\Delta V_{th}$ porque sus valores son todos negativos, y la idea es que el color amarillo en el mapa de color indique un aumento de la diferencia.	55
4.5. Variación de la densidad de trampas de interfaz en función de la tasa de neutralización de las trampas no hidrogenadas R_n y de la tasa de captura de las trampas hidrogenadas R_{nh}	57
4.6. Variación de la tensión umbral en función de la tasa de neutralización de las trampas no hidrogenadas R_n y de la tasa de captura de las trampas hidrogenadas R_{nh} . Se muestra $-\Delta V_{th}$ porque sus valores son todos negativos, y la idea es que el color amarillo en el mapa de color indique un aumento de la diferencia.	57

4.7. Relación entre las densidades de trampas cargadas positivamente y las densidad de trampas neutras a lo largo del óxido para distintos instantes de la simulación.	58
4.8. Densidades de portadores a lo largo del óxido para distintos instantes de la simulación.	58
4.9. Resultados en función del tiempo para distintas tasas de liberación de protones hidrógeno.	59
4.10. Resultados en función del tiempo, para distintos valores en la movilidad de los protones hidrógeno.	60
4.11. Variación de las contribuciones de las trampas en el óxido y las trampas de interfaz a la tensión umbral en función del tiempo, para dos valores en la movilidad de los protones hidrógeno.	60
4.12. Resultados en función del tiempo para distintas densidades iniciales de trampas de interfaz pasivadas.	61
4.13. Resultados en función del tiempo para distintas tasas de despasivación.	62
4.14. variación de la densidad de trampas de interfaz en función de la tasa de dosis para dos estructuras MOS con distinto ancho de óxido, según el modelo numérico propuesto por Sanchez-Esqueda et.al. [42].	63
4.15. Variación de la densidad de trampas de interfaz en función de la tasa de dosis para dos estructuras MOS con distinto ancho de óxido, según el modelo numérico propuesto en el presente trabajo.	63
4.16. Resultados al final de la irradiación de una dosis total de $30k \text{ rad/s}$, para distintas tasas de dosis.	64
4.17. Resultados en función del tiempo para distintas densidades de trampas no hidrogenadas. La línea vertical negra indica el tiempo en que se “apaga” la radiación.	66
4.18. Resultados en función del tiempo para distintas combinaciones de tasas de capturas para trampas no hidrogenadas e hidrogenadas. La línea vertical negra indica el tiempo en que se “apaga” la radiación.	67
4.19. Resultados en función del tiempo para distintas tasas de emisión de protones H^+ . La línea vertical negra indica el tiempo en que se “apaga” la radiación.	67
4.20. Resultados en función del tiempo para distintas movilidades de protones H^+ . La línea vertical negra indica el tiempo en que se “apaga” la radiación.	68
4.21. Resultados del modelo computacional para distintas densidades de trampas de interfaz pasivadas iniciales. La línea vertical negra indica el tiempo en que se “apaga” la radiación.	68
4.22. Resultados del modelo computacional para distintas tasas de generación de estados de interfaz. La línea vertical negra indica el tiempo en que se “apaga” la radiación. En gráfico de ΔV_{th} se encuentra recortado para apreciar mejor lo que sucede al apagar la radiación.	69
4.23. Comparación entre curvas de V_{th} en función del tiempo para distintas simulaciones (líneas punteadas) y la medición en tiempo real de la tensión de referencia.	70

4.24. Comparación entre la medición en tiempo real de la tensión de referencia (correspondiente a una corriente de 0,1 mA en la curva IV) y la tensión de referencia en función del tiempo para una de las simulaciones de la figura 4.23 ($R_h = 8 \times 10^{-5} s^{-1}$ $R_{it} = 5 \times 10^{-17}$ $\mu_h = 1 \times 10^{-12} cm^2 V^{-1} s^{-1}$).	71
4.25. Resultados de ajustar un tramo de la medición de la tensión de referencia en tiempo real con distintos modelos de túnel electrónico.	72
4.26. Distribución de trampas cargadas positivamente en el óxido al final de la irradiación de algunas simulaciones donde se aprecia el <i>fading</i> de la tensión umbral. Las diferentes curvas se solapan en gran parte de la imagen.	73
4.27. Variación de la densidad de estados de interfaz en función del tiempo según las estimaciones hechas sobre las mediciones y según una simulación. El punto de la izquierda corresponde al de la medición que se realizó 71 días después de la última irradiación.	74
4.28. Variación de la tensión umbral en función del tiempo según las estimaciones hechas sobre las mediciones y según una simulación. El punto de la izquierda corresponde al de la medición que se realizó 71 días después de la última irradiación.	75
4.29. Resultados en función del tiempo de una de las simulaciones comparados con los resultados de las estimaciones realizadas sobre las mediciones.	75
4.30. Curvas IV medidas (líneas continuas) comparadas con las curvas IV correspondientes resultantes de la simulación del experimento utilizando el modelo computacional (líneas punteadas).	76
4.31. Resultados en función del tiempo de una de las simulaciones comparados con los resultados de las estimaciones realizadas sobre las mediciones.	77
4.32. Curvas IV medidas (líneas continuas) comparadas con las curvas IV correspondientes resultantes de la simulación del experimento utilizando el modelo computacional (líneas punteadas).	78

Índice de tablas

3.1. Mediciones enumeradas y a que parte del experimento corresponden.	40
3.2. Fechas y horarios en los que fueron realizadas las mediciones e irradiaciones sobre el dispositivo FOXFET. (*) Corresponde al inicio de la 5ta irradiación. que se realizó apenas se terminó de medir la curva IV.	40

La radiación ionizante es la propagación de energía a través de un medio o el vacío que resulta suficiente para ionizar átomos o moléculas. La radiación ionizante afecta tanto a materia viva, como también puede afectar a la composición de circuitos electrónicos, pues al interactuar con la materia, la radiación puede transferirle energía. Esto produce diversos efectos en la constitución de los dispositivos que en muchos casos pueden resultar adversos, y por lo tanto existen diversos ámbitos en los que el estudio de la radiación es de suma importancia. En la industria espacial o nuclear es importante monitorear la radiación recibida en equipos, la cual puede dejarlos inutilizados debido a la degradación de los circuitos electrónicos. Otros ámbitos en los que es de utilidad el monitoreo de radiación son el de la salud [1] o el de un trabajador en un ambiente radiante. Es necesario mantener controlada la dosis de radiación que recibe un paciente sometido a tratamientos de radioterapia, y todo personal que trabaje en ambientes expuestos a la presencia de radiación. Por lo anterior, es necesario tener una medida del nivel de exposición a radiación, y en consecuencia es de importancia la existencia de un sensor de dosis de radiación.

La dosis de radiación es la energía que la radiación deposita por unidad de masa a un cierto material, por lo que su unidad de medida es el Gy (*Gray*), que se define como $1 Gy = 1 J/kg$. Un dosímetro es un dispositivo que es capaz de proveer una lectura que indica una medición de la dosis absorbida depositada en un volumen debida a radiación ionizante. El prototipo de dosímetro que se estudia en este trabajo se encuentra dentro de los dosímetros denominados de lectura directa, es decir, aquellos en los que la dosis acumulada se obtiene al mismo tiempo que se irradian, permitiendo llevar a cabo un control y optimización de las dosis.

Dentro de los dosímetros electrónicos se encuentran los dosímetros basados en estructuras MOS. Estos utilizan el corrimiento acumulado de la tensión de umbral V_{th} para cuantificar la dosis absorbida. En el Laboratorio de Física de Dispositivos-Microelectrónica (LFDM) de la Facultad de Ingeniería de la Universidad de Buenos Aires (FIUBA), desde hace muchos años se investiga el efecto de la radiación en transistores MOS, y particularmente su aplicación como sensores de radiación ionizante. Dentro de la industria de la microelectrónica, la

estructura metal-óxido-semiconductor (MOS, metal-oxide-semiconductor) se ha convertido, desde el surgimiento de los circuitos integrados, en el corazón de los dispositivos electrónicos, contribuyendo al avance de numerosos campos, como las telecomunicaciones, la informática y la medicina. Después de una exposición a radiación ionizante, un transistor MOS sufre alteraciones en sus parámetros característicos, siendo el corrimiento de V_{th} el más fácilmente mensurable y el más repetible. Esta variación de V_{th} es acumulativa con la dosis de radiación y puede ser aprovechada para usar a un MOS como sensor en equipos de dosimetría de radiación ionizante.

Dado que la sensibilidad de un transistor MOS a la radiación ionizante aumenta a medida que el espesor de la capa de óxido de puerta es mayor, se fabrican los dosímetros MOS con una capa de óxido lo más gruesa posible [2]. Pero para fabricar los transistores con un espesor de capa de óxido de entre cientos de nanómetros a pocos micrómetros se necesitan llevar a cabo procesos ad-hoc incrementando el costo de producción. En comparación con los transistores comerciales donde se busca que este óxido sea lo más delgado posible para lograr un transistor más rápido, se busca el efecto contrario cuando se desea utilizar los transistores MOS como dosímetros.

Recientemente se diseñó como dosímetro un transistor MOSFET canal n al que se lo denominó FOXFET (Field Oxide Field Effect Transistor). La diferencia entre un MOSFET estándar y un FOXFET es que en el FOXFET el óxido de puerta es un óxido de aislación, denominado “óxido de campo” (de allí su nombre). Basándose en el transistor FOXFET, es posible fabricar un dosímetro con gran sensibilidad a radiación ionizante. En el LFD, se idearon FOXFETs capaz de fabricarse con procesos estándar de fabricación de circuitos integrados CMOS [2], y se estudió su respuesta a radiación gamma para su uso como dosímetro en vivo para radioterapia.

La carga positiva capturada en el óxido de compuerta y la creación de trampas de interfaz son los dos principales efectos de la radiación en una estructura MOS [2], [3], [4], y ambos fenómenos contribuyen en la variación de la tensión umbral. Pero a diferencia de la captura de huecos en las trampas, la cual produce un desplazamiento de las características de corriente-tensión de las estructuras MOS sin modificar la forma de las curvas, la generación de trampas de interfaz es asociada con una distorsión de las mismas. El objetivo de la tesis es estudiar bajo que características estos fenómenos son determinantes en la medición de la dosis aplicada al transistor, e implementar un modelo computacional que permita simular el efecto tanto de la carga capturada en el óxido como el de las trampas de interfaz.

1.1. Organización de la tesis

El análisis general de la estructura MOS es el objeto de este capítulo. Se describen inicialmente los principios físicos fundamentales que rigen el comportamiento de la estructura MOS, para luego analizar alguno fenómenos que dan lugar al comportamiento real de este tipo de estructuras. La forma de obtener información del MOS es a través de su curva característica de corriente tensión, que es lo que se utilizó en el presente trabajo. Por ello en este capítulo se explica además el origen de dichas curvas. Más adelante en este mismo capítulo,

se presta principal atención a los fenómenos que se desencadenan cuando el dispositivo MOS sufre radiación ionizante. Dichos fenómenos alteran el funcionamiento ideal de la estructura MOS. Los de importancia para este trabajo son captura de carga dentro de la estructura y la generación de las trampas de interfaz. Ambos fenómenos se introducen en este capítulo para luego profundizar en el siguiente.

En el segundo capítulo se explica en más detalle cuales son los modelos existentes para describir los procesos que se desencadenan en la estructura MOS expuesta a radiación. De esta forma queda explicado el origen de las imperfecciones de las que se trata este trabajo. En primer lugar se desarrollan los procesos que conllevan a la acumulación de carga en el óxido de la estructura. Luego, es necesario introducir los defectos presentes en el óxido de un dispositivo MOS. Se le llaman defectos a irregularidades en la estructura que se activan con la radiación y permiten niveles de energía dentro de la banda prohibida del óxido. Por ello modifican las curvas IV características. Estos defectos son los que permiten la acumulación de carga en el óxido y la aparición de trampas de interfaz. Después, se explica la generación de trampas de interfaz. Para finalizar con el capítulo se muestra como todos estos procesos pueden condensarse en un modelo numérico para poder simular el funcionamiento de un transistor MOS. El resultado de este modelo computacional son las curvas características y las distribuciones de portadores.

Mas adelante, en el tercer capítulo se presenta un grupo de mediciones que dan cuenta de la acumulación de carga en el óxido y la generación de trampas de interfaz en un FOXFET (caso particular de la estructura MOS). Las mediciones consisten en las curvas IV de un dispositivo que fue expuesto a radiación y un campo eléctrico externo en periodos alternados. De estas mediciones surge la motivación de lograr reproducirlas con el modelo computacional descrito en el capítulo anterior. Por lo tanto, la intención de este capítulo es correlacionar los fenómenos y procesos descritos en las secciones anteriores con los resultados experimentales. Además se explica como se puede ajustar el modelo numérico para reproducir experimentos con periodos de radiación y donde no se aplica radiación a la estructura MOS.

Luego, en el cuarto capítulo de la tesis se muestran resultados del modelo computacional. En particular se muestra como el modelo depende de cada parámetro variable, y si se reproducen los procesos explicados en el capítulo dos. Adicionalmente, se muestra como el modelo puede acercarse a reproducir el fenómeno ELDRS y el desvanecimiento post radiación. Basándose en todos estos resultados, se busca reproducir cualitativamente las mediciones del FOXFET en una simulación.

Finalmente, en el último capítulo se da una conclusión del trabajo. Se enumeran los objetivos logrados y se proponen objetivos para continuar investigando en el tema.

1.2. El transistor MOSFET

Como se mencionó en el inicio de este capítulo, corazón del transistor MOSFET es la estructura capacitiva MOS (metal-oxide-semiconductor). Fue propuesta inicialmente como un capacitor variable en 1959, y la primera estructura MOS exitosa fue fabricada de dióxido de silicio (SiO_2) crecido térmicamente en la superficie de Silicio, en 1960 [5]. Este experimento

exitoso y revolucionario, marcó el comienzo de un nuevo campo de la ciencia, y condujo de inmediato al primer reporte de un MOSFET. El funcionamiento físico, así como las aplicaciones y su desarrollo ha sido explorado en numerosos artículos y libros desde ese entonces. Actualmente, el sistema Si- SiO_2 sigue siendo la más práctica e ideal estructura MOS. En este capítulo se explica las características físicas principales de la estructura MOS, profundizando en aquellas que son de interés particular para este trabajo.

1.2.1. Análisis físico de la estructura MOS

La estructura MOS está formada por la unión física de un metal, un material aislante y un material semiconductor, como se muestra en la figura 1.1. En la figura se pueden observar además los contactos de compuerta (sobre el metal) y sustrato (bajo el semiconductor). A estos contactos normalmente se los identifica por sus nombres en inglés *gate* y *bulk*, respectivamente.

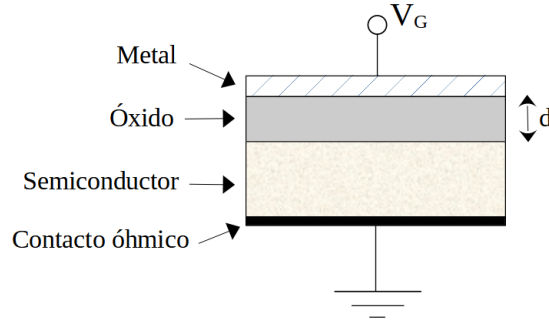


Figura 1.1: Esquema de la estructura MOS, donde V_G indica la tensión en el *gate*, el *bulk* se encuentra a tierra, y d el espesor del óxido.

En la figura 1.2 se presenta el diagrama de bandas asociado a una estructura MOS con un sustrato p (dopado con impurezas tal que hay huecos en su estructura) para el caso de una tensión aplicada $V_G = 0$. Los principales parámetros físicos son: ϕ_m , la función trabajo del metal; χ_s , la afinidad electrónica en el semiconductor; χ_{ox} , la afinidad electrónica en el aislante; E_g , el gap de energía del semiconductor; ϕ_B , la diferencia de potencial entre el nivel de Fermi del semiconductor dopado y el nivel de Fermi intrínseco; V_{ox} , la caída de potencial a través del aislante; ϕ_s , la caída de potencial en la superficie del semiconductor con respecto al cuerpo del mismo. En esta figura además se presenta el nivel de Fermi sin tensión aplicada E_F , el nivel de Fermi intrínseco del semiconductor E_i , las bandas de conducción y valencia E_c y E_v respectivamente, y el nivel de energía del vacío E_0 .

En el caso en el caso más general con V_G tomando cualquier valor, y con el sistema en equilibrio, se cumple la siguiente ecuación:

$$V_G = V_{ox} + \phi_s + \phi_m - \left(\chi_s + \frac{E_g}{2q} + \phi_B \right), \quad (1.1)$$

donde q es la carga del electrón. Para que se cumpla la igualdad para cualquier valor de V_G algunos de los distintos parámetros mencionados anteriormente deben variar con el campo eléctrico aplicado. Esto quiere decir que cambia el potencial dentro del semiconductor, lo cual

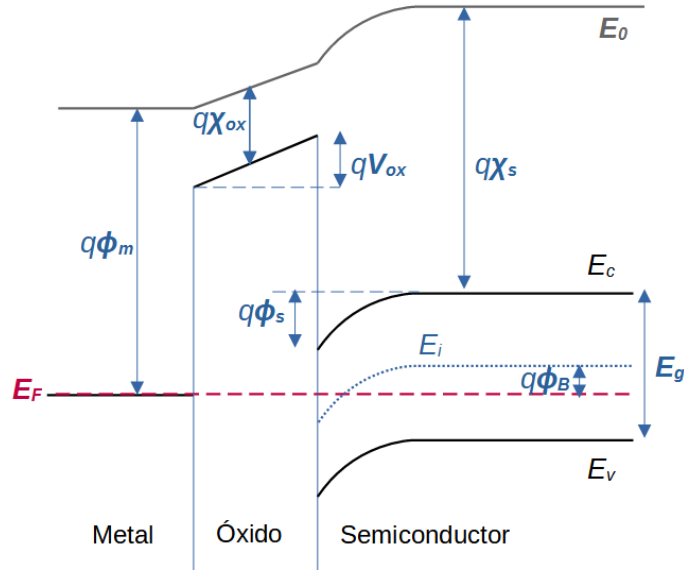


Figura 1.2: Diagrama de bandas de la estructura MOS sin tensión aplicada.

conlleva un cambio en la distribución de cargas dentro de la estructura.

Uno de los parámetros que varían con V_G es ϕ_s , y su contribución a la distribución de cargas se ve directamente en las ecuaciones de densidades de portadores en la superficie del semiconductor en contacto con el óxido [6]:

$$n_s = n_0 e^{\frac{q\phi_s}{kT}}, \quad (1.2a)$$

$$p_s = p_0 e^{-\frac{q\phi_s}{kT}}. \quad (1.2b)$$

En estas ecuaciones n_0 y p_0 son la densidad de electrones y de huecos cuando el campo externo es nulo, respectivamente, k es la constante de Boltzman, y T la temperatura del sistema. Estas expresiones nos permiten distinguir entre tres condiciones diferentes para las densidades de portadores, las cuales se ilustran en la figura 1.3:

- Para $\phi_s < 0$, las bandas en el semiconductor se curvan de manera tal que se favorece la acumulación de huecos en la superficie, cuya densidad resulta mayor que aquella en el cuerpo del material, es decir $p_s > p_0$.
- A medida que aumenta el potencial de superficie, luego de la condición denominada de bandas planas ($\phi_s = 0$) [6], se encuentra la región $0 < \phi_s < \phi_B$, denominada de deserción, ya que la densidad de huecos en la superficie resulta menor a aquella en el cuerpo del material, es decir $p_0 > p_s$.
- Finalmente, una vez que se llega a la condición $\phi_s > \phi_B$, es la denominada región de inversión, para la cual la densidad de portadores en la superficie se invierte y la misma resulta poblada de electrones, es decir $n_s > p_s$. Este es el caso en que se forma un canal n en un transistor MOSFET, como se explica en la sección 1.2.2.

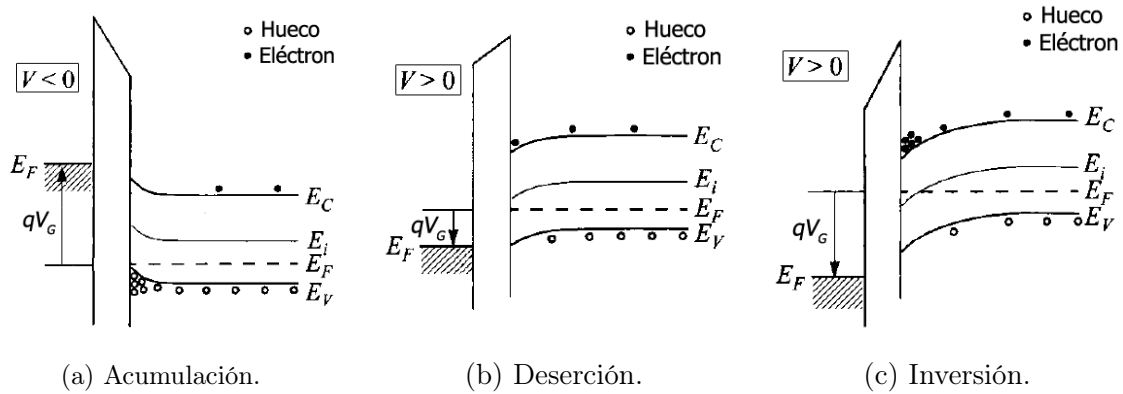


Figura 1.3: Diagramas de bandas de energía par estructuras MOS de sustrato p para diferentes casos de tensión aplicada [7]

1.2.2. Característica corriente-tensión del transistor MOSFET

Un dispositivo MOSFET es un transistores del tipo FET. Un transistor en general es un dispositivo de tres terminales (4 contando la terminal detrás del sustrato) donde la resistencia del canal entre dos de los contactos (*source* o *fuentes*, y *drain* o *descarga*) es controlada por un tercer contacto (*gate* o *puerta*). Particularmente en un transistor FET el canal esta controlado capacitivamente por un campo eléctrico (de aquí el nombre de “Field Effect”), como se muestra en la figura 1.4. Convencionalmente, en un FET los portadores en el canal fluyen del *source* al *drain*.

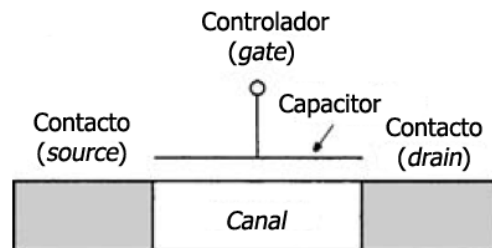


Figura 1.4: Esquema de la sección transversal de un FET. Modificado de [7]

Hay varias formas de categorizar a los FETs, y una de ellas es de acuerdo al tipo de portadores en el canal. Los FETs son conocidos como transistores unipolares ya que involucran un solo tipo de portador para funcionar, pudiendo así tener un dispositivo de canal n o de canal p. Los transistores de canal n están formados principalmente por electrones, mientras que los transistores de canal p están formados principalmente por huecos. Los del primer tipo se vuelven conductivos al aplicar una tensión positiva entre el *gate* y el *bulk*, y dicha conductividad aumenta con el valor de la tensión. Por otro lado, los del segundo tipo son conductivos con una tensión negativa, y a medida que aumenta la magnitud de dicha tensión aumenta su conductividad. Se explica a continuación el funcionamiento de un MOSFET de canal n, siendo análoga la interpretación para el de canal p.

La estructura básica de un MOSFET es ilustrada en la figura 1.5. Un MOSFET común es un dispositivo de cuatro terminales que consiste en un sustrato semiconductor de sustrato

p, generalmente Silicio dopado, dentro del cual hay dos regiones tipo n (donde se encuentran los contactos *source* y *drain*). EL dieléctrico de puerta en general es SiO_2 , y para crearlo se aplica la técnica de oxidación térmica sobre el sustrato. De esta forma se maximiza la calidad de la interfaz $Si - SiO_2$. Se coloca sobre el aislante un contacto metálico que forma el *gate*, de donde se regula la resistencia del canal. Comúnmente se utiliza polisilicio, silicio fuertemente dopado, como electrodo de puerta. Los parámetros del dispositivo son el largo del canal L , que es la distancia entre las junturas $n + -p-$, el ancho del canal W , el ancho del aislante t_{ox} , y el dopaje del sustrato N_a . En un circuito integrado de silicio el MOSFET esta cubierto por una gruesa capa de óxido, llamada *field oxide* (óxido de campo), de manera que aisle eléctricamente al transistor de dispositivos adyacentes.

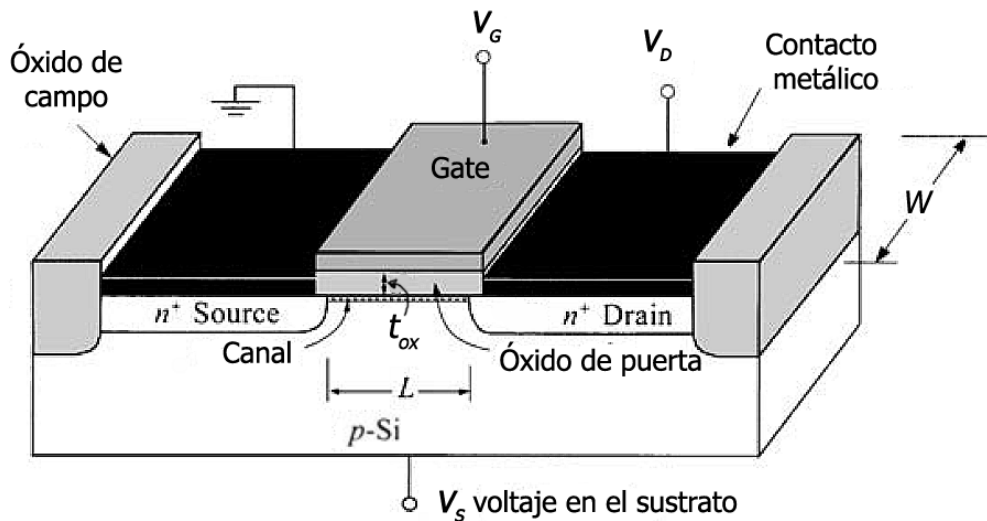


Figura 1.5: Sección transversal de un MOSFET, donde se indica cada componente y los bornes del dispositivo. Modificado de [7]

Para entender el funcionamiento de un MOSFET es necesario explicar que es la tensión umbral V_{th} . La tensión umbral es el valor de tensión entre *gate* y *source* a partir del cual se forma el canal entre el *source* y el *drain*. Para tensiones menores a V_{th} no hay canal, y para mayores si lo hay, y su ancho aumenta con el valor de V_{GS} . Para formar un canal en la interfaz entre el sustrato y el aislante es necesario que se genere una diferencia de potencial suficiente para promover la acumulación de electrones en la superficie, como se explica en la parte final sección 1.2.1 sobre la estructura MOS. Cuando no hay canal en un MOSFET los electrodos de la fuente al drenaje corresponden a dos junturas formando la unión $n - p - n$. Cuando se forma una capa de inversión superficial entre las regiones n^+ , la fuente y el drenaje se conectan por un canal superficial de tipo n, como se muestra en la figura 1.6. La conductividad del canal puede ser modulada variando el voltaje en el *gate*. Una vez generado el canal, variando la tensión entre el *drain* y *source* V_{DS} se moviliza la carga dentro del canal siguiendo la diferencia de potencial.

Cuando que $V_{GS} > V_{th}$, en la curva de la corriente I_{DS} en función de la tensión V_{DS} se pueden distinguir distintos regímenes, como se muestra en la figura 1.7. En primer lugar, si

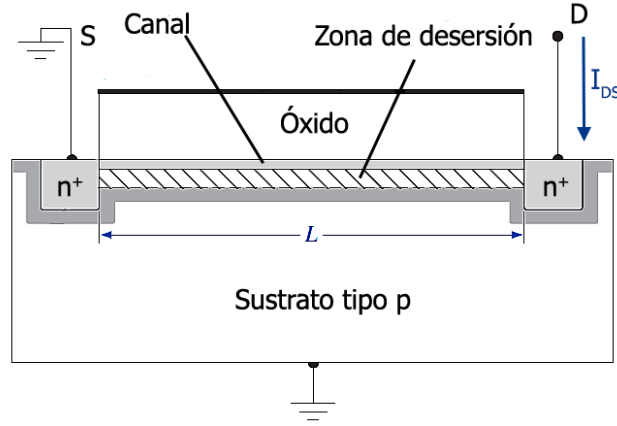


Figura 1.6: Sección transversal de un MOSFET cuando se forma un canal superficial n. Modificado de [6]

V_{DS} es pequeño, I_{DS} es positiva y crece linealmente con V_{DS} , siguiendo la ecuación

$$I_{DS} = g_s V_{DS}, \quad (1.3)$$

donde g_s es la conductancia,

$$g_s = \frac{W}{L} \mu_n |Q_n|, \quad (1.4)$$

que depende de los parámetros del canal, la movilidad de los electrones μ_n , y la magnitud de carga en el canal por unidad de área. Si V_{DS} aumenta lo suficiente, se llega al punto en que la tensión en el *drain* es muy cercana a la del *gate* y por lo tanto el canal n se “cierra” llegando al *drain* a medida que ambas tensiones se acercan. Que el canal se cierre significa que hay menos carga en el canal, por lo que la corriente sigue creciendo con V_{DS} pero a un ritmo cada vez más lento. Si V_{DS} sigue aumentando, se llega a un punto en el que la caída de potencial a lo ancho del óxido en el *drain* es igual a V_{th} , y la carga inducida en el *drain* es nula. A partir de este punto curva de I_{DS} en función de V_{DS} se aplana por completo. El valor de inflexión es

$$V_{DS}(sat) = V_{GS} - V_{th}. \quad (1.5)$$

Finalmente, cuando $V_{DS} > V_{DS}(sat)$, el punto entre *source* y *drain* a partir del cual el canal se anula se desplaza del *drain* al *source*. Los electrones entran al canal por el *source* y se desplazan hacia *drain*. Cuando llegan al punto en el que el canal se anula se inyectan en la zona desierta (donde no hay cargas libres) y se mueven de acuerdo al campo eléctrico hacia el *drain*. Para valores de V_{DS} no mucho mayores que $V_{DS}(sat)$ la corriente se mantiene constante.

La ecuación que describe la relación entre la corriente y la tensión para un MOSFET de canal n ideal, para el régimen donde no hay saturación, es [6]

$$I_D = \frac{W \mu_n C_{ox}}{2L} [2(V_{GS} - V_{th})V_{DS} - V_{DS}^2], \quad (1.6)$$

donde C_{ox} es la capacidad del óxido. En el régimen de saturación la relación esta dada por

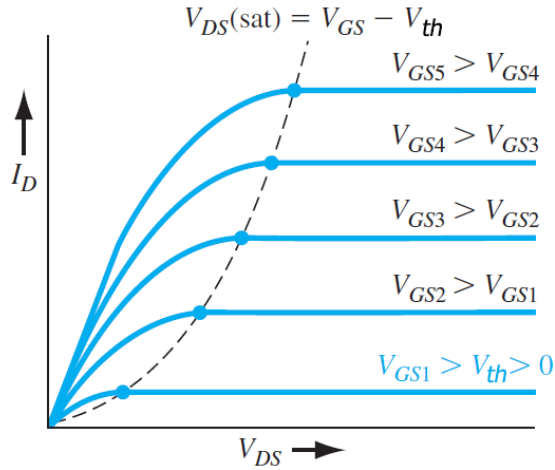


Figura 1.7: Curvas corriente tensión de un transistor MOSFET ideal canal n. Cada curva corresponde a un valor distinto de tensión en el *gate* [6].

$$I_D = \frac{W\mu_n C_{ox}}{2L} (V_{GS} - V_{th})^2. \quad (1.7)$$

1.3. Fenómenos en la estructura MOS

En esta sección se extiende el análisis de una estructura MOS ideal, incorporando a aquellos fenómenos que puedan darse por el proceso de fabricación o bien debido al sometimiento de la estructura a diversos tipos de estrés. Se explica un posible origen físico para estos fenómenos, y su efecto sobre las características de los dispositivos MOS.

1.3.1. Carga en el aislante

Un fenómeno asociado con la presencia de carga en la estructura MOS, es el de la acumulación de carga dentro del aislante, las cuales puede dividirse en 3 categorías:

- Cargas fijas: Se caracterizan por no variar su concentración al modificar las condiciones de operación, por ejemplo, el campo eléctrico aplicado. Esta característica genera un corrimiento constante en tensión en la característica IV del dispositivo.
- Cargas móviles: Están asociadas con la presencia de iones móviles dentro del aislante. La posición espacial de dichos iones dentro depende fuertemente del campo eléctrico. Esta dependencia genera un corrimiento en tensión no constante que se puede traducir en una inestabilidad bajo condiciones normales de operación.
- Carga capturada: Están relacionadas con la presencia de trampas, ya sea de electrones, de huecos, o incluso ambos tipos, dentro del aislante. La densidad de carga capturada y su ubicación espacial es dependiente del campo eléctrico, lo que genera inestabilidades en tensión de manera similar al caso de cargas móviles. Otros factores, como por ejemplo la temperatura o el tipo de material utilizado como aislante, también pueden afectar a la densidad de carga capturada. mencionadas.

Cualquiera de estas cargas modifican el campo eléctrico y el diagrama de bandas siguiendo la ecuación de Poisson, lo cual se traduce en un desplazamiento en tensión de toda la característica C-V de la estructura, y por lo tanto la curva I-V.

La figura 1.8 muestra como ejemplo, una estructura MOS con una diferencia de funciones trabajo entre el metal y el semiconductor $\phi_{ms} = 0$, sin carga dentro del aislante, para una tensión aplicada $V_G = 0$. La bandas de energía del semiconductor son completamente horizontales, lo cual se denomina “condición de bandas planas”. Luego, se ilustra cómo se modifican tanto el campo eléctrico dentro del aislante como la curvatura de bandas, si en la misma estructura aparece carga positiva dentro del aislante a una distancia x de la interfaz sustrato-aislante, y se mantiene la tensión aplicada $V_G = 0$. Finalmente, se ilustra la nueva condición de bandas planas, que ya no coincide con la condición en la cual el aislante estaba libre de carga. A modo de resumen de las curvas anteriores, se ilustra en la figura 1.9 como se manifiesta la carga dentro del aislante en la característica I-V de la estructura. La curva se desplaza hacia la izquierda pues al haber carga positiva en el óxido se favorece la acumulación de electrones en la superficie del semiconductor.

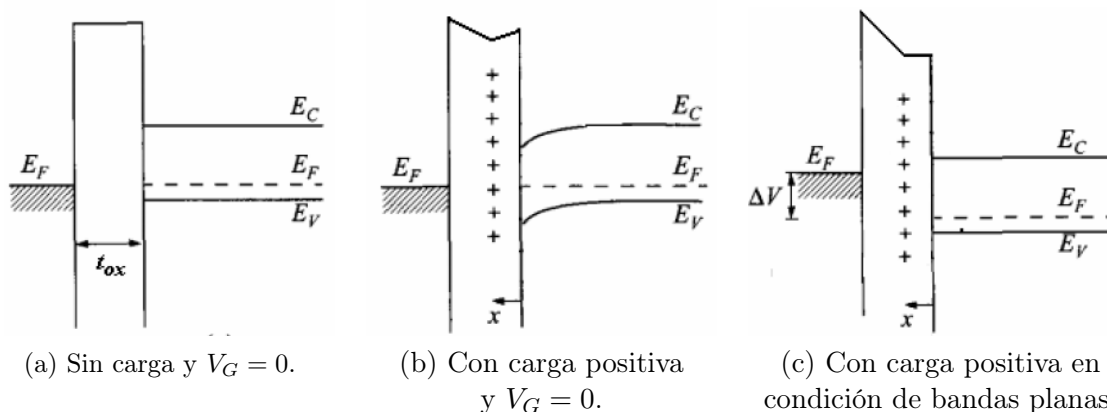


Figura 1.8: Comparación de diagramas de bandas de energía par estructuras MOS de sustrato p para el caso sin y con carga positiva en el óxido, [7].

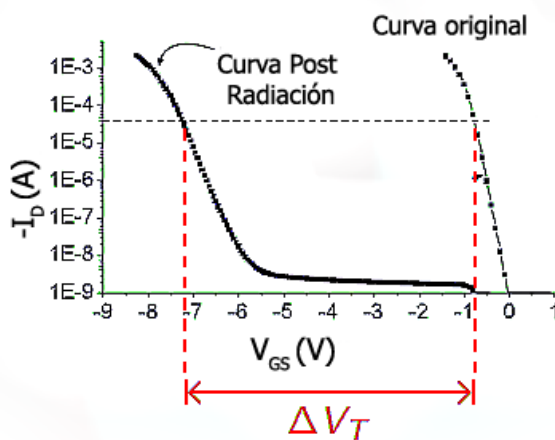


Figura 1.9: Desplazamiento de la curva I-V debido a la carga positiva acumulada dentro del óxido. Mediciones realizadas en el LFDm en el año 2008.

El desplazamiento en tensión en la característica IV de la estructura debido a la carga dentro del óxido puede ser calculado a partir de la figura 1.8 si consideramos que las trampas cargadas dentro del aislante se comportan como parte de una estructura capacitiva con el electrodo de puerta 7. En dicho caso,

$$\Delta V = -\frac{\Delta Q}{\epsilon_{ox}}(t_{ox} - x), \quad (1.8)$$

donde t_{ox} es el ancho de óxido, ϵ_{ox} la permitividad eléctrica del óxido, y Q la carga acumulada.

1.3.2. Trampas de interfaz

Además de la captura de carga en el óxido, otro fenómeno modifica las características de los dispositivos MOSFET. Las trampas de interfaz, también conocidas como trampas de superficie rápidas o estados de interfaz, son defectos presentes en la interfaz sustrato-aislante, eléctricamente activos, y cuyo nivel energético se encuentra dentro de la banda prohibida del semiconductor. La característica fundamental de este tipo de defectos es su capacidad para intercambiar carga con el sustrato en períodos cortos de tiempo.

El origen físico de las trampas de interfaz está asociado a diferentes defectos en la estructura: exceso de Silicio (enlaces trivalentes de Silicio), ruptura de uniones Si-H (Silicio-Hidrógeno), exceso de oxígeno o impurezas. Se ha podido demostrar que la densidad de trampas de interfaz puede ser demasiado alta, incluso del orden de la densidad de átomos en la superficie ($\approx 10^{15}$ átomos/cm²), aunque puede reducirse drásticamente a través de un recocido en un ambiente con ácido clorhídrico a una temperatura aproximada de 450 °C 5. Este proceso que se conoce como “hydrogen annealing” neutraliza las trampas de interfaz, lo cual tiene un efecto importante durante la radiación, y se ve más profundamente en el capítulo 2.2.

Existen dos tipos de trampas de interfaz, que se clasifican de la misma forma que las trampas en el cuerpo del material:

- Trampas *donoras*, aquellas que permanecen neutras cuando están llenas y adquieren una carga positiva cediendo un electrón.
- Trampas *aceptoras*, aquellas que permanecen neutras cuando están vacías y adquieren una carga negativa, capturando un electrón.

Debido a que estas trampas pueden intercambiar carga con el semiconductor en tiempos cortos, la carga capturada en ellas es fuertemente dependiente de la tensión aplicada sobre el dispositivo, V_G . Esta determinará la posición del nivel de Fermi en el semiconductor, a partir del cual se puede determinar la probabilidad de ocupación de las trampas de interfaz mediante la estadística de Fermi-Dirac:

$$f(E) = \frac{1}{1 + e^{(E-E_F)/kT}} \quad (1.9)$$

Como ambos tipos de trampas coexisten en la interfaz del aislante con el semiconductor, normalmente se considera una distribución D_{it} equivalente, con un nivel de energía neutro

E_n por encima del cual todas las trampas son aceptoras, y por debajo todas son donoras, como se muestra en la figura 1.10.

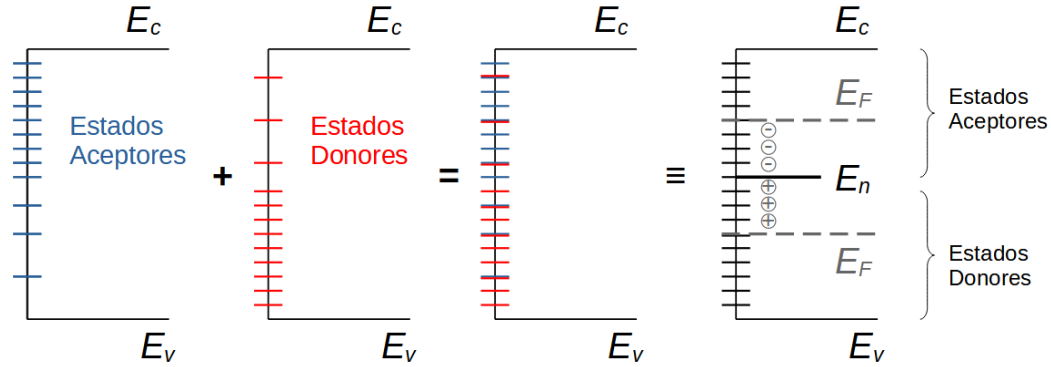


Figura 1.10: Representación de las distribuciones de trampas de interfaz donoras y aceptoras, y como pueden considerarse bajo una misma distribución. Modificado de [7]

Cuando se aplica un voltaje, el nivel de Fermi se mueve hacia arriba y hacia abajo respecto a los niveles de interfaz y se produce un cambio en la carga atrapada en las trampas de la interfaz. Este cambio de carga afecta a la capacitancia de la estructura MOS y altera la forma de las curvas características ideales. Cuando el nivel de Fermi E_F esta por encima de E_n , la carga neta en la interfaz es negativa, mientras que si E_F se encuentra por debajo de E_n , la carga neta es positiva. Esto también se ve representado en la figura 1.10. Varios estudios han intentado describir la distribución energética de las trampas de interfaz, y actualmente se cree que respetan una distribución similar a la de la figura 1.11.

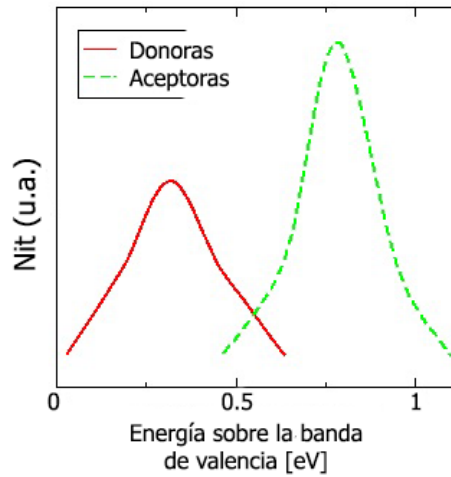


Figura 1.11: Distribución energética de las trampas de interfaz [8].

Un ejemplo de como las trampas de interfaz deforman a la curva IV ideal de un dispositivo MOS se muestra en la figura 1.12.

La deformación de la curva IV por las trampas de interfaz implica un corrimiento en la tensión umbral, relacionado a la modificación de la pendiente subumbral. Por ejemplo, en el caso de una estructura MOS con sustrato tipo p siendo irradiada, si la tensión aplicada V_G es positiva, la tensión umbral aumenta respecto a antes de irradiarla. Esto sucede porque los

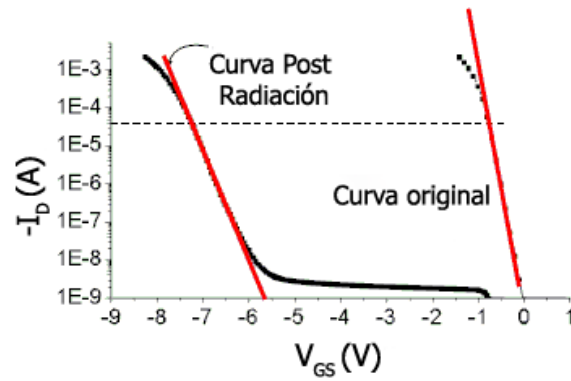


Figura 1.12: Disminución de la pendiente subumbral debido a la generación de trampas de interfaz. Mediciones realizadas en el LFDM en el año 2008.

electrones creados por la radiación en el Silicio se acumulan en la interfaz del mismo con el óxido. Si la tensión aplicada es lo suficientemente grande, se forma un canal n y el nivel de Fermi dentro del canal supera el nivel intrínseco del sustrato. Entonces las trampas de interfaz que se encuentran por debajo del nivel de Fermi del canal tienen una alta probabilidad de llenarse de electrones. Los estados aceptores capturan carga negativa en estas condiciones, lo que contrarresta en el efecto de formar un canal n que se extienda por toda la interfaz en el lado del Silicio. Por lo tanto, la tensión de umbral aumenta, lo que es una contribución negativa a ΔV_{th} .

Modelización de efectos de radiación

En la primera parte de este trabajo se menciona que la radiación ionizante produce un cambio sobre la curva IV característica de un transistor MOS mediante la generación de trampas de interfaz y la acumulación de carga positiva en el óxido. Para poder reproducir computacionalmente este resultado es necesario conocer y modelizar el detalle de los procesos que lo generan. Este capítulo se centra principalmente en explicar dichos procesos. Luego, en el mismo capítulo se muestra brevemente como introducirlos en un modelo computacional para simular la respuesta de un transistor MOS frente a periodos de radiación, bajo diferentes condiciones.

2.1. Acumulación de carga en el óxido

La irradiación de una estructura MOS produce la acumulación de carga dentro del óxido como consecuencia de procesos físicos sucesivos. Estos procesos se ilustran en parte del diagrama de bandas de la figura 2.1. Siguiendo la numeración de la figura 2.1, la exposición a radiación provoca la generación de pares electrón-hueco dentro del óxido (1), de los cuales solo una fracción de los mismos escapa a una recombinación inicial. Luego, en el caso de una tensión positiva V_G , los electrones – son arrastrados hacia el *gate* en un tiempo del orden de los *ps*, mientras que los huecos + inician un transporte mucho más lento, de carácter dispersivo hacia la interfaz $Si - SiO_2$ (2). Durante el transporte, los huecos pueden ser capturados por defectos dentro de la estructura del material (3), dando lugar a una carga positiva relativamente estable. Adicionalmente, durante el transporte y captura de los huecos se pueden liberan protones hidrógeno H^+ (4), los cuales también se dirigen, como consecuencia del campo eléctrico, hacia la interfaz $Si - SiO_2$ (5). Allí, los H^+ pueden reaccionar dando lugar a un aumento en la densidad de trampas de interfaz (6) las cuales intercambian carga rápidamente con el sustrato. Para la condición de tensión umbral, las trampas de interfaz presentan una carga positiva para transistores de canal p, y negativa para transistores de canal n. A continuación se explica en más detalle cada uno de los procesos mencionados.

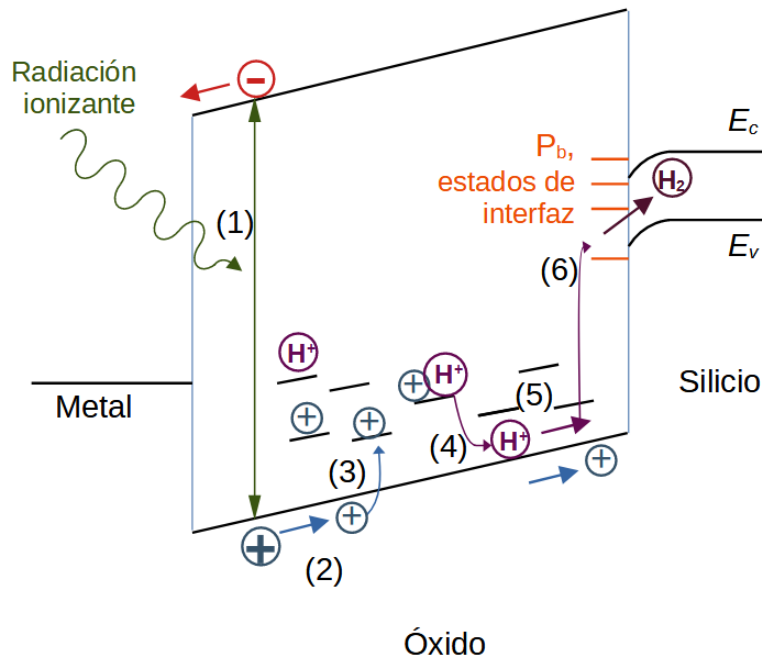


Figura 2.1: Diagrama de bandas de una estructura MOS con $V_G > 0$, donde se ilustran y enumeran los distintos procesos físicos que ocurren en presencia de radiación ionizante.

2.1.1. Interacción de la radiación con la materia

Cuando la radiación incide sobre un material, los efectos que produce dependen de varios factores. En primer lugar, dependen del tipo de radiación, pues la radiación ionizante puede ser de naturaleza electromagnética, partículas cargadas y neutrones. En segundo lugar, dependen de la energía con la que inciden, pues solo una fracción de ella contribuye a la ionización. Y en tercer lugar, dependen del material, pues el valor de energía necesaria para generar un par electrón-hueco E_{eh} varía según sus características.

La cantidad de energía que se invierte en la generación de pares electrón-hueco en un dado material es la dosis ionizante total (TID, total ionizing dose), la cual es medida como energía por unidad de masa, lo que da lugar a la definición del gray ($1 \text{ Gy} = 1 \text{ J/kg}$). En el ámbito de los efectos de radiación en dispositivos electrónicos es común encontrar la dosis expresada en rad (radiation absorbed dose), que se relaciona con el gray como $1 \text{ Gy} = 100 \text{ rad}$ [9]. Una vez que la radiación incide dentro del material, la función de transferencia lineal de energía (LET, linear energy transfer), indica cual es la proporción de energía que se transfiere a lo largo de la estructura y cual es la que se disipa. Usualmente la transferencia de energía es expresada en unidades de MeVcm^2/g [9]. La cantidad de pares electrón-hueco que genera la radiación depende de E_{eh} . Diferentes estudios teóricos y experimentales han llegado a resultados similares de E_{eh} en el dióxido de Silicio, que es el presente en las estructuras MOS. Teniendo en cuenta algunos de todos estos estudios [10]-[11] se puede considerar que el valor de E_{eh} se encuentra entre los 16 eV y los 19 eV. Al tener en cuenta que la densidad del SiO_2 es de $2,196 \times 10^{-3} \text{ kg/cm}^3$, es posible obtener la densidad de pares generados por unidad de dosis promedio, $g_0 = 8,1 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3} \text{ Gy}^{-1}$.

2.1.2. Recombinación inicial

Una vez que se han creado pares electrón-hueco dentro del óxido como consecuencia de la radiación, existe una probabilidad de que esta carga desaparezca como consecuencia de un proceso de recombinación inicial. La recombinación es favorecida por la cercanía entre electrón y el hueco de un mismo par, o bien entre electrones y huecos de pares generados a poca distancia entre ellos. La fracción de pares electrón-hueco que escapa a la recombinación inicial es conocida como *fractional yield* (Y). Diferentes resultados experimentales muestran que este proceso es claramente dependiente del campo eléctrico, y han propuesto expresiones analíticas para el *fractional yield*. Una de las propuestas mejor aceptada es la de Dozier et al. [12], quienes llevaron a cabo un estudio acerca de la recombinación inicial en estructuras MOS al ser irradiadas con ^{60}Co y rayos X. El resultado son las curvas de la figura 2.2 correspondientes con las siguientes expresiones del *fractional yield* para ^{60}Co y rayos X.

$$Y_{60\text{Co}}(F) = \left(\frac{F}{F + 0,55} \right)^{0,7}, \quad (2.1a)$$

$$Y_{\text{X-ray}}(F) = \left(\frac{F}{F + 1,35} \right)^{0,9}, \quad (2.1b)$$

donde F es el campo eléctrico. En la figura 2.2 extraída del artículo. [12] se muestran en distintos tipo de puntos los diferentes resultados experimentales y en línea sólida las funciones mencionadas.

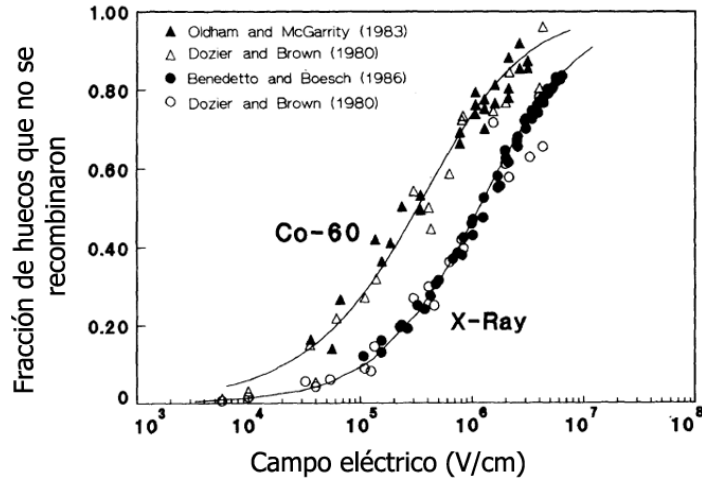


Figura 2.2: Fractional yield en función del campo eléctrico en una estructura de SiO_2 para el caso de radiación por ^{60}Co y rayos X [12]. Los puntos indican distintos los resultados experimentales y en línea sólida se grafican las funciones 2.1.

2.1.3. Transporte de portadores en SiO_2

Una vez que los electrones y huecos generados escapan a la recombinación inicial, estos comienzan a transportarse dentro del óxido, sometidos a la acción del campo eléctrico. En este sentido, el parámetro principal a la hora de estudiar el transporte es la movilidad.

Un estudio detallado del transporte de electrones en SiO_2 fue llevado a cabo por Hughes [13], a partir de experimentos en los cuales la carga dentro del SiO_2 es generada mediante pulsos de rayos X. Los resultados experimentales muestran una dependencia lineal entre la velocidad de arrastre y el campo eléctrico, es decir una movilidad constante hasta un campo eléctrico de alrededor de 0.2 MV/cm de valor $\mu_n = 21 \pm 2 \text{ cm}^2/Vs$.

A diferencia de los electrones, los cuales una vez que escapan a la recombinación inicial pueden atravesar un óxido de aproximadamente 100 nm en tiempos del orden del picosegundo, los huecos, inician un transporte dispersivo mucho más lento. Dos tipos de transporte diferentes pueden distinguirse dependiendo de la escala de tiempos [14]: Para tiempos entre 10 ns y 100 ns ocurre un transporte denominado intrínseco, mientras que para tiempos mayores a $1 \mu s$ el transporte toma un carácter dispersivo. La transición entre un tipo de transporte y otro está dada por la captura de huecos en defectos dentro de la estructura del material.

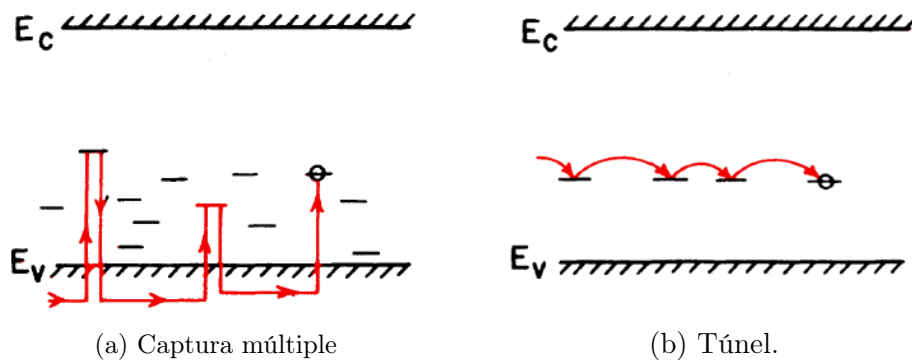


Figura 2.3: Transporte de huecos asistido por trampas [15]

El transporte inicial o intrínseco presenta una movilidad independiente del campo eléctrico de valor $\mu_p = 2 \times 10^{-5} \text{ cm}^2/Vs$ hasta un campo eléctrico máximo de $5,5 \text{ MV/cm}$ a temperatura $T = 300 \text{ K}$ [14]. El origen físico del transporte intrínseco está en el mecanismo de *hopping* entre orbitales $2p$ asociados a átomos de oxígeno vecinos. Por otro lado, la principal hipótesis acerca del origen físico del transporte dispersivo es que los huecos se desplazan a través del óxido, asistidos por trampas dentro del material. La figura 2.3 ilustra los dos principales modelos considerados. En el primero de ellos, ilustrado en la figura 2.3 (a), el transporte es asistido por trampas a través de la captura y emisión de huecos desde y hacia la banda de valencia. Teniendo en cuenta que la probabilidad de emisión es creciente con la profundidad de la trampa, una distribución energética de las trampas dentro de la banda prohibida del material da lugar a una población de huecos capturados que evoluciona temporalmente hacia las trampas más profundas. Teniendo en cuenta la distribución de tiempos de emisión, esto se puede modelizar con una movilidad que decrece con el tiempo, dando lugar a la dispersión del transporte. Este modelo se conoce como de captura múltiple (*multiple-trapping*). En el segundo de los modelos, ilustrado en la figura 2.3 (b), los huecos son transportados mediante transiciones de túnel asistidas por fonones entre trampas distribuidas espacialmente de manera aleatoria. Dado que la probabilidad de túnel decrece exponencialmente con la distancia, la distribución espacial de trampas lleva a una amplia distribución temporal para las proba-

bilidades de túnel, lo que también da lugar a la dispersión del transporte. Ambos modelos tienen como parámetro una energía de activación, pero en el modelo de captura múltiple está relacionada con la profundidad de las trampas involucradas, mientras que en el modelo de túnel asistido por fonones, la misma se relaciona con el proceso intrínseco de absorción y emisión de fonones en cada transición.

Sin embargo, ha sido reportado que no existe diferencia apreciable entre considerar o no el transporte dispersivo de huecos para el caso de temperatura ambiente y niveles de dosis habituales [16]. En consecuencia, se suele utilizar la movilidad intrínseca de los huecos para modelizar su transporte.

2.1.4. Captura de huecos en defectos

Durante su transporte a través del óxido, los huecos pueden ser capturados por ciertos tipos de trampas de manera relativamente estable. A diferencia de las trampas que contribuyen al transporte dispersivo, estas trampas inmovilizan al hueco durante un tiempo experimentalmente observable. Es por ello que el efecto de las trampas que están involucradas en la captura estable de huecos no se puede tratar como una modificación del valor de la movilidad intrínseca. Uno de los principales efectos de la captura de huecos en el óxido, es el desplazamiento de la tensión de bandas planas hacia valores negativos, y es por ello que muchos autores han investigado la forma en la que se da esta captura.

En la bibliografía se suele estudiar la sección eficaz de captura de huecos σ_c , y se ha demostrado que la misma tiene una dependencia con el campo eléctrico [17], [18]. Esta dependencia es, para un campo eléctrico $F > 0,3MV/cm$, proporcional a F^{-n} donde n varía entre 0.4 y 0.6, dependiendo del estudio, resultando que σ_c toma valores entre $10^{-13} cm^2$ y $10^{-15} cm^2$. Una forma de explicar esta dependencia es con un modelo de captura en cascada [19], en el cual las trampas están formadas por un estado fundamental y diferentes estados excitados. Una vez que el portador, en este caso un hueco, es capturado por la trampa en alguno de los estados más superficiales, este irá perdiendo energía a través de la emisión de un fonón, pasando de un estado a otro hasta finalmente alcanzar el estado fundamental. De acuerdo a la forma del potencial, la cual está dada por la naturaleza de la trampa, existirá un cierto radio crítico r_c asociado al nivel crítico antes mencionado. De acuerdo a este modelo, el campo eléctrico contribuye a la reducción de la barrera de potencial para la emisión debido al efecto de Poole-Frenkel [7], lo que finalmente lleva a una reducción en el valor del radio crítico r_c y por ende a la sección eficaz de captura, como se muestra en la figura 2.4.

2.1.5. Neutralización de los huecos capturados

Aún cuando los huecos han sido capturados de manera estable en trampas dentro del óxido, es posible que sean neutralizados. Un mecanismo por el cual puede suceder la neutralización es que los mismos electrones generados por la radiación se recombinen con los huecos en las trampas. El fenómeno RICN (radiation-induced charge neutralization), ocurre justamente durante la irradiación y fue observado experimentalmente por varios autores [21], [22]. Lo primero que se observa es que las características de un dispositivo MOS pueden desplazarse en tensión debido a la captura de electrones debido a la radiación: En el caso en que haya

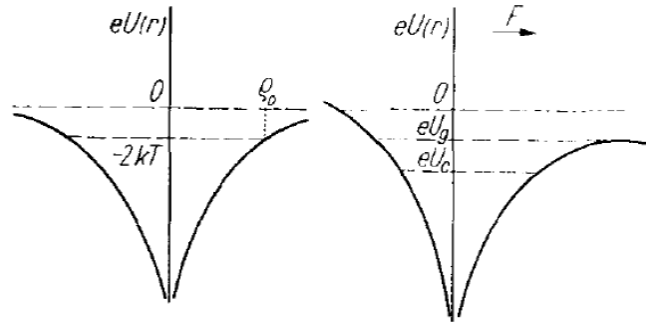


Figura 2.4: Esquema del potencial central $eU(r)$ de las trampas para la captura de huecos y como se modifican en presencia de un campo eléctrico F [20].

sucedido un corrimiento de tensión umbral debido a radiación y un campo externo, si el campo se anula la tensión umbral se recupera hacia el valor previo a la radiación.

Al igual que sucede con la captura de huecos, uno de los aspectos más importantes de la neutralización inducida por radiación es la dependencia con el campo eléctrico de la sección eficaz de neutralización σ_n relacionada con la captura de los electrones en los centros en los cuales se encuentran los huecos. En los resultados experimentales [21], [22], los autores pudieron reproducir las curvas del desplazamiento en tensión en función de la densidad de electrones inyectados para diferentes campos eléctricos y espesores de óxido siendo en cada caso σ_n el parámetro de ajuste. Según estas fuentes, para campos eléctricos entre $5 \times 10^5 V/cm$ y $3 \times 10^6 V/cm$, la sección eficaz varía de $10^{-12} cm^2$ a $10^{-15} cm^2$. Esto vale a temperatura ambiente, aunque se observa que la dependencia con la temperatura en un rango amplio no es determinante, y la forma en la que depende del campo es aproximadamente E_{ox}^{-3} , como se muestra en la figura [2.5].

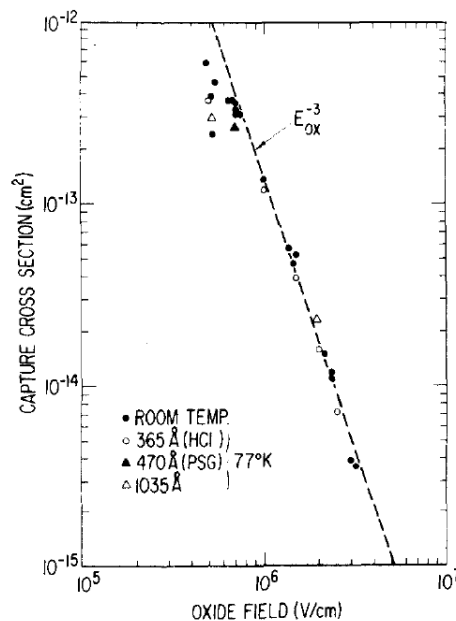


Figura 2.5: Dependencia de la sección eficaz de captura de electrones con el campo eléctrico medio, a $77^\circ K$ [21].

Todos los procesos mencionados hasta ahora contribuyen a la modificación de la carga acumulada en el óxido, lo cual representa un desplazamiento en tensión de la curva característica de los dispositivos. Sin embargo, hay un proceso más que se considera relevante al regular la cantidad de carga en el óxido, el cual se presenta en la siguiente sección, más precisamente en la subsección 2.3.1. Dicho proceso está directamente relacionado con la generación de trampas de interfaz, y es necesario presentar la forma de las trampas en el óxido para poder explicarlo.

2.2. Tipos de defectos en el óxido

Una cuestión de importancia con respecto a la captura de huecos es la naturaleza de los defectos involucrados. Parte de esas trampas son vacancias de oxígeno en la estructura del SiO_2 , y se las denomina $V_{o\delta}$ y $V_{o\gamma}$, según su configuración, como se muestra en la Figura 2.6. El dióxido de silicio forma una red tridimensional sólida en la que cada átomo de silicio se encuentra enlazado de forma covalente con 4 átomos de oxígeno, en forma de tetraedro. En el caso de la trampa neutra V_o^0 , los átomos de Si adyacentes a una vacante de oxígeno se vuelven a unir y forman un dímero. En el caso de una trampa V_o^+ cargada positivamente, pueden suceder dos cosas. En el primer caso, el de las trampas $V_{o\gamma}$, uno de los dos átomos de Si se relaja a través del plano definido por sus tres vecinos de oxígeno y se une a un cuarto átomo de oxígeno cercano en la red. Esta relajación de la estructura puede darse por la captura de un hueco. De esta forma este último oxígeno queda triplemente coordinado, y por lo tanto, hay un electrón menos respecto a la cantidad de protones en esa estructura. Para el segundo caso, el de las trampas $V_{o\delta}$, si bien aun hay discusiones sobre el detalle de la estructura de la trampa, se puede decir que el enlace Si-Si no se ve afectado por ningún tipo de relajación asimétrica. Se cree que luego de capturar un hueco a partir del estado neutro, queda un único electrón compartido por ambos átomos.

Las trampas $V_{o\delta}$ representan el 90 % de las trampas de huecos de este tipo presentes en el material, dominando la captura de huecos y su transporte, mientras que las $V_{o\gamma}$ representan el otro 10 %. Cada trampa está asociada a la medición de un centro por resonancia paramagnética electrónica (EPR), en este caso, los centros E'_δ y E'_γ , donde el apóstrofe superior indica que la señal medida es debida a un único electrón [23]. Diversos experimentos han concordado en que los centros E' se encuentran espacialmente cerca de la interfaz $Si - SiO_2$ [24].

Los defectos E'_δ son poco profundos, lo que significa que sus niveles de energías están dentro de la banda prohibida del óxido, pero cerca de la banda de valencia, y es por esta característica que tienen un rol fundamental en el transporte de los huecos. Por otro lado, los defectos E'_γ se encuentran alrededor del *mid-gap* del óxido. Ambos tipos de defectos pueden encontrarse hidrogenados, con uno o dos átomos de hidrógeno, notando a sus trampas asociadas como $V_{o\delta}H$, $V_{o\gamma}H$, $V_{o\delta}H_2$ y $V_{o\gamma}H_2$. En el caso de los defectos hidrogenados con un solo átomo de hidrógeno, es decir, asociados a las trampas V_oH , se trata de centros profundos, como los de las $V_{o\gamma}$, y sus niveles de energía están muy por encima de la banda de valencia. Por otro lado, los defectos doblemente hidrogenados al igual que los de las trampas $V_{o\delta}$, no son profundos [24]. La profundidad de los defectos y como contribuyen al transporte de

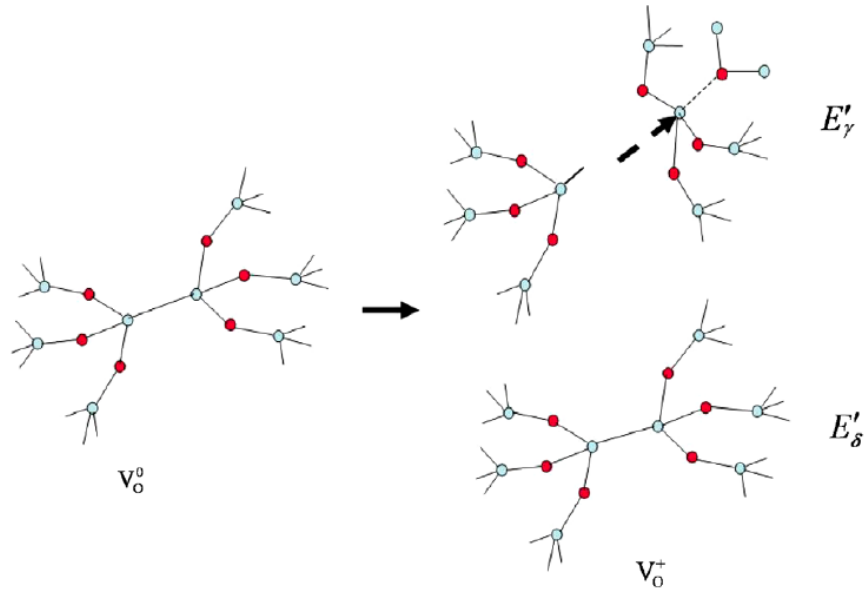


Figura 2.6: Representación esquemática de la vacancia de oxígeno neutra (izquierda) y las dos formas de vacancia cargada positivamente en las que se puede transformar. Los puntos rojos representan átomos de Oxígeno y los celestes de Silicio [23].

portadores se esquematiza en la figura 2.7.

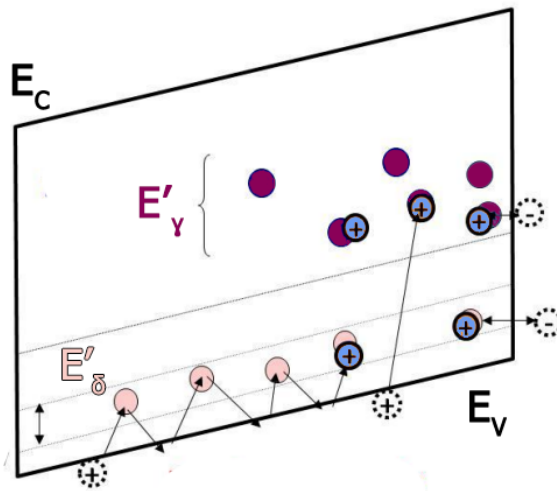


Figura 2.7: Diagrama de bandas del SiO_2 en el transistor MOS ilustrando las posibles vacancias de oxígeno. Los círculos claros representan defectos E'_δ , y las oscuras E'_γ . También se representa como el sucede el transporte de huecos. Modificado de [25].

Cuando la trampa $V_{o\gamma}$ está enlazada con un átomo de hidrógeno ($V_{o\gamma}H$), el defecto final involucra a un hidrógeno entre dos átomos de Silicio. Dado que los defectos son vacancias de oxígeno donde dos átomos de Si forman un enlace, introducir un hidrógeno permite que se forme un enlace $Si - H$, dejando el otro Si con un “enlace colgante” o “dangling bond” [24]. Esta situación produce un defecto con un nivel de energía dentro del *band-gap* del SiO_2 . Algo similar sucede en el caso de las trampas doblemente hidrogenadas.

El origen de las trampas hidrogenadas se da luego de la fabricación del dispositivo MOS. El

hidrógeno es utilizado en la fabricación de circuitos integrados para reducir la concentración de defectos en la interfaz del silicio con el dióxido de silicio y así mejorar el rendimiento del dispositivo [26]. Lo que se hace es inmersión el dispositivo en un ambiente con altas concentraciones de hidrógeno. El porcentaje de hidrógeno en el ambiente y el tiempo de exposición dependen del material y del efecto deseado. La intención es que los átomos o moléculas de hidrógeno penetren en el material pasivando los defectos cargados V_o^+ , y así contrarresten la captura de huecos y el desbalance de la carga dentro del material al momento de su utilización. No obstante la presencia de hidrógeno pueden intensificar la degradación de algunos transistores bipolares cuando son expuestos a radiación ionizante. La degradación producida por el hidrógeno conlleva un problema práctico al evaluar la calidad del material si se sellan pequeñas cantidades de hidrógeno en las cavidades del dispositivo y se difunden en el silicio a lo largo del tiempo [26]. Lo que sucede es que la radiación ionizante excita a estos defectos de forma que vuelven a ionizarse, modificando drásticamente las características electrónicas del dispositivo.

Pero la degradación del material no es la única consecuencia de la pasivación de los centros con hidrógeno; Al momento que los defectos son ionizados nuevamente, especies hidrogenadas quedan libres y se transportan por el material siguiendo varios mecanismos. Dichos iones pueden interactuar, y una de las consecuencias directas que se han observado de la liberación de estas especies de hidrógeno es la generación de las trampas de interfaz. Las trampas de interfaz también modifican las características eléctricas del dispositivo. Además, dependiendo de la dosis de radiación aplicada y las temperaturas a las que están expuestos los dispositivos la generación de trampas de interfaz sucede a diferentes ritmos. Esto es lo que se observa en el fenómeno de ELDRS (Enhanced Low Dose Rate Sensitivity) [26], donde se observa un aumento de la degradación a bajas tasas de dosis comparado a tasas mayores aun con la misma dosis total aplicada.

2.3. Generación de trampas de interfaz

El otro de los fenómenos que es consecuencia de la radiación en las estructuras MOS, es la generación de trampas de interfaz. Dicho fenómeno se encuentra ligado a la generación de carga en el óxido. Como se menciona en la sección 2.2, existen defectos en la estructura MOS, provenientes de vacancias de oxígeno. En dicha sección se explica que estos defectos pueden encontrarse cargados o neutros, y también pueden encontrarse hidrogenados. Se menciona además, que los defectos hidrogenados contribuyen significativamente a la generación de trampas de interfaz. A continuación, se explica esta relación.

2.3.1. Emisión de protones hidrógenos

Un protón hidrógeno H^+ es un átomo de hidrógeno que ha perdido su electrón. Teniendo en cuenta que en las estructuras MOS los átomos de hidrógeno presente corresponden al isótopo hidrógeno-1, el H^+ consiste en un núcleo de un solo protón y ningún neutrón. Las vacancias hidrogenadas $V_{o\gamma}H$, $V_{o\delta}H$, $V_{o\gamma}H_2$ y $V_{o\delta}H_2$ pueden capturar un hueco y emitir un protón hidrógeno directamente. Además, estos defectos hidrogenados pueden ser centros de

recombinación. Esto sucede cuando capturan un hueco y luego un electrón como se explica en la subsección [2.1.5](#).

Los procesos que involucran a los defectos $V_{o\gamma}$ se presentan a continuación. Para el caso de los defectos sin hidrogenar se tiene:



Cuando el defecto se encuentra hidrogenado con un solo átomo de hidrógeno,



Y finalmente para el caso doblemente hidrogenado los procesos son:



Asimismo, los procesos que involucran a la trampa $V_{o\delta}$ son:



En el caso de las trampas hidrogenadas se tiene:



Y finalmente en el caso de las doble hidrogenadas:



Se indica en las flechas la barrera energética que el sistema debe superar para producir la reacción. Cuando se indica 0 eV quiere decir que la reacción es instantánea, como por ejemplo en las reacciones donde las trampas capturan un hueco (2.2a, 2.3a, 2.4a, 2.5a, 2.6a y 2.7a). Estos valores fueron calculados por Rowsey et. al [24] utilizando primeros principios con la Teoría del Funcional de la Densidad (DFT).

Los procesos 2.3b, 2.4b, 2.6b y 2.7b son las reacciones que dan lugar a la liberación de protones hidrógeno. Hay varios trabajos teóricos y experimentales [27], [28], [29] que se han concentrado en modelizarlos. El mecanismo por el cual se emiten protones hidrógeno en estos procesos es denominado en la bibliografía como *direct release* o *hydrogen release*. En estos trabajos, dependiendo del modelo utilizado, se calcula la tasa de emisión o la sección eficaz de emisión de los protones hidrógenos. En los estudios llevados a cabo por Sanchez-Esqueda [27] el valor de la tasa es del orden de $10^{-5} s^{-1}$, mientras que en los trabajos de Petukhov [28] se habla de una sección eficaz de $5,5 \times 10^{-14} cm^2$. Vale aclarar que en este último trabajo la modelización de la emisión de protones hidrógeno se modeliza conjuntamente con la captura del hueco en la trampa hidrógenos en un solo proceso.

Vale la pena aclarar que el proceso *direct release* no es el único estudiado por el cual se emiten protones hidrógeno en la estructura MOS. En la bibliografía hay estudios relacionados al estudio del fenómeno ELDRS [29], donde se explora que sucede si la estructura se encuentra en un ambiente con concentraciones de hidrógeno mucho más altas que en aire. En este caso, resulta interesante estudiar la generación de protones H^+ libres en el óxido por el mecanismo de *cracking*, además de por *direct release*. El *cracking* consiste en que una trampa $V_{o\gamma}^+$ reacciona con una molécula de Hidrógeno H_2 de forma que el resultado es una trampa hidrogenada $V_{o\gamma}H$ y un protón hidrógeno H^+ . En la figura 2.8 se muestran algunos resultados donde se evidencian que la relevancia del *cracking*, si el ambiente es aire, es despreciable para ciertas tasas de dosis de radiación. Como estas condiciones son compatibles con los fenómenos de interés en el presente trabajo, se considera que no se da el proceso *cracking* al momento de desarrollar el modelo teórico computacional. De la figura, solo la curva del modelo con *direct release* en aire es la que vale la pena comparar directamente con los resultados del modelo que se presenta en esta tesis.

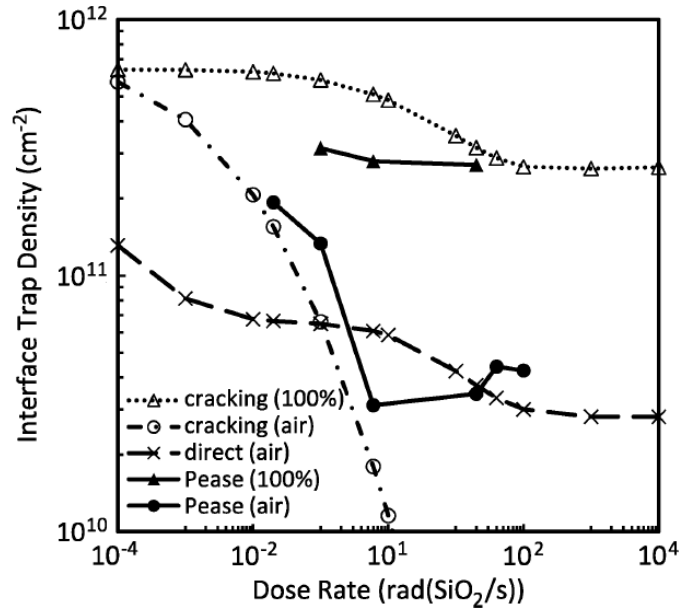


Figura 2.8: Variación de la densidad de trampas de interfaz en función de la tasa de dosis para dos estructuras MOS en ambientes con distintas proporciones de Hidrógeno, según el modelo numérico propuesto por Rowsey et.al. [29]. En este modelo se consideran dos tipos de reacciones para la liberación de los protones hidrógeno, *cracking* y *direct release*. Los puntos que tiene la etiqueta *Pease* corresponden a valores experimentales.

2.3.2. Transporte de protones hidrógeno

El transporte de protones hidrógeno en el óxido de la estructura MOS tiene una parte intrínseca y otra dispersiva, como se explica para los huecos en la sección 2.1.3. Pero a diferencia del caso de los huecos, en condiciones naturales el transporte dispersivo de los protones es distinguible y apreciable [30]. Para modelizar dicho transporte existen algunos modelos en estudio. Una posibilidad es condensar los efectos del transporte dispersivo en una corrección a la movilidad intrínseca, definiendo así una movilidad efectiva para los protones que se emiten en el proceso de radiación dentro del material, μ_H . Los valores posibles μ_H varían entre $10^{-12} \text{cm}^2/\text{Vs}$ y $10^{-11} \text{cm}^2/\text{Vs}$ [29], [31], siendo varios ordenes menores que μ_p , la movilidad de los huecos en el óxido. Esto se debe a la constitución de las trampas y los enlaces que forman con los protones. Si la energía necesaria para que un protón hidrógeno sea capturado es baja en relación a la de un hueco, la captura y emisión por túnel o *hopping* se da en una mayor proporción para los protones que para los huecos. Por lo tanto se interrumpe en mayor medida el transporte de los protones a través del óxido. En consecuencia, frente a un campo externo positivo lo suficientemente grande los protones viajan a través del óxido de la estructura MOS hacia la interfaz $Si - SiO_2$, en tiempos que van desde el orden del segundo.

2.3.3. Despasivación de centros Pb

Los protones que llegan a las cercanías de la interfaz $Si - SiO_2$, se encuentran con los centros PbH. Un centro PbH consisten en un defecto Pb, originado de las irregularidades

producidas por el crecimiento del óxido sobre el sustrato. En el proceso de fabricación, al crearse la capa de óxido sobre el sustrato, algunos átomos de silicio en la interfaz forman enlace con otros tres átomos de silicio del lado del sustrato pero no logran formar el cuarto enlace con un átomo de oxígeno del lado del óxido. Entonces, uno de sus electrones libres queda desapareado y un enlace en la interfaz no se forma, apareciendo un “*dangling bond*”, como se representa esquemáticamente en la figura 2.9. Este enlace no formado es el que actúa como estado energético permitido dentro de la banda prohibida del semiconductor. A lo largo de la interfaz se encuentran trampas de este estilo con distintas perturbaciones y por lo tanto distintas energías dentro de la banda prohibida.

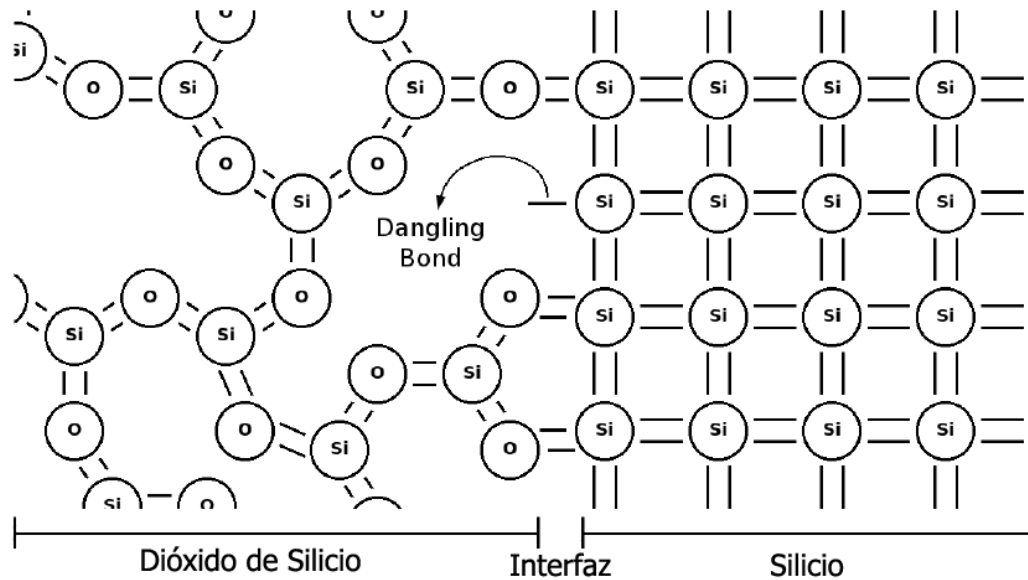


Figura 2.9: Diagrama simplificado de la estructura de la interfaz $Si - SiO_2$ mostrando la existencia del *dangling bond*. Notar que el cuarto oxígeno en cada molécula de SiO_2 se encuentra apareado al átomo de silicio por encima o bien por debajo del plano; estos átomos fueron omitidos para una mayor claridad del diagrama. Las distancias atómicas no se encuentran a escala [32].

La mayoría de los *dangling bonds* son pasivados con átomos de hidrógeno que usualmente se introducen en el óxido por un recocido en ácido clorhídrico que se realiza luego de la fabricación del dispositivo. De ello resultan los defectos PbH , al igual que los defectos hidrogenados V_oH y V_oH_2 . Durante la irradiación, estos enlaces de silicio-hidrógeno se rompen y reaparecen los centros Pb . En la interfaz, el protón hidrógeno H^+ reacciona con los precursores $Si-H$. De esta forma deja un enlace abierto y produce una molécula de hidrógeno H_2 libre. El proceso de despasivación del centro PbH se escribe de la siguiente forma:



2.4. Modelo teórico computacional

La primera parte de esta tesis consiste en entender como la radiación afecta al funcionamiento de un transistor del tipo MOSFET. Para llevar este conocimiento a la práctica y así

poder prever los efectos de la radiación, o bien para usar el transistor como dosímetro, resulta de utilidad desarrollar un modelo computacional que simule estos efectos. Esto es algo en lo que se estuvo trabajando en el LFDm en los últimos años. El laboratorio desarrolló un modelo que logra reproducir diversos resultados experimentales en donde se irradian transistores de distintos tipos de forma continua. Se ha estudiado la respuesta de este modelo frente a cambios en las condiciones del ambiente y variaciones de V_G [33], [34], [35], [36]. Además, se ha extendido el modelo para estudiar la estructura del *floating gate* [37], [38]. Una vez que el modelo teórico computacional fue testeado para todos estos caso, fue de interés complejizarlo para que pudiera reproducir efectos de radiación a largo plazo y la generación de trampas de interfaz.

En esta sección se describe los principales aspectos del desarrollo de un modelo numérico basado en los principios físicos explicados con anterioridad. Los procesos que se tienen en cuenta para el modelizado se encuentran ordenados en el diagrama de bloques de la figura 2.10, indicando en los conectores los parámetros que regulan cada proceso en el modelo computacional.

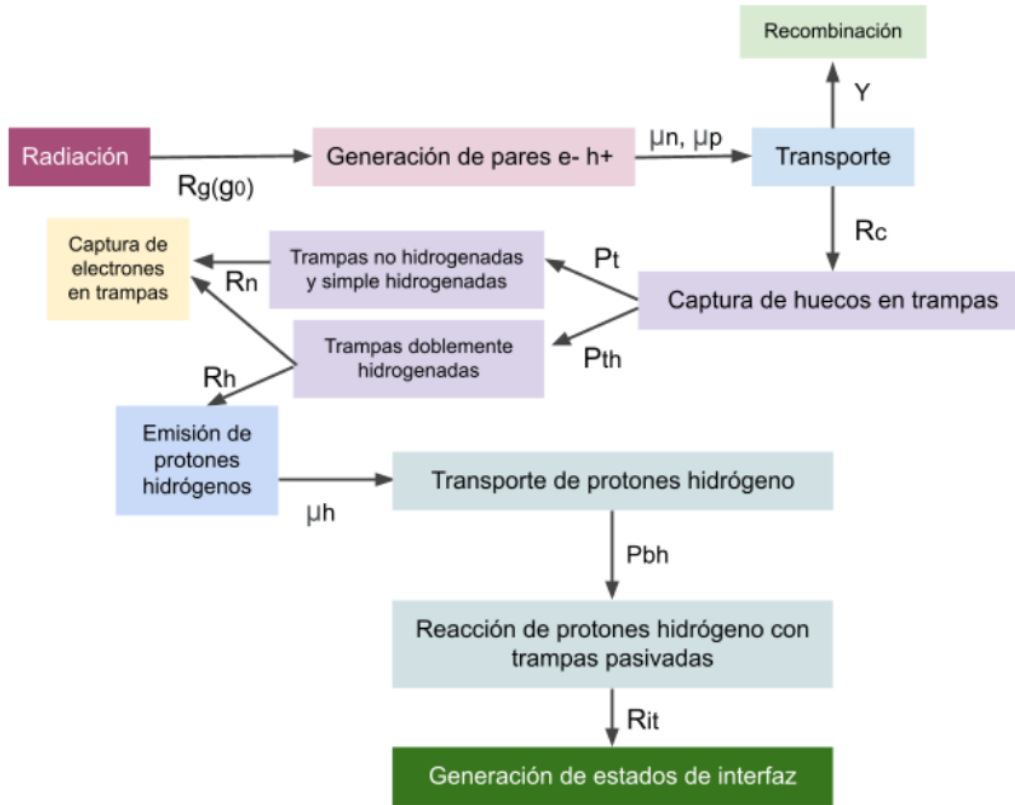


Figura 2.10: Diagrama de bloques de los procesos producidos por la radiación ionizante en una estructura MOS que se tuvieron en cuenta para desarrollar el modelo computacional.

2.4.1. Ecuaciones del modelo

Los procesos físicos mencionados en la primer parte de este capítulo modifican espacial y temporalmente la densidad de portadores dentro del óxido y la densidad de las trampas de interfaz. A partir de estas densidades se puede obtener información sobre el flujo de

portadores y el campo eléctrico en el aislante. Tanto las densidades de portadores, como sus flujos y el campo eléctrico dentro del óxido son variables del modelo computacional desarrollado. Cada proceso que afecta a estas variables se incluyen en el modelo, regulados a través de un conjunto de parámetros que deben determinarse previamente. Obteniendo el valor instantáneo a lo largo del espacio de las variables en cuestión se pueden reconstruir las curvas IV características del dispositivo.

Para comenzar, la interacción de la radiación ionizante con la materia y la generación de los pares electrón huecos se modeliza teniendo en cuenta lo explicado en las secciones 2.1.1 y 2.1.2 de este capítulo. Entonces, la evolución temporal de electrones libres n_f y huecos libres p_f esta dada por

$$\frac{dn_f}{dt} = R_g, \quad (2.9a)$$

$$\frac{dp_f}{dt} = R_g, \quad (2.9b)$$

donde R_g es una tasa de generación de pares electrón hueco, con unidades de $cm^{-3}s^{-1}$, dada por

$$R_g = g_0 Dr Y(F), \quad (2.10)$$

donde Dr es la tasa de dosis. Este termino tiene en cuenta la proporción de huecos y electrones que han escapado a la recombinación inicial, pues esta modulado por el *fractional yield*.

Para el transporte de portadores, siguiendo la sección 2.1.3, se utiliza un modelo de arrastre y difusión. En este modelo se escribe el flujo de electrones y huecos como en las ecuaciones 2.11 y 2.12, respectivamente,

$$j_n = -\mu_n n_f F - \frac{k_B T}{q} \mu_n \frac{dn_f}{dx}, \quad (2.11)$$

$$j_p = -\mu_p p_f F - \frac{k_B T}{q} \mu_p \frac{dp_f}{dx}, \quad (2.12)$$

Las densidades de portadores son funciones del tiempo y de x , que es la coordenada espacial cuyo origen se encuentra en la interfaz $Si - SiO_2$, y crece al acercarse a la interfaz del SiO_2 con el metal. Esta variable x recorre el ancho del aislante, t_{ox} . En principio, se utilizan las movilidades intrínsecas μ_n y μ_p para modelizar el flujo de portadores.

A las ecuaciones 2.9a y 2.9b, se les puede incluir la dependencia espacial con el flujo de los portadores de la siguiente forma, teniendo en cuenta la ecuación de conservación de la carga:

$$\frac{dn_f}{dt} = -\frac{dj_n}{dx} + R_g, \quad (2.13a)$$

$$\frac{dp_f}{dt} = -\frac{dj_p}{dx} + R_g. \quad (2.13b)$$

Respecto a la captura y neutralización de portadores en trampas, a diferencia de la mayoría de los modelos presentados en las secciones 2.1.4 y 2.1.5, donde se utiliza como parámetro

regulador de estos procesos las secciones eficaces, en el modelo utilizado se emplean las tasas de captura y neutralización, R_c y R_n . En el modelo tienen unidades de cm^3/s , y regulan las reacciones de las ecuaciones [2.2a](#), [2.2b](#), [2.3a](#), [2.3c](#), [2.4a](#) y [2.4d](#) respecto a los defectos V_γ , y sus análogas para los defectos V_δ . Los valores de las tasas se determinan teniendo en cuenta que sean tales que el modelo propuesto ajuste de resultados experimentales, y teniendo en consideración su valor en otros modelos de la bibliografía. R_c y R_n deberían ser tales de representar las energías de activación de cada una de las reacciones enumeradas, y por eso que en principio es necesario definir una tasa de captura distinta para cada tipo de defecto, y lo mismo para las tasas de neutralización.

Distinguir una tasa para cada proceso implica una gran cantidad de parámetros libres para el modelo, por lo que conviene primero analizar los tipos de defectos relevantes en los procesos de captura y neutralización para intentar reducir la dimensionalidad del problema. En primer lugar, debido a que las trampas del tipo V_δ tienen niveles de energías cercanos a la banda de valencia del aislante, contribuyen en gran medida al transporte de los huecos y protones a lo largo del óxido. Es por ello que en el modelo se asume que su contribución a la captura estable de portadores es despreciable. De esta forma, de las reacciones consideradas en las ecuaciones [2.2a](#)-[2.7d](#), solo se consideran las relacionadas a las trampas V_γ para modelizar la captura y emisión de portadores en trampas. Secundariamente, las ecuaciones [2.3b](#) y [2.4b](#) son análogas, con la diferencia que las energías de activación de [2.3b](#) son mucho más altas que las de [2.4b](#). Por esto último es que la reacción [2.4b](#) es predominante sobre la otra en el aspecto de la liberación de un protón hidrógeno y su posible captura. En consecuencia, en una primera aproximación se podría despreciar todos los efectos de la ecuación [2.3b](#), considerando únicamente la liberación de protones dada por la ecuación [2.4b](#). En tercer lugar, la ecuación [2.4c](#) no contribuye al modelo de generación de trampas de interfaz y acumulación de carga en el óxido de forma significativa. La creación de una molécula H_2 no es relevante y la creación un defecto de carga positiva $V_{o\gamma}^+$ es menos probable por este mecanismo que por el de la ecuación [2.2a](#). Más aún, la reacción inversa de [2.4c](#) solo sería importante en un ambiente con muchas moléculas de H_2 . Otro aspecto relevante de esta reacción es que las energías de activación en un sentido y otro son similares y ambos mecanismos podrían suceder en la misma proporción y compensarse. Finalmente, las reacciones [2.2a](#) y [2.3a](#) son análogas y tienen las mismas energías de activación. Algo similar sucede con las reacciones [2.2b](#) y [2.3c](#), por lo que estas 8 reacciones (teniéndolas en cuenta en ambos sentidos) podrían resumirse en solo cuatro, si se considerara que las trampas hidrogenadas con un solo átomo de hidrógeno y las no hidrogenadas fueran un solo tipo de trampa, por ejemplo, no hidrogenadas. En base a lo discutido, es válido intentar aproximar los diferentes tipos de defectos y las reacciones que los involucran teniendo en cuenta solo dos tipos de defectos distintos; unos sin hidrogenar y otros doblemente hidrogenados.

Los defectos no hidrogenados y los hidrogenados con un solo átomo de hidrógeno se modelizan con una densidad volumétrica P_t , mientras que los doblemente hidrogenados con la densidad volumétrica P_{th} , siendo ambas densidades independientes. Las distribuciones se modelizaron de tal forma que pueden modificarse fácilmente en el programa numérico. Si bien en la sección [2.2](#) se mencionó que se cree que la cantidad de las trampas en el óxido

se encuentran mayormente concentradas en la interfaz $Si - SiO_2$, también hay resultados experimentales en donde considerar una distribución de trampas uniforme es suficiente.

Teniendo dos tipos de defectos distintos en el modelo, se reduce el problema de la captura y neutralización de portadores. Así, se definen solo dos tasas de capturas, R_c y R_{ch} , y dos de neutralización, R_n y R_{nh} , unas correspondiente a los defectos no hidrogenados y otras a los hidrogenados. Se considera además, que estas tasas son constantes, independientes del campo eléctrico en el óxido. La dependencia del proceso de captura y neutralización de portadores con el campo eléctrico es modelizado a partir de una relación directa entre estos procesos con la densidad de portadores libres en el óxido. Como se mostró en las ecuaciones 2.11 y 2.12, estas densidades dependen del campo eléctrico. Entonces, una forma de modelizar la captura y neutralización de huecos es completando las ecuaciones 2.13a y 2.13b de la siguiente forma:

$$\frac{dn_f}{dt} = -\frac{dj_n}{dx} + R_g - R_n n_f p_t - R_{nh} n_f p_{th}, \quad (2.14a)$$

$$\frac{dp_f}{dt} = -\frac{dj_p}{dx} + R_g - R_c p_f (P_t - p_t) - R_{ch} n_f (P_{th} - p_{th}). \quad (2.14b)$$

En la ecuación 2.14a, el término $-R_n n_f p_t$ representa la neutralización de huecos capturados en trampas no hidrogenadas y por lo tanto una disminución en la densidad de electrones libres; n_f se multiplica con la tasa de captura y la densidad volumétrica de trampas no hidrogenadas cargadas positivamente p_t , dando la fracción de electrones libres que se recombinan por unidad de tiempo. El término $-R_{nh} n_f p_{th}$ representa el proceso análogo de neutralización pero con la densidad de trampas doblemente hidrogenadas cargadas positivamente p_{th} . En la ecuación 2.14b, el término $-R_c p_f (P_t - p_t)$ corresponde a la captura de huecos en trampas no hidrogenadas. Se encuentra a p_f multiplicando $P_t - p_t$ porque esta diferencia es la densidad de trampas no hidrogenadas libres para capturar un hueco. De forma análoga pero para la captura de huecos en trampas doblemente hidrogenadas se incluye el termino $-R_{ch} n_f (P_{th} - p_{th})$. Consistentemente con estas ecuaciones se modeliza la evolución temporal de los huecos capturados en trampas:

$$\frac{dp_t}{dt} = R_c p_f (P_t - p_t) - R_n n_f p_t, \quad (2.15a)$$

$$\frac{dp_{th}}{dt} = R_{ch} p_f (P_{th} - p_{th}) - R_{nh} n_f p_{th}. \quad (2.15b)$$

Luego, para la emisión de los protones hidrógeno de las trampas doblemente hidrogenadas se utiliza una tasa de emisión R_h . De la misma forma que las tasas de captura y neutralización, esta tasa representa en cierta la probabilidad de ocurrencia de la reacción de la ecuación 2.4b. El proceso se modeliza en las ecuación 2.15b de la siguiente forma:

$$\frac{dp_{th}}{dt} = R_{ch} p_f (P_{th} - p_{th}) - R_{nh} n_f p_{th} - R_h p_{th}. \quad (2.16)$$

Lo que sucede es que al liberarse un protón hidrógeno de una trampa doblemente hidrogenada disminuye la cantidad de trampas doblemente hidrogenadas cargadas positivamente, y por eso el termino de R_h tiene signo negativo. En este punto es necesario definir la densidad de protones hidrógeno h_p , que representa a estos iones libres en el óxido. Así como en los

huecos y electrones, se modeliza su transporte por arrastre y difusión:

$$j_h = -\mu_h h_p F - \frac{k_B T}{q} \mu_h \frac{dh_p}{dx}, \quad (2.17)$$

Teniendo en cuenta su creación a partir de las trampas doblemente hidrogenadas, y la conservación de la carga, se modeliza su evolución temporal según:

$$\frac{dh_p}{dt} = -\frac{dj_h}{dx} + R_h p_{th}. \quad (2.18)$$

Como al emitir un H^+ una trampa doblemente hidrogenada se transforma en una hidrogenada con un solo átomo de hidrógeno, que se modelizan como no hidrogenadas, R_h también esta involucrada en las densidades P_t y P_{th} :

$$\frac{dP_t}{dt} = R_h p_{th}, \quad (2.19a)$$

$$\frac{dP_{th}}{dt} = -R_h p_{th}. \quad (2.19b)$$

Habiendo incluido el flujo en la ecuación 2.18, se simula el transporte de los protones, que en el caso de una tensión positiva V_G se ven desplazados hacia la interfaz $Si - SiO_2$. En la interfaz se modeliza la despasivación de centros PbH, introduciendo la densidad superficial P_bH , que sería la densidad inicial de centros pasivados y por ello es una constante, la densidad de trampas de interfaz N_{it} , y la tasa de de generación de trampas de interfaz R_{it} :

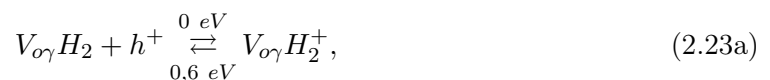
$$\frac{dN_{it}}{dt} = R_{it} h_p^0 (P_bH - N_{it}). \quad (2.20)$$

El superíndice “0” en la densidad de protones hidrógeno indica que se trata de la densidad en la interfaz. Se encuentra multiplicada la diferencia $P_bH - N_{it}$ porque representa la cantidad de centros PbH pasivados a medida que transcurre temporalmente la simulación.

Finalmente, teniendo en cuenta a las funciones de los portadores, las cuales dependen del tiempo y el espacio, se puede construir una formula para el campo eléctrico F dentro del óxido a partir de la ecuación 1.8:

$$\frac{dF}{dx} = -\frac{q}{\epsilon_{ox}} (p_t + p_{th} + p_f - n_f + h_p) \quad (2.21)$$

A modo de resumen, las reacciones que finalmente se consideran en el modelo computacional son :





teniendo en cuenta que los defectos $V_{o\gamma}$ representan tanto a los no hidrogenados como los hidrogenados con un solo átomo de hidrógeno. Las ecuaciones utilizadas para modelizar los procesos:

$$\frac{dn_f}{dt} = -\frac{dj_n}{dx} + R_g - R_n n_f p_t - R_{nh} n_f p_{th} \quad (2.25a)$$

$$\frac{dp_f}{dt} = -\frac{dj_p}{dx} + R_g - R_c p_f (P_t - p_t) - R_{ch} n_f (P_{th} - p_{th}) \quad (2.25b)$$

$$\frac{dh_p}{dt} = -\frac{dj_h}{dx} + R_h p_{th} \quad (2.25c)$$

$$\frac{dp_t}{dt} = R_c p_f (P_t - p_t) - R_n n_f p_t \quad (2.26a)$$

$$\frac{dp_{th}}{dt} = R_{ch} p_f (P_{th} - p_{th}) - R_{nh} n_f p_{th} - R_h p_{th} \quad (2.26b)$$

$$\frac{dP_t}{dt} = R_h p_{th} \quad (2.27a)$$

$$\frac{dP_{th}}{dt} = -R_h p_{th} \quad (2.27b)$$

$$\frac{dN_{it}}{dt} = R_{it} h_p^0 (P_bH - N_{it}) \quad (2.28)$$

$$\frac{dF}{dx} = -\frac{q}{\epsilon_{ox}} (p_t + p_{th} + p_f - n_f + h_p) \quad (2.29)$$

$$j_n = -\mu_n n_f F - \frac{k_B T}{q} \mu_n \frac{dn_f}{dx} \quad (2.30a)$$

$$j_p = -\mu_p p_f F - \frac{k_B T}{q} \mu_p \frac{dp_f}{dx}, \quad (2.30b)$$

$$j_h = -\mu_h h_p F - \frac{k_B T}{q} \mu_h \frac{dh_p}{dx}, \quad (2.30c)$$

A continuación, se describen brevemente las bases del modelo numérico utilizado para simular la evolución temporal de estas ecuaciones.

2.4.2. Implementación numérica

Como se ha mencionado a lo largo de esta tesis, los parámetros involucrados en el modelo computacional pueden tener valores de ordenes de magnitud muy distintos entre si. Esto produce un problema numérico al intentar simular los distintos procesos, y por ello es necesario

normalizar los parámetros y variables en juego. Por ejemplo, n_f se puede normaliza utilizando su valor espacial máximo a tiempo inicial, $n_{f,max}$. Una vez reescaladas las ecuaciones [2.25a-2.30c](#), se las discretiza. Se utilizan diferencias finitas progresivas espaciales y temporales para simular las derivadas. Es decir, para una función $y(x)$ arbitraria se tiene:

$$y'(x) = \frac{y(x+h) - y(x)}{h}, \quad (2.31)$$

donde h es el paso discreto en x .

En principio, hay un problema en la discretización temporal porque los procesos físicos involucrados tienen tiempos característicos muy distintos, y las ecuaciones diferenciales son inestables computacionalmente a menos que el paso temporal sea muy chico, lo cual es muy costoso. Pero este problema puede superarse utilizando el método de Euler implícito para resolver las ecuaciones diferenciales, que es estable independientemente del paso temporal elegido. Por lo tanto se utiliza este método variando el paso temporal dependiendo de la parte del problema que se este tratando de manera de que la precisión sea óptima. Así, donde la evolución temporal de la variable arbitraria y este modulada por una función f , se tiene:

$$y_j^{i+1} = y_j^i - \Delta t_i f(t_{i+1}, y_j^{i+1}). \quad (2.32)$$

donde los subíndices indican la posición espacial y los superíndices el instante temporal.

Por otro lado, espacialmente se utiliza la discretización de Franceschetti. En esta discretización los puntos se encuentran concentrados en las interfaces (Metal- SiO_2 y SiO_2 -Si), pues es en los contornos que se precisa más detalle de los procesos, y allí es donde suceden la mayoría de las reacciones involucradas en el modelo. La condición de contorno es que la densidad de portadores es nula en la interfaz.

Se resuelve el sistema de ecuaciones discretas como una búsqueda de raíces de las ecuaciones [2.25a-2.29](#) igualadas a 0. Se implementa un procedimiento iterativo que permite obtener en cada instante de tiempo t^i , el valor de las variables físicas en un instante posterior t^{i+1} . Para ello se define un vector f :

$$f(w) = \begin{pmatrix} f_{n_f}(w) \\ f_{p_f}(w) \\ f_{h_p}(w) \\ f_{p_t}(w) \\ f_{p_{th}}(w) \\ f_{P_t}(w) \\ f_{P_{th}}(w) \\ f_{N_{it}}(w) \\ f_F(w) \end{pmatrix} \quad w = \begin{pmatrix} n_f \\ p_f \\ h_p \\ p_t \\ p_{th} \\ P_t \\ P_{th} \\ N_{it} \\ F \end{pmatrix}, \quad (2.33)$$

y se busca w^{i+1} tal que $f(w) = 0$ en cada paso temporal. Para el método de Newton tradicional, se asume un comportamiento lineal en cada iteración y que $f=0$ en cada paso equivale al siguiente sistema lineal $Ax = b$:

$$J(w^k)(w^{k+1} - w^k) + f(w^k) = f(w^{k+1}), \quad (2.34)$$

donde w^k representa el valor del vector de variables en la iteración k , y $J(w^k)$ corresponde a la matriz jacobiana del sistema. Pidiendo que f se anule para w^{k+1} queda:

$$J(w^k)(w^{k+1} - w^k) = -f(w^k), \quad (2.35)$$

que se puede resolver utilizando factorización LU. En realidad para el programa se utilizó con una mezcla entre el método de Newton.

Respecto al condicionamiento del sistema, para que el sistema de ecuaciones se resuelva satisfactoriamente los elementos diferentes de cero de la matriz jacobiana deben ser comparables. Es por ello que se opta por precondicionar el sistema:

$$D^{-1}(w^k)J(w^k)(w^{k+1} - w^k) = -D^{-1}(w^k)f(w^k) \quad (2.36)$$

donde $D(w^k)$ es la matriz diagonal cuyos elementos corresponden a la diagonal de $J(w^k)$. La condición de convergencia del método de Newton es $\|f(w^{k+1})\| < \epsilon$, donde ϵ debe ser una constante lo suficientemente pequeña para garantizar la eficiencia del método .

Finalmente, para automatizar el cambio del paso temporal de la simulación se calculó el error local de truncamiento del método de Euler:

$$r_{LTE} = \sqrt{\frac{1}{7N} \sum_{n_f, p_f, h_p, p_t, p_{th}, P_t, P_{th}} \left(\frac{LTE(w^{i+1})}{w^{i+1}} \right)^2} \quad (2.37)$$

$$LTE = -\frac{\Delta t^i (w_p^{i+1} - w^{i-1})}{2\Delta t^i + \Delta t^{i-1}}$$

De acuerdo al valor de r_{LTE} el paso temporal se incrementa, se reduce, o bien permanece igual.

Con el modelo que se explica en esta sección es posible simular varios efectos de la radiación en las estructuras MOS. Algunos de los resultados numéricos se muestran en el capítulo 4. Sin embargo, falta agregarle algo más para estudiar los efectos de interés en este trabajo. En el siguiente capítulo se muestran en detalle que es lo que se busca reproducir en este estudio y luego, que modificaciones se implementaron al modelo para cumplir los objetivo.

Mediciones de curvas características

Como se menciona en el comienzo de esta tesis, la generación de trampas de interfaz y la acumulación de carga dentro del óxido en una estructura MOS se ven reflejadas en las curvas IV. Para poner a prueba el modelo computacional desarrollado en el capítulo anterior, se propuso estudiar una serie de mediciones realizadas en el LFD. Las mediciones son curvas IV de un FOXFET, que fueron tomadas tras exponer al dispositivo a distintos periodos de radiación. Para realizar dicho experimento, se utilizó un cañón de plomo con un espesor de 40 mm, el cual contiene en su interior como fuente radioactiva Estroncio 90 (^{90}Sr), como se muestra en la figura [3.1](#).

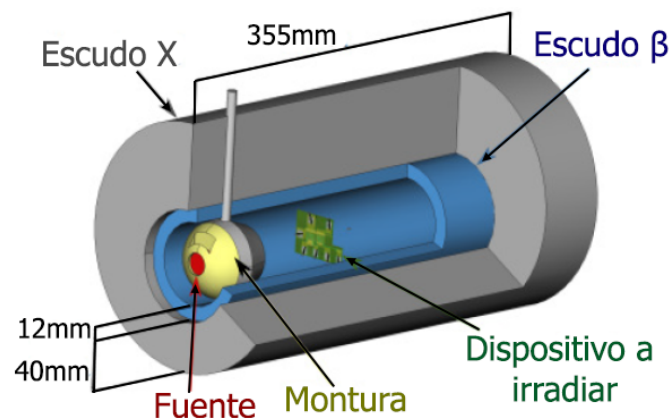
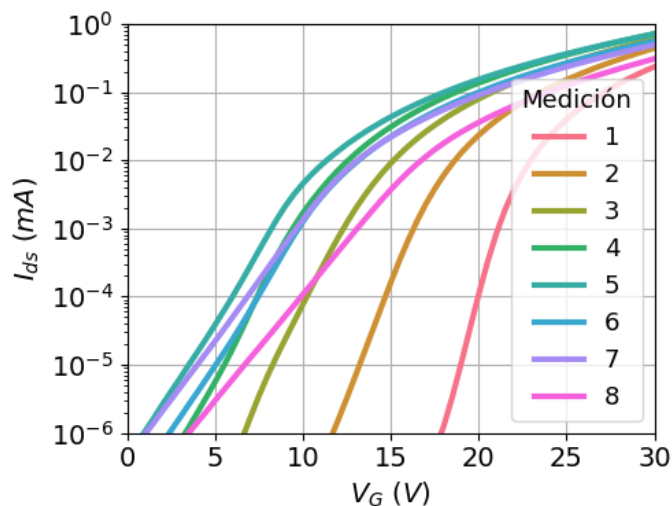


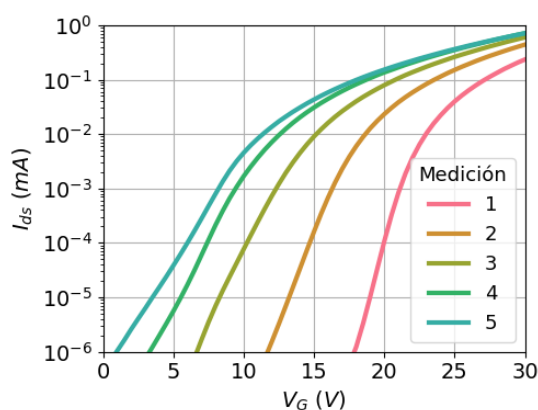
Figura 3.1: Diagrama del cañón de irradiación con materiales y dimensiones. Modificado de [39](#).

La fuente de ^{90}Sr emite radiación por decaimiento β . El decaimiento β es un proceso que convierte un núcleo en otro menos masivo y emite un antineutrino electrónico y un electrón. Por ejemplo, el Estroncio, decae a Itrio. El cañón de plomo está recubierto con una capa de PVC en su pared interior. Esto sirve para que cuando una partícula impacta sobre las paredes, se frene con la menor producción posible de radiación X de frenado [39](#). La pastilla de ^{90}Sr se encuentra en un extremo de la cavidad, colocada en una mochila de plástico unida

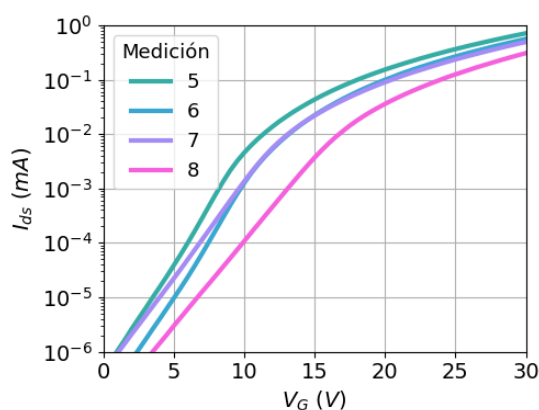
a un bloque de plomo giratorio. De esta forma se puede girar la fuente para que apunte hacia al objeto a irradiar en el otro extremo de la cavidad, o bien que apunte en sentido contrario de forma que toda la radiación es absorbida por las paredes y se puede manipular el objeto a irradiar con seguridad.



(a) Todas las mediciones



(b) Mediciones entre las primeras cuatro irradiaciones



(c) Últimas mediciones, luego de la cuarta y luego de la quinta irradiación.

Figura 3.2: Curvas IV de un FOXFET correspondientes a lo descrito en las tablas [3.1](#) [3.2](#). I_{ds} se refiere a la corriente *drain-source*, V_g a la tensión aplicada en el *gate*.

La tasa de dosis que recibe la materia depende de la distancia a la que el mismo se encuentra de la fuente de radiación. En el rango de las distancias cortas, la variación de la tasa de dosis recibida es muy sensible a variaciones de la distancia. Este fue el caso del FOXFET y la fuente de Estroncio 90 de las mediciones mencionadas. Dado que existe una incerteza en la posición de la fuente dentro del cañón debida a las características del experimento, la determinación de la tasa de dosis que recibió el dispositivo a lo largo del experimento no es precisa. Se estima que la tasa de dosis en las irradiaciones se encontraba alrededor de 3 rad/s . Cada irradiación duró alrededor de 30 minutos.

Para medir las curvas IV de la figura [3.2](#) se utilizó un banco de medición en el cual el

transistor se conecta en modo diodo y se realiza un barrido de la tensión de *gate* registrando la corriente del canal en cada paso. En el modo diodo los terminales *gate* y *source* se encuentran al mismo potencial ($V_G = V_D$), como se muestra en la figura 3.3, y por lo tanto $V_{GS} = V_{DS}$. Además los terminales de *source* y *bulk* en el banco de medición están cortocircuitados a tierra, como se muestra en la figura, con lo que la tensión de *gate*, V_G es igual a la tensión *gate* – *source*, V_{GS} . Con el electrómetro Kethley 617 se fue imponiendo la tensión V_G con pasos de 500 *mV* y midiendo la corriente de *source*, hasta que esta superara el valor de 1 *mA*.

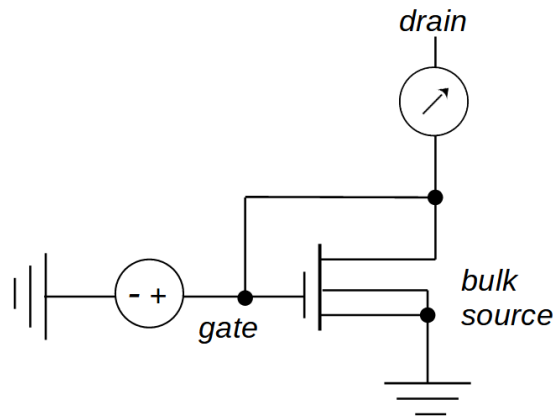


Figura 3.3: Configuración de un transistor en modo diodo, con las conexiones utilizadas en las mediciones.

En primer lugar, se midió la característica IV del FOXFET antes de exponerlo a la fuente de ^{90}Sr . Luego se colocó el dispositivo dentro del cañón de plomo y se lo irradió durante aproximadamente 30 minutos. Tras dicha irradiación, se quitó el dispositivo del cañón de plomo y se midió la curva IV característica otra vez. Tras aproximadamente 24 horas de no irradiar el dispositivo, se repitió la irradiación y la medición de la curva IV. Tras medir se volvió a irradiar el FOXFET por tercera vez y tras la irradiación se volvió a medir la curva IV. Luego, tras casi 24 horas se volvió a irradiar y medir el dispositivo. A continuación, se dejó reposar el FOXFET por 4 días y se volvió a medir su curva IV, para luego irradiarlo una quinta vez. Seis días después de la quinta irradiación se repitió la medición de la curva IV, y finalmente tras setenta y un días de la última irradiación se midió la curva IV por última vez. En todas las irradiaciones el transistor se encontraba conectado a una tensión positiva de 12 *V* en la compuerta, la cual se desconectaba al terminar de irradiar. En las tablas 3.1 y 3.2 se encuentra detallado todo el experimento.

De la figura 3.2 (b) se observa que tras cada irradiación hay un desplazamiento de la curva IV en tensión hacía valores más chicos. Además se puede distinguir una disminución de la pendiente subumbral entre aquellas mediciones que se realizan con aproximadamente 24 horas de descanso entre irradiación e irradiación. De la figura 3.2 (c) se observa que de la medición 5 a la 6 hay un corrimiento en tensión pero hacia valores más grandes. Estas mediciones corresponden a una diferencia de casi un día sin irradiaciones en el medio. De la medición 6 a la 7, entre las cuales sucede una irradiación y un periodo de descanso de 6 días, se aprecia una disminución de la pendiente subumbral. Finalmente en la medición 8, que corresponde a 65 días de descanso más, se observa tanto un corrimiento de la tensión hacia

3.1. ESTIMACIÓN DE LA DENSIDAD DE TRAMPAS DE INTERFAZ Y LA TENSIÓN UMBRAL.

Medición	Descripción
1	Sin irradiación previa
2	Luego de la 1ra irradiación
3	Luego de la 2da irradiación
4	Luego de la 3ra irradiación
5	Luego de la 4ta irradiación
6	1 día después de la 4ta irradiación
7	6 días después de la 5ta irradiación
8	71 días después de la 5ta irradiación

Tabla 3.1: Mediciones enumeradas y a que parte del experimento corresponden.

Medición	Día	Hora de inicio de la radiación	Hora de medición
1	22/6/18		18:32
2	26/6/18	17:25	19:39
3	27/6/18	15:35	17:41
4	27/6/18	18:42	20:35
5	28/6/18	18:17	20:03
6	29/6/18	18:18*	17:25
7	5/7/18		
8	7/9/18		

Tabla 3.2: Fechas y horarios en los que fueron realizadas las mediciones e irradiaciones sobre el dispositivo FOXFET. (*) Corresponde al inicio de la 5ta irradiación. que se realizó apenas se terminó de medir la curva IV.

valores más grandes y una disminución leve de la pendiente subumbral. En resumen, a lo largo del experimento se aprecia la disminución de la pendiente subumbral. Mientras tanto, el corrimiento en tensión es hacia un sentido o el otro dependiendo de si hay radiaciones entre las mediciones.

Lo explicado en el párrafo anterior da un indicio de que durante las radiaciones se acumula carga positiva en el óxido del FOXFET mientras que en los tiempos sin radiación se neutralizan aunque a un ritmo más lento. Más aún, las mediciones son consistentes con que en los periodos posteriores a la radiación, puede darse la generación de trampas de interfaz que deforman la curva IV subumbral. Una primera forma de estudiar estas posibilidades se presenta a continuación.

3.1. Estimación de la densidad de trampas de interfaz y la tensión umbral.

Para tener una primera estimación de la densidad de trampas de interfaz y del corrimiento en tensión de las mediciones se ajustaron las curvas IV con un modelo analítico. En pocas palabras, se utilizó un modelo de arrastre difusión, basado en una solución explícita para la ecuación de continuidad de la corriente en el canal [40]. Para referirse a este modelo a lo largo del trabajo se escribe “modelo de Zebrev” según el nombre de su autor. El

modelo ha sido consistentemente implementado para distintos tipos de dispositivos de efecto de campo, incluidos SOIs y transistores de compuerta doble, FETs de grafeno, y transistores de Molibdenita MoS2 monocapa. El modelo de Zebrev es capaz de describir la totalidad de la curva IV mediante una única expresión analítica, tanto en la región subumbral como en la supraumbral, así como en los modos lineales y de saturación. Incluye una consistente consideración de los efectos de trampas de interfaz, y se ha mostrado que permite describir las curvas IV de MOSFETs expuestos radiación, sean estos de canales largos o cortos, y en un amplio rango de temperaturas. A fin de esto el modelo se basa en un set de parámetros del dispositivo (movilidad, capacitancia de las trampas de interfaz, etc). Según el modelo de Zebrev, la corriente de *drain* (*drain current* en inglés), es

$$I_d = I_{d_{sat}} \left(1 - \exp \left(\frac{2V_g}{V_{d_{sat}}} \right) \right), \quad (3.1)$$

donde $I_{d_{sat}}$ es la corriente de saturación del transistor, $V_{d_{sat}}$ es la tensión de saturación en el drain, y V_g es la tensión en la compuerta. La corriente y la tensión de saturación se escriben como

$$I_{d_{sat}} = \frac{W}{L} q k T \mu n_s + \frac{W}{L} \frac{\mu q^2 n_s^2}{2(C_{ox} + C_d)}, \quad (3.2)$$

$$V_{d_{sat}} = k T \left(1 + \frac{C_{it}}{C_{ox} + C_d} \right) + \frac{q n_s}{C_{ox} + C_d}, \quad (3.3)$$

siendo W y L el ancho y largo del canal respectivamente, μ es la movilidad de la carga, q la carga del electrón, n_s la densidad de carga del canal, y C_{ox} , C_d y C_{it} son las capacitancias del óxido, de la zona desierta y las trampas de interfaz, respectivamente. La carga en el canal puede modelizarse de la siguiente forma:

$$q n_s = 2 C_{ox} m k T \frac{\log \left(1 + \exp \left(-\frac{V_g - V_t}{2m k T} \right) \right)}{1 + 2m \frac{C_{ox}}{C_d} \exp \left(\frac{V_g - V_{th}}{2m k T} \right)}, \quad (3.4)$$

donde $m = 1 + (C_{it} + C_d)/C_{ox}$ es el llamado *factor de idealidad*.

El modelo de Zebrev tiene en cuenta una densidad de trampas de interfaz y de carga en el óxido consistente con lo que se plantea en el modelo numérico descrito en el capítulo 3. Tanto en el modelo de Zebrev como en el modelo numérico se utiliza la definición usual de inversión débil a fuerte para la tensión umbral: V_{th} es tal que el potencial en la superficie ϕ_s es igual a 2 veces ϕ_B , la diferencia de potencial entre el nivel de Fermi del semiconductor dopado y el nivel de Fermi intrínseco. Este caso se encuentra dentro del régimen en el que se forma un canal n en el transistor de sustrato p, como se explica en el capítulo 1. Cuando $\phi_s > 2\phi_B$, se alcanza la denominada región de inversión fuerte, para la cual la carga en la superficie no sólo está dada por electrones, sino que además su densidad resulta superior a la de los huecos en el cuerpo del material, es decir $n_s > p_0$. En consecuencia, es válido comparar resultados del modelo de Zebrev con resultados del modelo numérico desarrollado por el LFDm.

En un principio se utilizó el modelo de Zebrev para ajustar cada curva IV medida completa. Se realizó un programa en Python que utiliza la función `scipy.optimize.minimize` [41]

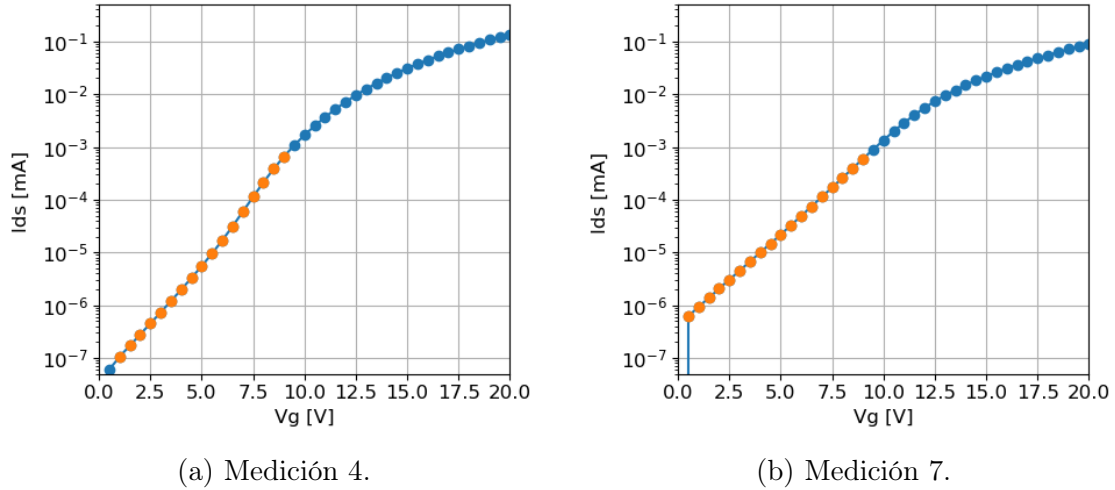


Figura 3.4: Algunas de las mediciones analizadas. En naranja se indican los puntos que se considera que pertenecen la parte subumbral de la curva IV.

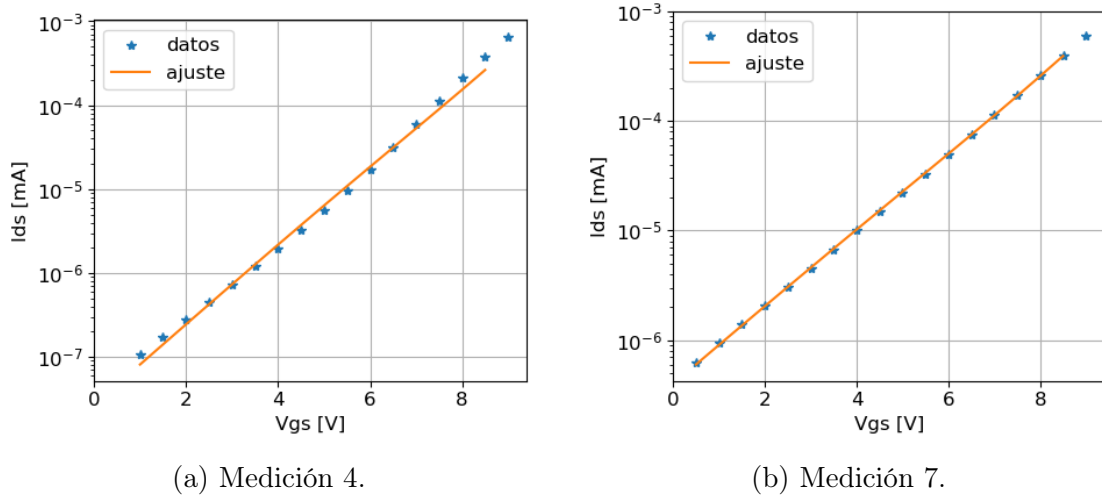


Figura 3.5: Ajuste del modelo de Zebrev utilizando todos los puntos de la curva subumbral para algunas de las mediciones.

para hallar los parámetros del modelo que mejor ajusten a las curvas IV. Dada la complejidad del modelo, los únicos parámetros libres del ajuste fueron la tensión umbral y la densidad de trampas de interfaz. Para los demás parámetros se fijaron valores característicos en un transistor FOXFET, de forma que la corriente obtenida coincide con la de las mediciones. Sin embargo, los ajustes realizados de esta forma no resultan satisfactorios. Esto se debe a que alrededor del umbral y para tensiones por encima del mismo, las mediciones no coinciden con el modelo de Zebrev. Por ello, se investigó a qué se puede deber esta discrepancia. Para empezar, la corriente en el modelo de Zebrev no se encuentra bien definida en la región de transición. El modelo utiliza expresiones exactas de la corriente en el régimen subumbral y en el de inversión fuerte, y busca representar la transición entre ambos regímenes interpolando. Como resultado, la corriente en esa región se encuentra sobrestimada. Por otro lado, se encontró que la disposición experimental utilizada para adquirir las curvas IV introduce una juntura parasita en paralelo con el transistor que modifica las características en la región de inversión fuerte. Las corrientes medidas por encima del umbral difieren de las teóricas ideales

debido a que esta juntura p-n produce una corriente de fuga.

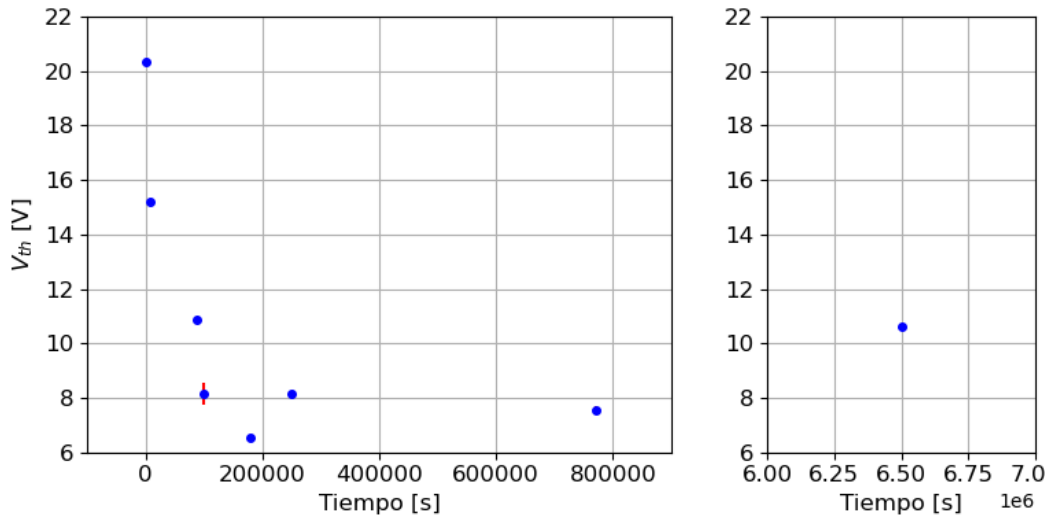


Figura 3.6: Valores estimados de la tensión umbral ordenados según el tiempo en que fueron tomadas las mediciones en el experimento. Se indican las barras de error de de las estimaciones en rojo, aunque algunas de ellas no son apreciables. Se gráfica el valor de la última medición aparte para mejorar la visualización de cada punto.

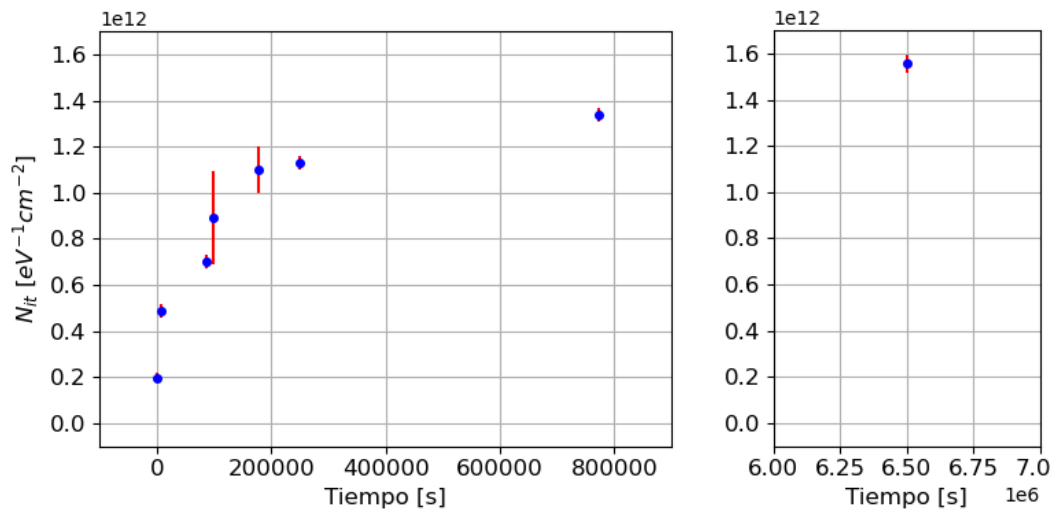


Figura 3.7: Valores estimados de la densidad de trampas de interfaz ordenados según el tiempo en que fueron tomadas las mediciones en el experimento. Se indican las barras de error de de las estimaciones en rojo. Se grafica el valor de la última medición aparte para mejorar la visualización de cada punto.

Debido a que el modelo de Zebrev no representa las mediciones en la región de la tensión umbral y por encima de ella, se decidió solo ajustar la parte subumbral de las curvas IV pues en esta región es donde se aprecian los efectos de las trampas de interfaz, y las mediciones son consistentes con el modelo propuesto. En la figura 3.5 se muestra como se ajustan las mediciones 4 y 7 con el modelo de Zebrev, lo cual es representativo de los otros ajustes. En el caso de la medición 4 (3.4 (a) y 3.4 (b)) se ve que el modelo propuesto para la curva subumbral no coincide con la medición. Por el contrario, en el caso de la medición 7 (3.4 (a)

y 3.5 (b)) el modelo se corresponde con la curva medida.

En el caso de la medición 4 se encuentra que es posible ajustar la pendiente subumbral con el modelo de Zebrev si se toman distintas partes de los datos. Cada una de las curvas óptimas encontradas para la medición 4 corresponde a un valor de N_{it} y V_{th} diferente. Teniendo esto en cuenta es que para estimar un valor de N_{it} y otro de V_{th} en la medición 4 se optó por realizar varios ajustes tomando distintas partes de los datos. El N_{it} estimado es el valor medio de los N_{it} óptimos obtenidos en los distintos ajustes y su incerteza es la diferencia entre este valor medio y el más alejado al mismo que se obtuvo. De esta misma forma se estimó V_{th} en la medición 4. Lo mismo se realizó para todas las mediciones, dando como resultado los valores de V_{th} y N_{it} que se muestran en las figuras 3.6, y 3.7, respectivamente. En estas figuras se ordenan los resultados de los ajustes de las mediciones según el tiempo en el que fueron tomadas las mismas en el experimento, lo que se extrae de la tabla 3.2

De la figura 3.6 se observa un comportamiento consistente con lo que se menciona respecto a las curvas IV completas. Tras varias irradiaciones consecutivas V_{th} se achica de su valor inicial, hasta el punto en donde los periodos de entre radiaciones se vuelven más largos. Allí el comportamiento cambia. Donde hay periodos sin irradiación se aprecia un aumento de V_{th} , aunque parece ser menos pronunciado al avanzar en el tiempo. De la figura 3.7 también se observa un comportamiento consistente con lo que se menciona respecto a las curvas IV completas. Tras varias irradiaciones consecutivas N_{it} aumenta en una escala constante hasta el punto en donde los periodos de entre radiaciones se vuelven más largos. Allí sigue aumentando aunque más lento a medida que los tiempos post radiación aumentan.

3.1.1. Mediciones complementarias

Al momento de realizarse el experimento de la exposición del FOXFET a distintos periodos de radiación espaciados, se midió una tensión de referencia en tiempo real durante las radiaciones. Esta tensión es la que corresponde a una corriente $I_{ds} = 0,1 \text{ mA}$, como se muestra en la figura 3.8, y sirve para ver el corrimiento en tensión de las características IV del FOXFET estudiado. Según la posición de este punto en la figura, la corriente de referencia se encuentran alrededor de la zona de transición de la curva IV. Las mediciones fueron realizadas con un instrumento que puede conectarse al dispositivo mientras éste se encuentra dentro del cañón de plomo. El funcionamiento de instrumento consiste en enviar un pulso de corriente del amperaje deseado y medir la tensión que el mismo genera en el *gate* del dispositivo. El gráfico de estas mediciones en tiempo real se presenta en la figura 3.9. En las curvas de esta figura se puede ver un corrimiento a valores más chicos de la tensión y una recuperación hacia los valores de más grandes en los periodos entre irradiaciones.

Usando las curvas IV de la figura 3.2 también se puede calcular la tensión correspondiente a una corriente $I_{ds} = 0,1 \text{ mA}$. La comparación entre estos valores de referencia y los valores de V_{th} estimados con el modelo de Zebrev para las primeras cinco mediciones se presenta en la figura 3.10. De esta figura se puede ver que los valores de referencia son más grandes que los estimados. El comportamiento de los puntos es similar pero en el caso de las tensiones de referencia varían un poco menos al aumentar el tiempo. Esto se debe a que los V_{th} estimados corresponden a corrientes más pequeñas que $0,1 \text{ mA}$ en las curvas IV, como se muestra en la

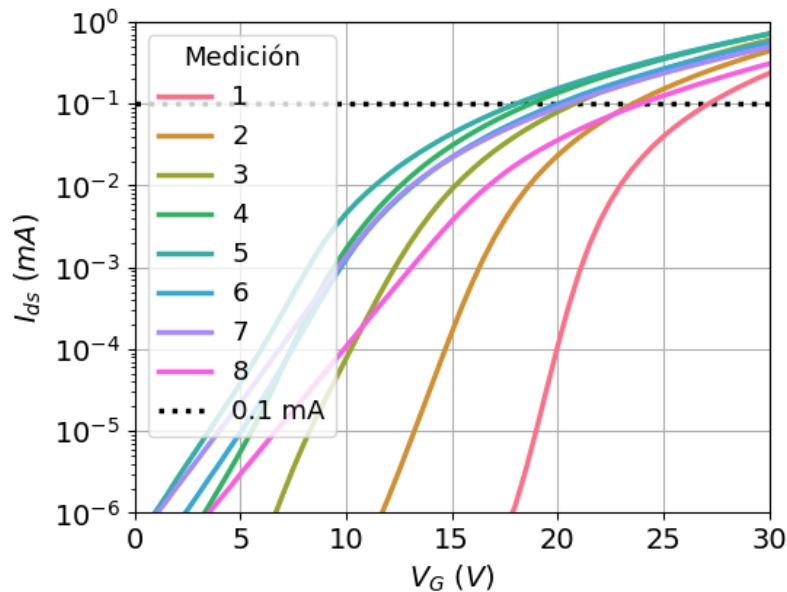


Figura 3.8: Posición de la corriente de referencia utilizada para medir el corrimiento en tensión en tiempo real durante las radiaciones, respecto a las mediciones post radiación.

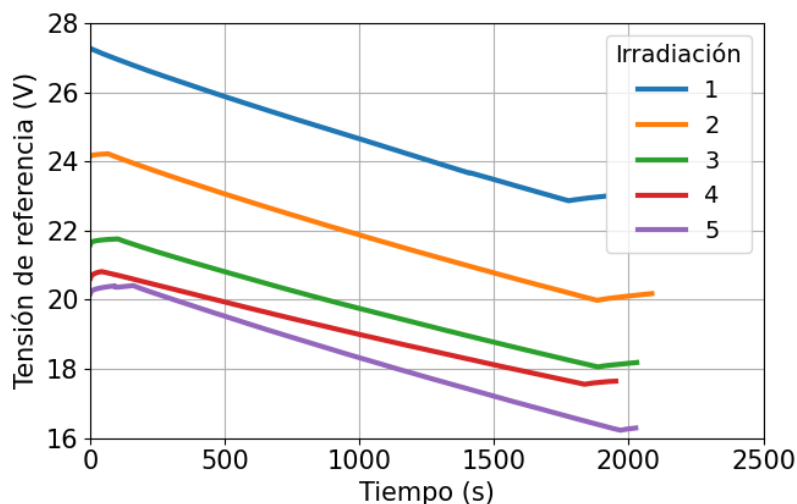


Figura 3.9: Mediciones en tiempo real del corrimiento en tensión de las características IV del dispositivo FOXFET durante su irradiación.

figura 3.11.

En adición se cuenta con otra medición en tiempo real de una irradiación seguida de un periodo sin radiación. Se trata de una medición realizada de la misma forma que las mediciones de la figura 3.9, pero sobre otro FOXFET de las mismas características. De la misma manera, se utiliza una corriente de referencia de 0,1 mA y se obtiene una tensión de referencia en tiempo real. La medición se muestra en la figura 3.12. La figura 3.12 permite darse una idea más detallada de como es la curva de tensión entre cada una de las irradiaciones de la figura 3.9, y por lo tanto lo que sucede para el V_{th} entre radiaciones.

Lo que se ve en todas las mediciones presentadas en este capítulo es que los periodos donde

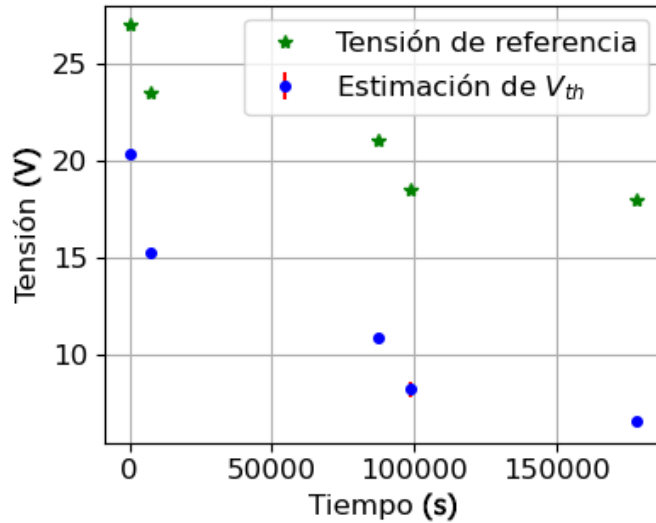


Figura 3.10: Comparación entre los valores de V_{th} estimados y las tensiones obtenidas usando una corriente de referencia $I_{ds} = 0,1 \text{ mA}$ para las primeras cinco mediciones de curvas IV.

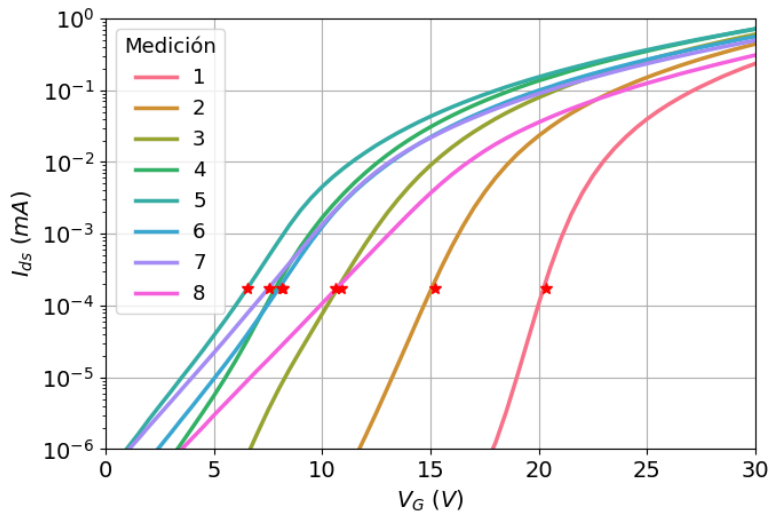


Figura 3.11: Curvas IV medidas indicando en rojo el valor de V_{th} que le corresponden según el modelo de Zebrev.

no hay radiación en el experimento pueden ser muy relevantes al momento de determinar la evolución del comportamiento del dispositivo MOS. En consecuencia es necesario incluir estos periodos en el modelo computacional desarrollado en el capítulo [2](#).

3.2. Reproducción de periodos alternados de radiación

El principal objetivo del presente trabajo es lograr simular el experimento que se menciona al comienzo de este capítulo con el modelo computacional desarrollado. Por consiguiente, en primer lugar se tiene que lograr simular tiempos largos en ausencia de radiación en el menor tiempo real posible. En segundo lugar, se tiene que lograr simular la transición de un ambiente radiactivo a uno sin radiación.

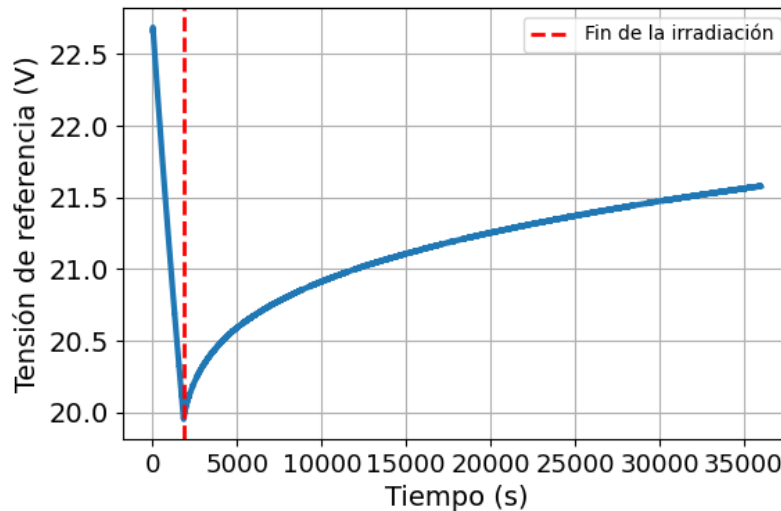


Figura 3.12: Medición en tiempo real de la tensión para una corriente de referencia durante una radiación y luego de ella.

En un principio el modelo contaba con un paso temporal máximo de un segundo, es decir, que para cada segundo que se simulaba se calculaban todos los parámetros del sistema. Esto consumía mucho tiempo real al tratar de simular periodos del orden de varios minutos. Por ejemplo, bajo estas condiciones, simular los días que hay entre irradiaciones en el experimento estudiado resultaba imposible. Es por ello que se optó por modificar el paso temporal máximo de forma que se ajuste a las necesidades del problema que se quiere simular. Al momento de determinar un nuevo valor, se debe tener en cuenta que el modelo converja, y que no se generen inestabilidades. Se descubrió que el valor del paso temporal máximo óptimo depende en cierta forma de las características del fenómeno que se desea simular. Por lo tanto su valor depende, en particular, de si se simula un ambiente radiactivo o uno sin radiación. Una vez que se determinaron los pasos temporales máximos óptimos fue posible acelerar notablemente el tiempo que duraban las simulaciones de fenómenos largos. En efecto, una irradiación de 30 minutos se puede simular en solo un minuto de tiempo real. Es importante destacar que para realizar las simulaciones se utilizó una computadora con un procesador *Intel Core i7*, pues el tiempo real de la simulación es fuertemente dependiente de la capacidad de la computadora utilizada.

Para simular tiempos donde no hay exposición a la radiación, se redujo el valor del parámetro g_0 en esos periodos. El modelo originalmente simulaba solo condiciones de radiación constantes. Como se explica en el capítulo 2, La interacción entre la radiación y la materia se encuentra determinada por múltiples factores que en el modelo pueden representarse mediante la densidad de pares generados por unidad de dosis promedio g_0 . Se pudo observar que reducir g_0 en dos ordenes de magnitud dentro de la simulación reproduce efectos similares a que no haya radiación en el ambiente en ese periodo. Entonces, se utilizó $g_0 = 1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3} \text{ Gy}^{-1}$ en los periodos sin radiación, en lugar de $g_0 = 8,1 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3} \text{ Gy}^{-1}$, que es lo que se considera para el dióxido de Silicio. De esta forma no hay necesidad de cambiar la tasa de dosis del modelo D_r , lo cual por la estructura del modelo resulta más complicado.

Por último, para lograr pasar de tener $g_0 = 8,1 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3} \text{ Gy}^{-1}$ a $g_0 = 1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3} \text{ Gy}^{-1}$ en la simulación, se debe introducir un periodo de transición entre ambos regímenes. Cambios grandes en las condiciones del sistema simulado producen inestabilidades en el algoritmo que devienen en una no convergencia de los métodos utilizados. El modelo funciona de tal forma que reinicia su paso temporal al mínimo cada vez que se encuentra un cambio de V_G de un tiempo a otro consecutivo. De esta forma se pueden evitar las inestabilidades en el algoritmo ya que adquiere la resolución necesaria para que el sistema evolucione correctamente. Por lo tanto, para solucionar el problema de transición entre regímenes se definió un intervalo de tiempo entre periodos de radiación y de no irradiación con una discretización lo suficientemente pequeña. En cada paso temporal de este intervalo se modifican gradualmente V_G y g_0 , hasta llegar a los valores deseados. Se debe aclarar que los intervalos de transición de un periodo de radiación a otro sin radiación, y de un periodo sin radiación a uno con radiación no son necesariamente iguales. La discretización de V_G , g_0 y el tiempo pueden ser diferentes al tratarse de regímenes con distintas condiciones.

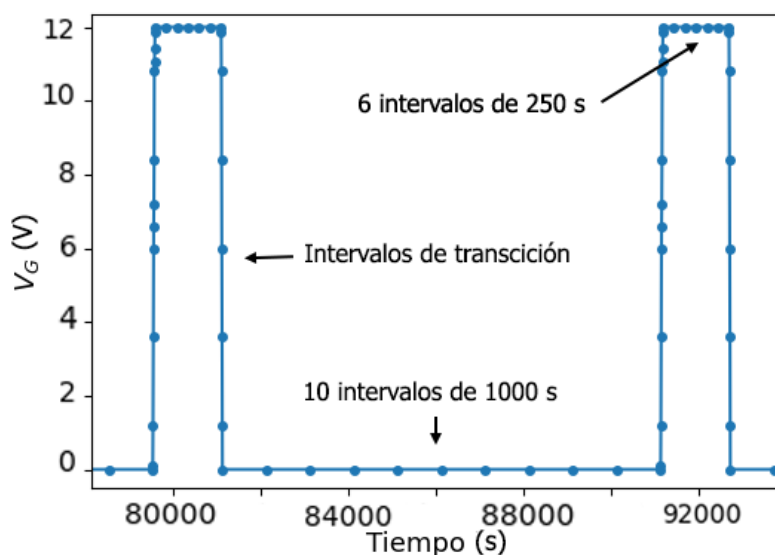


Figura 3.13: Evolución de la tensión en el *gate* en función del tiempo en la simulación donde se aprecia la variación de la discretización temporal.

La variación del tiempo de muestreo de la simulación se muestra en la figura [3.13](#). Allí se grafica una parte del V_G utilizado para simular el experimento. Específicamente se trata del que representa la segunda irradiación, su posterior periodo post radiación, y la tercera irradiación. Estas irradiaciones se realizaron el mismo día con un par de horas entre ellas. Además, en la figura [3.14](#) se ve el detalle de la transición de la segunda irradiación al periodo post radiación subsiguiente. Esto se realiza de forma equivalente para la transición inversa y a lo largo de toda la simulación.

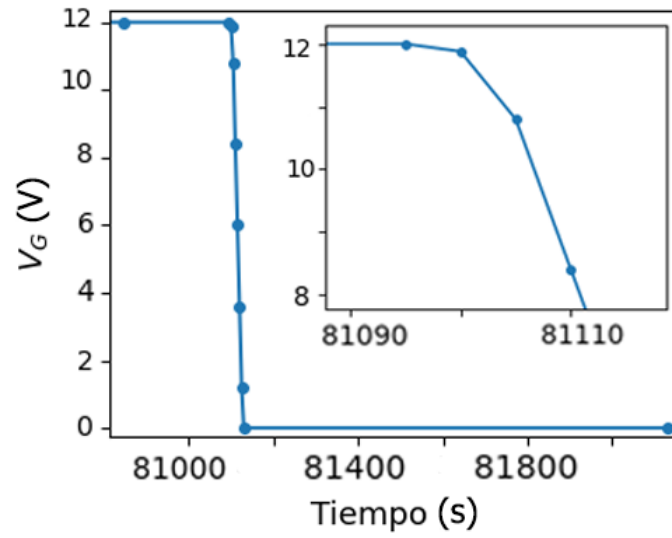


Figura 3.14: Simulación de las transiciones donde se aprecia la resolución necesaria en las mismas.

Resultados del modelo computacional

Con el fin de estudiar los efectos de la radiación en las estructuras MOS, y más precisamente la generación de estados de interfaz en la misma, se cuenta con un modelo computacional para simular la evolución de las características principales de la estructura MOS en el tiempo. Las bases de este modelo se desarrollan y explican en los capítulos 2 y 3. El modelo computacional en cuestión distingue entre trampas no hidrogenadas e hidrogenadas dentro de la estructura MOS, y es capaz de simular periodos donde la radiación en el ambiente se anula. Esto es una novedad respecto a otros modelos computacionales disponibles que se utilizan en estudios de este tipo. Por lo tanto, antes de llevarlo a la práctica, es importante explorar la respuesta del modelo y asegurar su correcto funcionamiento. Además, la exploración del modelo permite profundizar en los fenómenos físicos que pueden suceder dentro de la estructura MOS. En primer lugar, se obtienen resultados generales del modelo durante periodos de radiación, y luego se estudia su respuesta en los periodos sin irradiación. A lo largo de este capítulo se muestran resultados del modelo bajo distintas condiciones. Al final del capítulo se muestra como el modelo desarrollado intenta reproducir los experimentos presentados en el capítulo anterior.

Las simulaciones que se presentan a continuación comparten los mismos parámetros de simulación iniciales: $\mu_n = 2,1 \text{ cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$, $\mu_p = 2 \times 10^{-5} \text{ cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$, $R_c = 1 \times 10^{-13} \text{ cm}^3\text{s}^{-1}$, $R_{ch} = 4 \times 10^{-13} \text{ cm}^3\text{s}^{-1}$, $R_n = 1 \times 10^{-7} \text{ cm}^3\text{s}^{-1}$, $R_{nh} = 1 \times 10^{-6} \text{ cm}^3\text{s}^{-1}$, P_t una distribución escalón, con un escalón de ancho de $2,5 \times 10^{-6} \text{ cm}$ y una densidad de trampas de $9,3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ en ese escalón, P_{th} una distribución escalón, con un escalón de ancho de $5 \times 10^{-7} \text{ cm}$ y una densidad de trampas de $1,5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ en ese escalón, $R_h = 1 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$, $\mu_h = 1 \times 10^{-12} \text{ cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$, $P_bH = 5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}\text{eV}^{-1}$, y $R_{it} = 5 \times 10^{-17} \text{ cm}^3\text{s}^{-1}$. Las radiaciones se simulan con una tensión $V_G = 12 \text{ V}$, y en el caso de simular periodos post radiación la tensión que se utiliza es $V_G = 0 \text{ V}$, a menos que se indique otra cosa. Según el parámetro que se explora en cada conjunto de simulaciones, el mismo es modificado manteniendo a los demás en los valores indicados. De esta forma, variando un parámetro a la vez, todos los resultados presentados son comparables entre si.

4.1. Rol de los parámetros del modelo

Como se explicó anteriormente, el modelo utilizado en este trabajo depende de varios parámetros que determinan las características del sistema a simular. Una de las características de interés es la densidad y la distribución de los defectos a lo largo del óxido de la estructura MOS. Además de que el modelo ofrece la posibilidad de distinguir entre trampas hidrogenadas y no hidrogenadas, tiene la opción de variar la distribución de cada uno de estos tipos de trampas a lo largo del óxido. Es por ello que se estudió la respuesta del modelo a distintas densidades de trampas. Los resultados más relevantes se presentan en la figura 4.1 y 4.2. En ambas figuras se interpolan linealmente los resultados de varias simulaciones para lograr un mapa de color suave. Para hacer la interpolación se utilizan la función de la biblioteca Scipy de Python, `scipy.interpolate.interp2d` [41]. Las simulaciones en cuestión tienen todas las mismas características excepto por las densidades de trampas, y consisten en irradiaciones de 30000 s con una tasa de dosis de 3 rad/s.

En la figura 4.1 se muestra el resultado de la variación de la densidad de trampas de interfaz ΔN_{it} (es decir, la diferencia entre la densidad de trampas de interfaz al final de la simulación con la previa a la simulación) para distintas distribuciones de trampas. Como se explica en el capítulo 2, hay resultados que sugieren que las trampas se distribuyen en forma de escalón a lo largo del óxido, con una densidad más alta cerca de la interfaz $Si - SiO_2$. Por lo tanto, en el eje vertical de la figura se varía el ancho del escalón de la distribución de trampas (hidrogenadas y no hidrogenadas). En el eje horizontal de la figura se varía la cantidad de trampas totales en todo el óxido (hidrogenadas y no hidrogenadas). El valor que se reporta de cantidad de trampas es en realidad la densidad de trampas en el escalón en unidades de cm^{-3} , multiplicada por el ancho del escalón de la distribución, lo cual tiene unidades de cm^1 . Por ello se aclara que sería la cantidad de trampas solo si se considera una sección del óxido de $1 cm^2$.

Por otro lado, en la figura 4.2 se muestra el resultado de la variación de la densidad de trampas de interfaz cuando la distribución de trampas hidrogenadas es distinta que la de las no hidrogenadas. Por ello, el eje vertical de la figura se varía el ancho del escalón de la distribución de trampas no hidrogenadas P_t , dejando fijo el ancho del escalón de la distribución de trampas hidrogenadas en $2,5 \times 10^{-6} cm$. En el eje horizontal de la figura se varía la cantidad de trampas no hidrogenadas, dejando fija la cantidad de trampas totales en $2,15 \times 10^{13}$. El valor que se reporta de cantidad de trampas es en realidad la densidad de trampas no hidrogenadas en el escalón, multiplicada por el ancho del escalón de la distribución, y lo mismo para las trampas totales. Por ello se aclara que ambos valores serían la cantidad de trampas solo si se considera una sección del óxido de $1 cm^2$. De todas formas, las proporciones de trampas hidrogenadas respecto del total reportadas son independientes de esto último.

De la figura 4.1 se observa que a una mayor cantidad de trampas aumenta la densidad de trampas de interfaz N_{it} . Además, N_{it} aumenta a medida que la distribución de las trampas se concentra en la interfaz $Si - SiO_2$. Lo primero tiene que ver con el hecho de que al aumentar la cantidad de trampas se aumenta la cantidad de trampas hidrogenadas en la misma proporción que las no hidrogenadas. Por lo tanto, sucede una mayor emisión de protones de hidrógeno por el aumento de las trampas hidrogenadas, los cuales despasivan las trampas de interfaz. Esto se

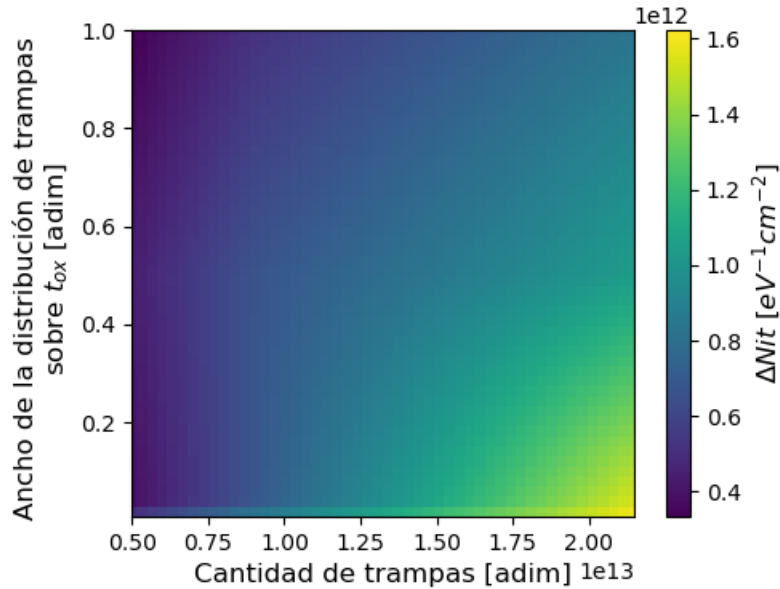


Figura 4.1: Dependencia de la variación de estados de interfaz con la cantidad y la distribución de las trampas dentro del óxido ($t_{ox} = 6 \times 10^{-5} cm$). Para la cantidad de trampas se considera que el óxido tiene una sección transversal de $1 cm^2$.

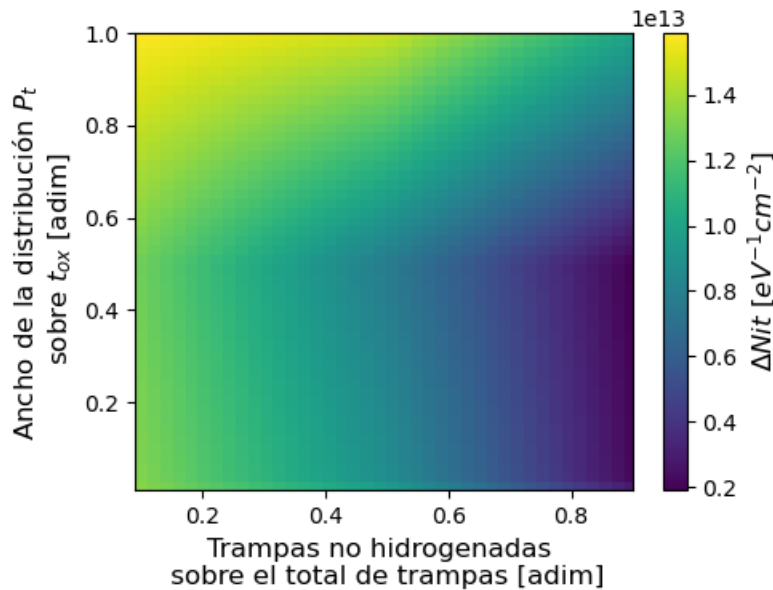


Figura 4.2: Dependencia de la variación de estados de interfaz con la proporción entre distintos tipos de trampas, considerando un ancho de la distribución de trampas hidrogenadas fijo de $2,5 \times 10^{-6} cm$ (es decir, aproximadamente 0.4 veces el ancho total del óxido), y una cantidad total de trampas de $2,15 \times 10^{13}$ (cuando la sección transversal del óxido es de $1 cm^2$).

puede seguir de las ecuaciones [2.25c](#), [2.26b](#) y [2.28](#), del capítulo [2](#). Lo segundo es consistente con el hecho de que si la mayor cantidad de trampas se encuentra cercana a la interfaz $Si - SiO_2$, los protones H^+ que liberan durante la radiación tardan poco tiempo en llegar a la interfaz $Si - SiO_2$ donde se encuentran los centros PbH que despasivan. Por lo tanto la cantidad de trampas de interfaz generadas en el mismo tiempo es mayor que si las trampas se encontraran

más dispersas en el óxido. Para cantidades de trampas menores a $1,25 \times 10^{13}$ parece no ser significativo el ancho de la distribución de las trampas. Lo importante de destacar de estos resultados es que la forma de la distribución de trampas influye tanto como la cantidad de trampas presentes en el óxido.

Si ahora se analiza la figura 4.2, al aumentar la cantidad de trampas no hidrogenadas respecto del total, lo que es equivalente a decir que se disminuye la cantidad de trampas hidrogenadas respecto del total, la densidad de trampas de interfaz disminuye. Esto es consistente con lo que se plantea en el párrafo anterior. Además, se observa que cuando el ancho del escalón de la distribución de trampas no hidrogenadas es similar al ancho del de las trampas hidrogenadas, ΔN_{it} es menor. Esto tiene que ver con que al estar concentradas en el mismo espacio ambos tipos de trampas compiten de la misma forma para capturar huecos. Esto se ve en las ecuaciones 2.26a y 2.26b del capítulo 2. Si el ancho de la distribución P_t es mayor que el de P_{th} , hay menos cantidad de trampas no hidrogenadas que hidrogenadas cerca de la interfaz y esto evita esa competencia. Si el ancho de P_t es menor que el de P_{th} , existe competencia entre ambos tipos de trampas. Cerca de la interfaz la mayor parte de los huecos generados durante la radiación son capturados por las trampas no hidrogenadas. Pero antes de llegar a esa zona mucho de los huecos recorren una amplia región donde las trampas hidrogenadas son mayoría, y por lo tanto se liberan protones H^+ suficientes en esa zona de forma tal que la densidad de trampas de interfaz al final sea mayor que en el caso en que P_t y P_{th} tienen el mismo ancho de escalón. Entonces, se puede concluir que una distinción entre la distribución de trampas hidrogenadas y la distribución de trampas no hidrogenadas tiene un efecto relevante en las simulaciones.

Como el modelo computacional distingue entre trampas hidrogenadas y no hidrogenadas, otro de los parámetros del cual es necesario estudiar la respuesta es el de captura. En el modelo se definen dos tasas de captura, una para las trampas hidrogenadas, R_{ch} , y otra para las no hidrogenadas, R_c . La dependencia de algunos resultados del modelo con R_c y R_{ch} se presentan en las figuras 4.3 y 4.4. En ambas figuras se interpolan linealmente los resultados de varias simulaciones para lograr un mapa de color suave, de la misma forma que en las figuras 4.1 y 4.2.

En la figura 4.3 se puede ver cómo al aumentar R_{ch} aumenta N_{it} . Por otro lado, a medida que aumenta R_c , N_{it} disminuye. Este comportamiento es consistente con el hecho de que la tasa de captura de las trampas hidrogenadas es la que determina la densidad de protones liberados por la radiación, como se sigue las ecuaciones 2.26b y 2.25c, y por lo tanto la generación de estados de interfaz. En la figura 4.3 se muestra cómo las tasas de captura modifican la tensión umbral V_{th} . Como $\Delta V_{th} = V_{th}(t) - V_{th}(0)$, al tratarse de una irradiación continua lo que sucede es que el valor de V_{th} disminuye en función del tiempo, debido a la acumulación de carga positiva en el óxido. Por lo tanto ΔV_{th} resulta negativo. Por esta razón es que en la figura 4.4 se decidió representar $-\Delta V_{th}$ en la barra de colores, para que el amarillo indique una gran diferencia, mientras que el azul oscuro una diferencia pequeña. En este caso se ve que introducir dos tasas de captura diferentes tiene efectos importantes en la evolución de la simulación.

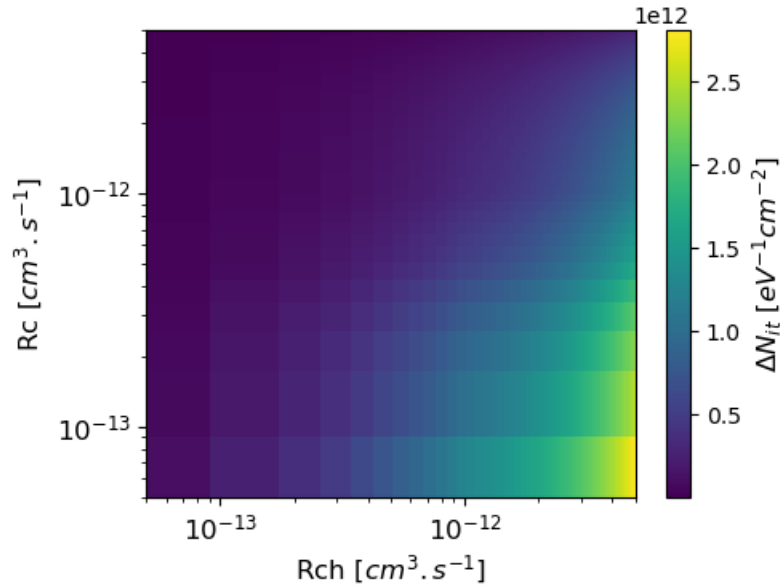


Figura 4.3: Variación de la densidad de trampas de interfaz en función de la tasa de captura de las trampas no hidrogenadas R_c y de la tasa de captura de las trampas hidrogenadas R_{ch} .

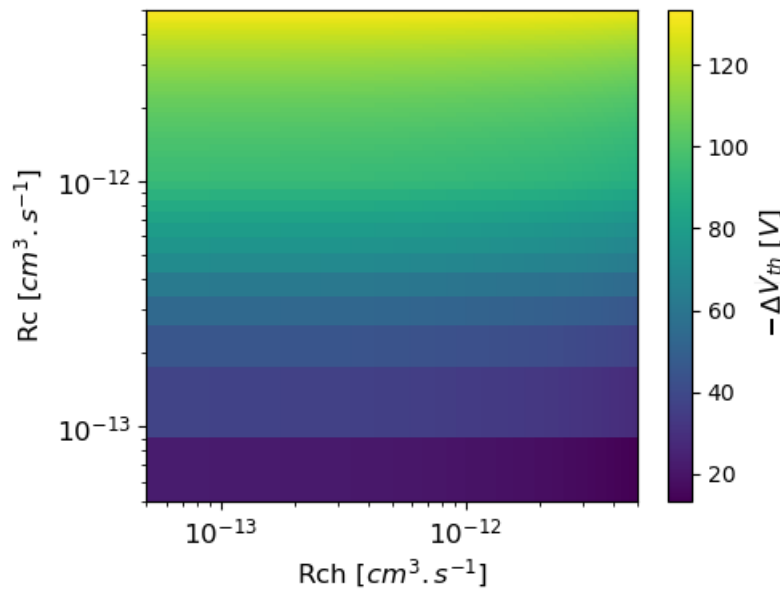


Figura 4.4: Variación de la tensión umbral en función de la tasa de captura de las trampas no hidrogenadas R_c y de la tasa de captura de las trampas hidrogenadas R_{ch} . Se muestra $-\Delta V_{th}$ porque sus valores son todos negativos, y la idea es que el color amarillo en el mapa de color indique un aumento de la diferencia.

De forma análoga a las tasas de captura, se estudió como afecta a los resultados del modelo la distinción entre una tasa de neutralización para trampas no hidrogenadas R_n , y otra para hidrogenadas R_{nh} . Los resultados se presentan en las figuras 4.5 y 4.6. En principio, tiene sentido que en la figura 4.5, ΔN_{it} disminuya a medida que R_{nh} aumenta, porque una mayor parte de las trampas hidrogenadas que capturan un hueco se neutralizan antes de poder emitir un protón hidrógeno. Esto se sigue de la ecuación 2.26b. En segundo lugar, de

la figura 4.6 se ve que al aumentar el valor de R_n la magnitud de ΔV_{th} disminuye porque una mayor cantidad de las trampas que capturan huecos son neutralizadas rápidamente con electrones libres. De esta forma la carga capturada en el óxido durante la radiación disminuye. Además, se puede decir que R_n juega un papel más importante que R_{nh} para determinar V_{th} , porque son las trampas no hidrogenadas las que más contribuyen a la carga capturada. En contraste, las trampas hidrogenadas a largo plazo pueden liberar protones hidrógeno en lugar de recombinarse, lo que neutraliza su carga otra vez. Esto se sigue de la ecuación 2.26b.

Por otro lado, se puede ver que los resultados de las figuras 4.5 y 4.6 son mucho menos sensibles a la variación de las tasas de neutralización, en comparación a las variaciones de la tasa de captura y las densidades. Por ejemplo, en el caso de la figura 4.3, para distintas tasas de captura ΔN_{it} varía hasta un orden de magnitud mientras que en el caso de la figura 4.5 para la tasa de neutralización se mantiene en el mismo orden, y varía mucho menos. Algo similar se observa para las figuras 4.4 y 4.6 para la variación de ΔV_{th} . La comparación es válida porque todas simulaciones que se presentan hasta este punto de la tesis corresponden a las mismas condiciones externas y el mismo tipo de dispositivo. La razón de por qué la dependencia es más débil puede estudiarse aprovechando otra de las posibilidades del modelo computacional, como se explica a continuación. Hay que tener en cuenta que el hecho de que R_n y R_{nh} no jueguen un rol determinante en la simulación debe ser consistente a que los términos donde aparecen estos parámetros en las ecuaciones del modelo (ecuaciones 2.25a, 2.26a y 2.26b) sean despreciables.

El programa desarrollado permite extraer la distribución de portadores a lo largo del óxido para el instante requerido. Un ejemplo se muestra en las figuras 4.7 y 4.8. En la figura 4.7 se muestran la relación p_t/P_t y p_{th}/P_{th} para distintos tiempos de la simulación correspondiente a $R_n = R_{nh} = 1 \times 10^{-6} \text{ cm}^3/\text{s}$. También para estos casos, en la figura 4.8 se muestra n_f y p_f . Figuras similares pueden obtenerse para las otras combinaciones de R_n y R_{nh} , las que se presentan aquí son representativas de las demás. Lo que se puede concluir viendo las ecuaciones 2.25a, 2.26a y 2.26b, teniendo en cuenta las figuras, y teniendo en cuenta los valores de los parámetros R_n , R_{nh} , R_c y R_{ch} , es que los términos que contienen a las tasas de neutralización siempre son mucho más pequeños que los demás.

La explicación física de estos resultados es que las simulaciones son realizadas en el régimen de bajas dosis, donde en general la carga positiva capturada en trampas en el óxido es pequeña. En ese sentido, que más trampas sean neutralizadas no afecta mucho a los resultados porque de por sí esas trampas son muy pocas frente a las neutras. Además, en las partes de la simulación donde esta relación entre la carga positiva capturada y las trampas neutras no es tan marcada, lo que sucede es que no hay la suficiente cantidad de electrones libres para neutralizar las trampas. Esto tiene sentido considerando que las simulaciones se realizan con una tensión positiva en el *gate* que direcciona a los electrones en sentido a dicho electrodo, opuesto a lo que sucede con los huecos. Los huecos se dirigen a la interfaz con el sustrato, donde está la mayor densidad de trampas que pueden ser cargadas positivamente y neutralizadas. Todo esto contribuye a que las tasas de neutralización tengan un impacto pequeño en los resultados a comparación de otros parámetros.

Así como el modelo permite obtener los valores de N_{it} y V_{th} al final de una simulación,

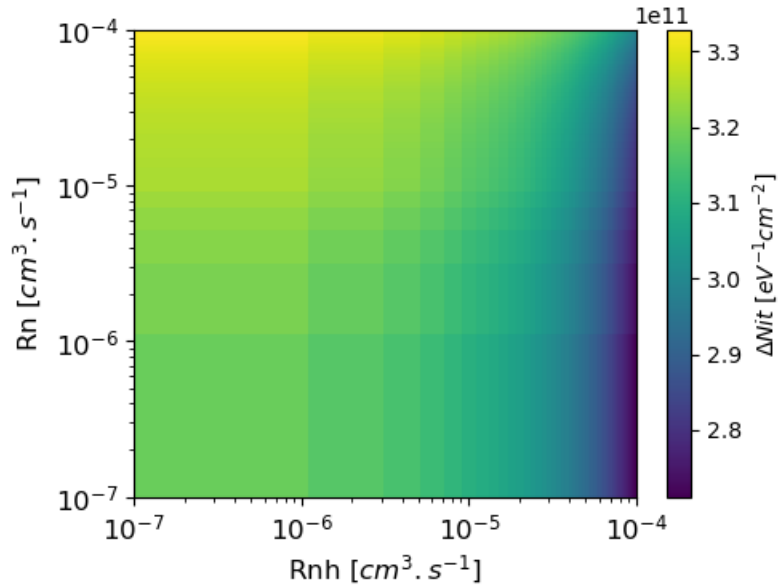


Figura 4.5: Variación de la densidad de trampas de interfaz en función de la tasa de neutralización de las trampas no hidrogenadas R_n y de la tasa de captura de las trampas hidrogenadas R_{nh} .

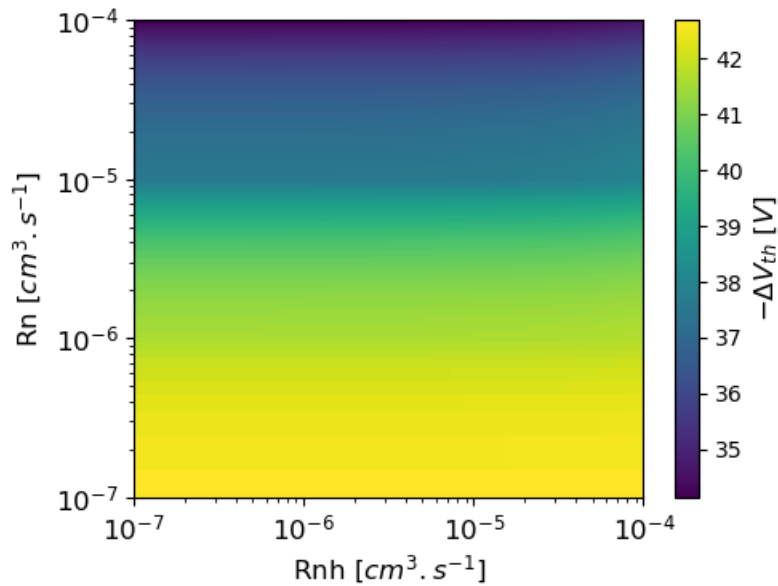


Figura 4.6: Variación de la tensión umbral en función de la tasa de neutralización de las trampas no hidrogenadas R_n y de la tasa de captura de las trampas hidrogenadas R_{nh} . Se muestra $-\Delta V_{th}$ porque sus valores son todos negativos, y la idea es que el color amarillo en el mapa de color indique un aumento de la diferencia.

y permite obtener la distribución de portadores en el óxido para dados instantes, también permite obtener la evolución temporal de N_{it} y V_{th} a lo largo de la simulación. Esto se aprovecha para el estudio de los siguientes parámetros de la simulación.

El siguiente parámetro de interés para explorar en el modelo es la tasa de emisión de protones hidrógeno R_h . Como se ve en la figura 4.9(a), ΔN_{it} aumenta con R_h , según la

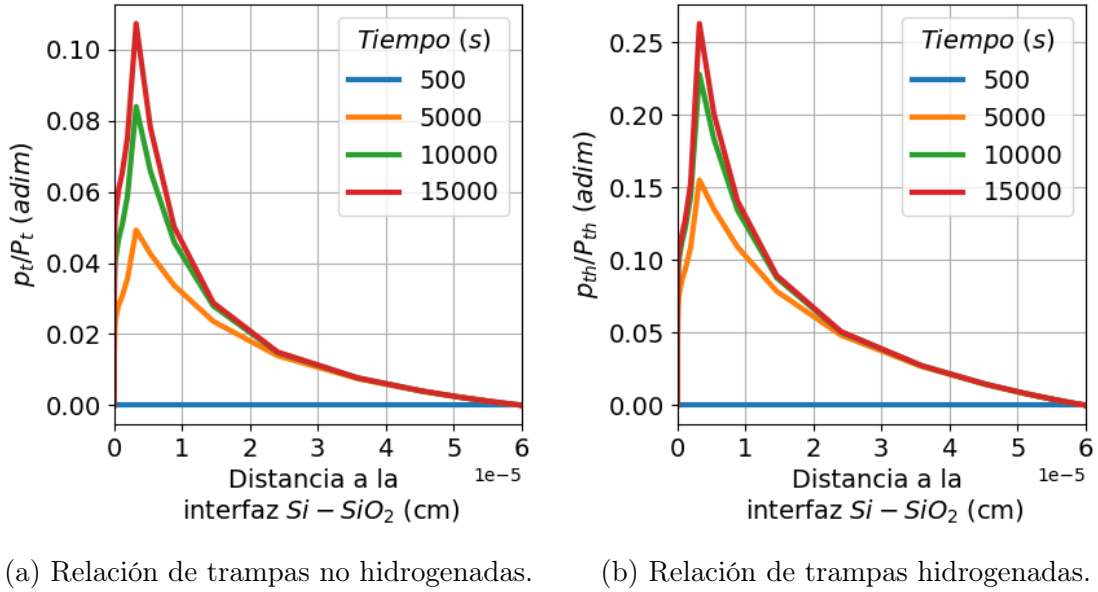


Figura 4.7: Relación entre las densidades de trampas cargadas positivamente y las densidad de trampas neutras a lo largo del óxido para distintos instantes de la simulación.

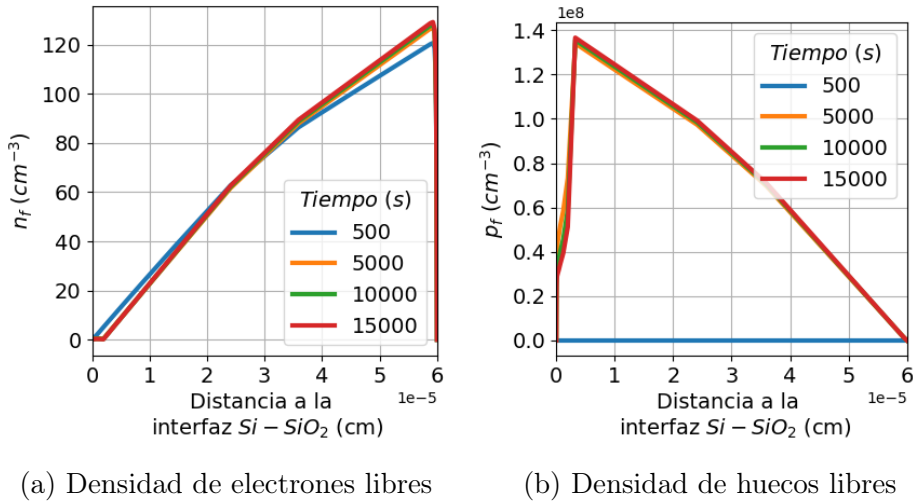
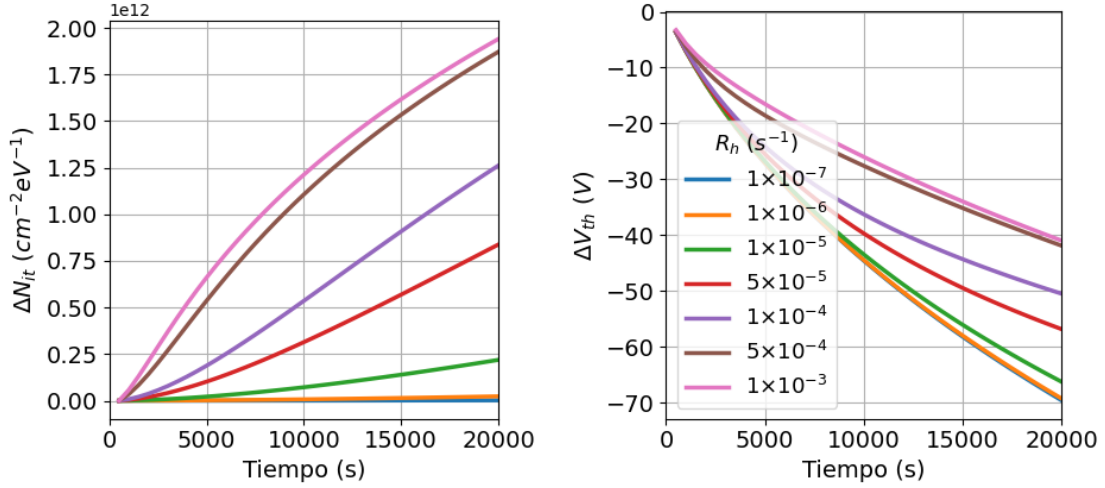


Figura 4.8: Densidades de portadores a lo largo del óxido para distintos instantes de la simulación.

ecuación [2.25c](#), pero además cambia la forma de la evolución. Se puede apreciar que en las curvas de R_h de $1 \times 10^{-6} s^{-1}$ a $1 \times 10^{-4} s^{-1}$ hay un periodo de tiempo inicial en el que la generación de trampas de interfaz se acelera gradualmente para luego estabilizarse. En ese tiempo lo que sucede es que aumenta la cantidad de trampas que liberan un protón H^+ simultáneamente. Para R_h pequeño se espera que este tiempo sea más largo, que es lo que se observa en las primeras cuatro curvas. Para las curvas de $R_h = 5 \times 10^{-4} s^{-1}$ y $R_h = 1 \times 10^{-3} s^{-1}$ la tasa es tan grande que no se observa un periodo inicial en el que la densidad de protones crece aceleradamente. Además, otra cosa que se puede ver cuando R_h es muy grande es que la curvatura de la curva de N_{it} para tiempos largos es cóncava. Esto sugiere que la generación de trampas de interfaz se frena para tiempos largos. Mientras más chico

sea R_h , tarda más en llegar a esa saturación, que está determinada por otros parámetros de la simulación (la cantidad de centros para despasivar, por ejemplo, que en estas simulaciones vale $5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2} \text{ eV}^{-1}$).

Por otro lado, ΔV_{th} en modulo es más chico a medida que R_h aumenta, debido a la contribución cada vez más grande de las trampas de interfaz, pero lo hace hasta cierto valor, por que N_{it} es muy similar cuando $R_h = 5 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ y $R_h = 1 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$. También hay que considerar que al aumentar R_h , según la ecuación [2.26b](#), la carga positiva en el óxido disminuye. Eso contribuye ΔV_{th} .



(a) Variación de la densidad de trampas de interfaz.

(b) Variación de la tensión umbral.

Figura 4.9: Resultados en función del tiempo para distintas tasas de liberación de protones hidrógeno.

Otro aspecto del modelo que vale la pena explorar es como se modifican sus resultados dependiendo de la movilidad de los protones hidrógeno μ_h . Algunos resultados para distintos valores de μ_h se presentan en las figuras [4.10](#) y [4.11](#). Se puede ver que el valor de N_{it} aumenta cuando la movilidad es más chica. Esto es debido a que los protones hidrógeno tardan más tiempo en recorrer su camino desde las trampas hidrogenadas hasta la interfaz $Si - SiO_2$, y tienen más probabilidad de reaccionar con un centro P_bH , según la ecuación [2.28](#). Respecto a ΔV_{th} , el comportamiento queda más claro si se ve la evolución de la contribución de las trampas de interfaz ΔV_{it} y de las trampas en el óxido ΔV_{ot} . Al final de la introducción de la presente tesis se explica cómo en el caso de un dispositivo MOS con sustrato tipo p expuesto a radiación y a una tensión V_G positiva, la carga capturada en el óxido y en la interfaz contribuyen al corrimiento de tensión de las curvas IV. En el caso de la carga capturada en el óxido, la misma es positiva, y por lo tanto el corrimiento ΔV_{th} es negativo, mientras que las trampas de interfaz capturan carga negativa y el corrimiento ΔV_{th} que producen es positivo. En la figura [4.11](#) solo se grafican dos casos de μ_h donde las diferencias son notables en el orden de las decenas de Volts. Lo que se observa es que en el caso de $\mu_h = 10^{-13} \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$, ΔV_{th} en magnitud es más pequeño que en caso de $\mu_h = 10^{-12} \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$ más que nada por la diferencia de la contribución de las trampas de interfaz ΔV_{it} . La contribución ΔV_{ot}

es casi idéntica en el orden de las decenas de Volts para ambos casos, y en la figura 4.11 se superponen. El tiempo en que ΔV_{th} detiene su decrecimiento depende de la movilidad porque mientras más rápido llegan los protones a la interfaz más pronto supera la contribución de V_{it} a la de V_{th} .

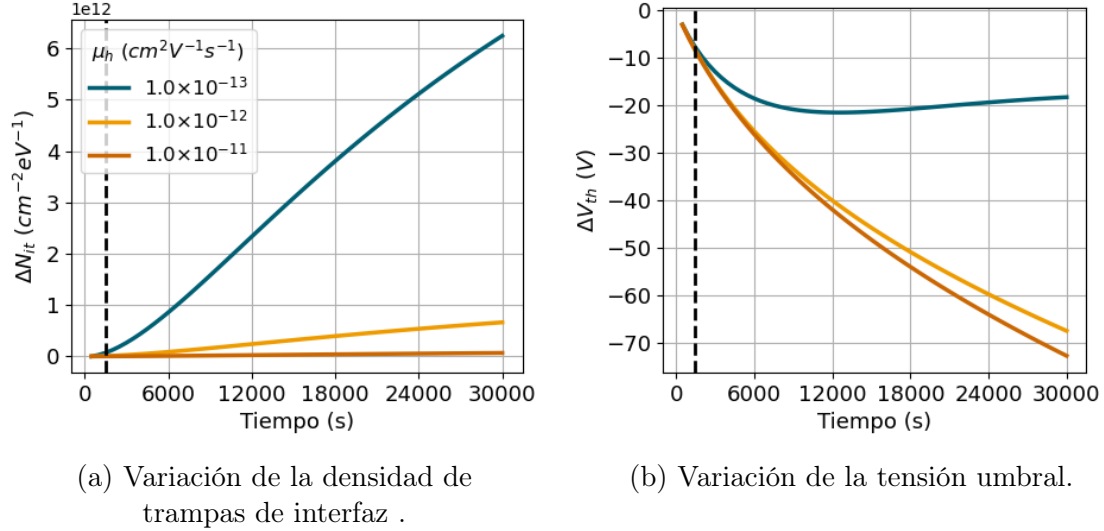


Figura 4.10: Resultados en función del tiempo, para distintos valores en la movilidad de los protones hidrógeno.

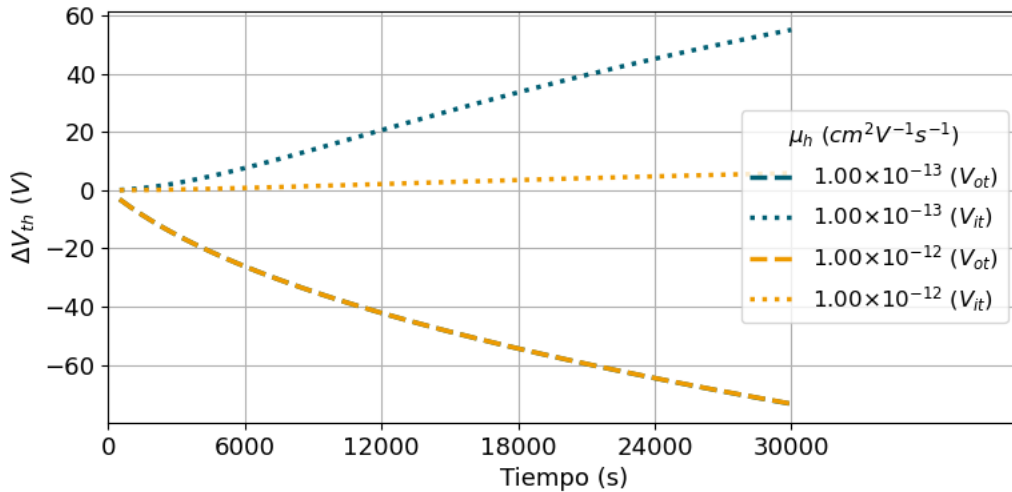


Figura 4.11: Variación de las contribuciones de las trampas en el óxido y las trampas de interfaz a la tensión umbral en función del tiempo, para dos valores en la movilidad de los protones hidrógeno.

La conclusión es que la movilidad de los huecos afecta en mayor escala la generación de trampas de interfaz, y en mucha menor escala la acumulación de carga en el óxido.

El siguiente parámetro de interés para explorar en el modelo es la densidad de centros P_bH , es decir, la densidad de trampas de interfaz pasivadas inicialmente. Algunos resultados se presentan en la figura 4.12. En la figura (a) se puede observar que el valor N_{it} para un tiempo fijo aumenta cuando el valor de P_bH es mayor. Esto es lo esperado teniendo en cuenta que los centros P_bH son los que se despasivan durante la radiación dejando en su lugar trampas

de interfaz, lo cual se expresa dentro del modelo con la ecuación 2.28. En la figura (b), se ve la contribución de los estados de interfaz al V_{th} cuando aumenta P_bH , de la misma forma que sucede en el caso del aumento de la movilidad de los protones hidrógeno que se explica en el párrafo anterior. En este caso la contribución de V_{it} es mucho más grande que la de V_{ot} a partir de cierto tiempo, y por lo tanto la pendiente de ΔV_{th} se vuelve positiva, y el valor de V_{th} alcanza los valores por encima del cero. Como P_bH solo indica la densidad de trampas de interfaz pasivadas, no cambia directamente la carga en el óxido. Entonces V_{ot} evoluciona en el tiempo casi idénticamente para todos los P_bH , mientras V_{it} evoluciona creciendo más rápidamente para P_bH más grandes. En consecuencia, hasta que todos los centros P_bH estén despasivados, V_{it} sigue aumentando, pudiendo así modificar la evolución temporal de V_{th} .

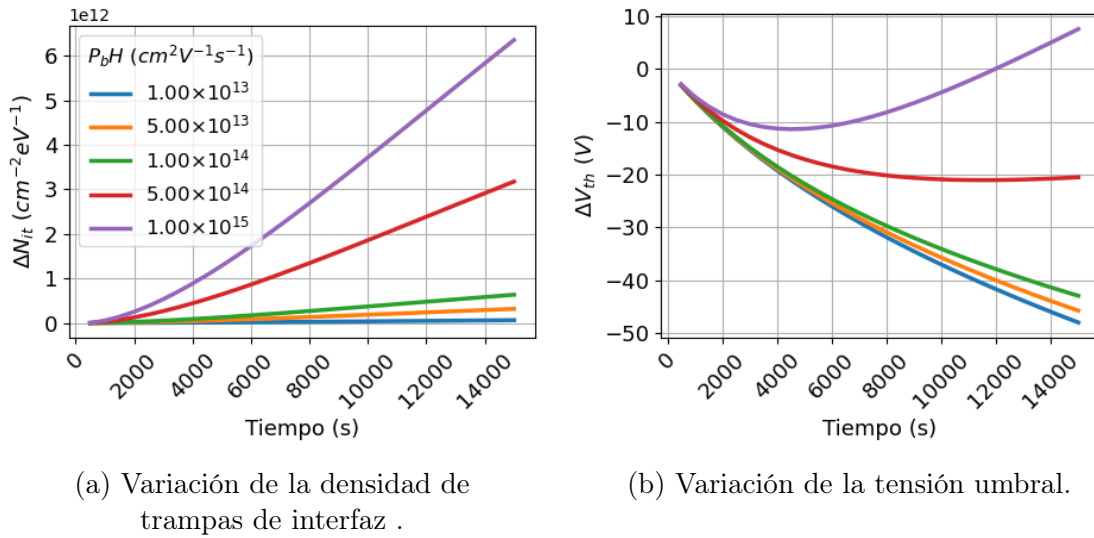


Figura 4.12: Resultados en función del tiempo para distintas densidades iniciales de trampas de interfaz pasivadas.

Finalmente, se explora la importancia de parámetro R_{it} , en la figura 4.13. La evolución temporal del sistema tiene la misma forma para distintas tasas, aunque ΔN_{it} aumenta considerablemente con R_{it} , siguiendo la ecuación 2.28, mientras que la carga acumulada en el óxido no se modifica directamente con R_{it} . De esta forma, el aumento de ΔV_{th} con R_{it} se encuentra dado exclusivamente por la contribución de las trampas de interfaz. Las simulaciones presentadas son más largas que las demás, con el fin de hacer énfasis en que para tiempos largos, la densidad de trampas de interfaz tiende a converger a un valor. Esto se puede ver por la curvatura que toma. A medida que los protones libres se agotan con el tiempo N_{it} converge a un valor que depende de R_{it} . Esto es porque existe una competencia entre el transporte de protones a través de la interfaz y la reacción química que genera las trampas de interfaz. Si R_{it} es más chico, una mayor cantidad de los protones H^+ que llegan a la interfaz se escapa del óxido sin reaccionar con los centros P_bH , y para cuando todos los protones ya hayan llegado a la interfaz el valor de N_{it} alcanzado será menor.

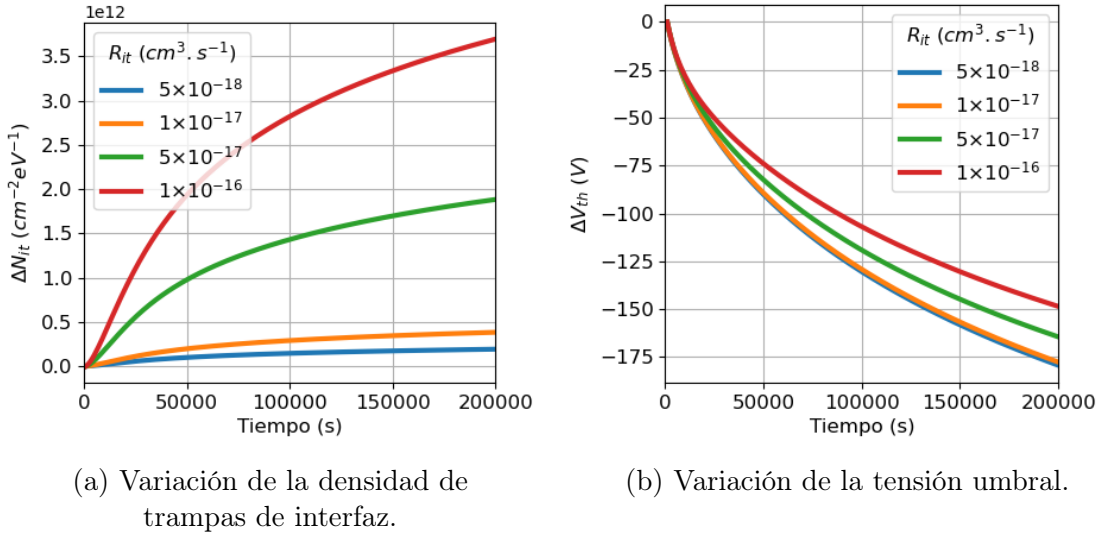


Figura 4.13: Resultados en función del tiempo para distintas tasas de desactivación.

4.1.1. ELDRS

Otra forma de evaluar la respuesta del modelo a la irradiación ahora que se le han incluido las ecuaciones que rigen la generación de trampas de interfaz, es viendo si reproduce el fenómeno ELDRS (*Enhanced Low Dose Rate Sensitivity*). Este fenómeno se menciona brevemente en el capítulo 2, por lo que a continuación se da un poco más de detalle. El fenómeno ELDRS consiste en que la degradación o sensibilidad a la radiación de los dispositivos aumenta para tasas de dosis bajas. Lo que se observa como consecuencia es una dependencia del valor de la densidad de trampas de interfaz al final de una irradiación con la tasa de dosis con la que fue administrada la misma. El fenómeno ELDRS ha sido estudiado experimental y teóricamente en los últimos años [29], [42]. En la figura 4.14 se presentan algunos resultados de estos trabajos. Una de las explicaciones de por qué sucede esta dependencia es que se da por la competencia entre la captura de huecos dentro del óxido y el transporte de protones H^+ hacia la interfaz $Si - SiO_2$, en donde participan de la generación de estados de interfaz. Si la tasa de dosis es suficientemente pequeña, los protones que son liberados dentro del óxido son transportados lentamente hacia la interfaz incrementando la densidad de estados en la misma. Si, en cambio, la tasa de dosis es relativamente elevada, dado que la movilidad de los protones H^+ es mucho menor que la de los huecos, puede ocurrir que la densidad de huecos capturados en cercanías de la interfaz $Si - SiO_2$ alcance un valor suficientemente alto modificando el campo eléctrico interno de manera tal que el transporte de los protones H^+ hacia la interfaz se ve desfavorecido [43].

Se puede observar que el modelo reproduce cualitativamente la sensibilidad de la estructura MOS a la tasa de dosis, al menos en el orden de tasas de dosis interés para este trabajo (1 rad/s , y menores), en la figura 4.15. Para tasas de dosis muy grandes, del orden de los 100 rad/s el modelo computacional no reproduce este efecto. En este caso las simulaciones se realizaron para parámetros similares a los de la figura 4.14. Por ello se utilizó un ancho de óxido, una distribución de trampas, y una dosis total aplicada diferentes a los que se utilizan en el resto de este capítulo. En la figura 4.16 se muestra cómo la tasa de dosis afecta al po-

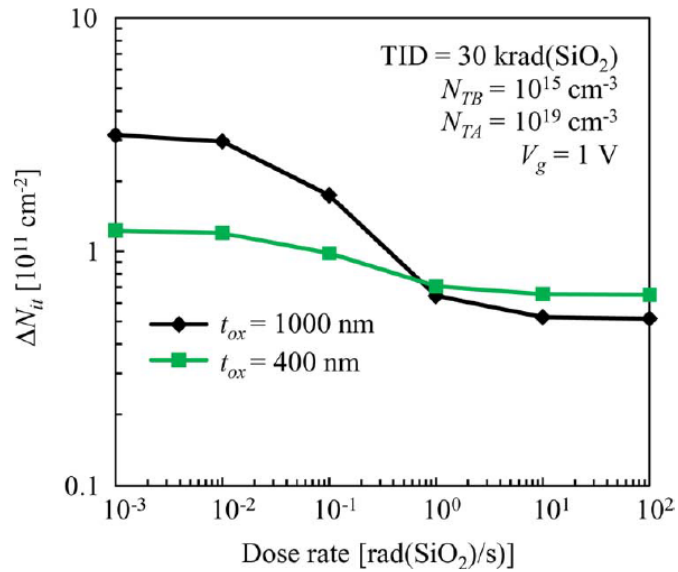


Figura 4.14: variación de la densidad de trampas de interfaz en función de la tasa de dosis para dos estructuras MOS con distinto ancho de óxido, según el modelo numérico propuesto por Sanchez-Esqueda et.al. [42].

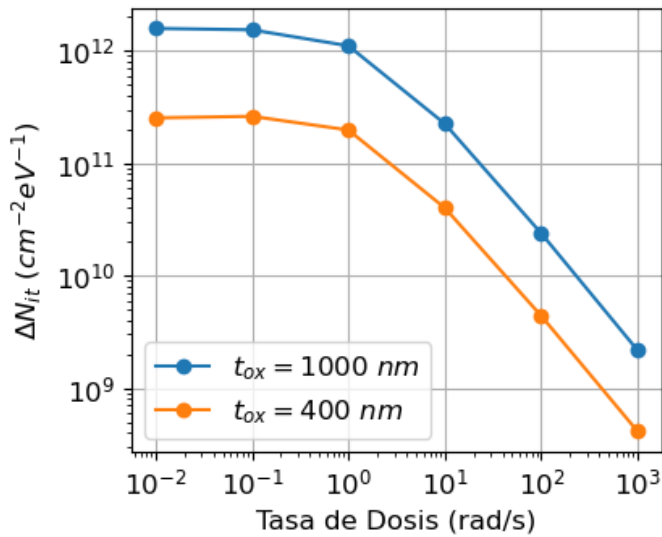
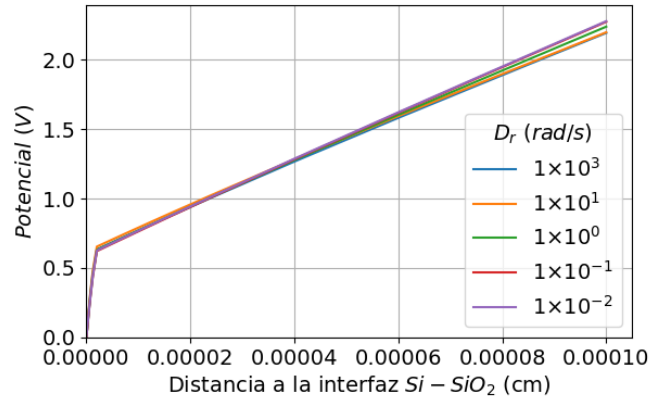


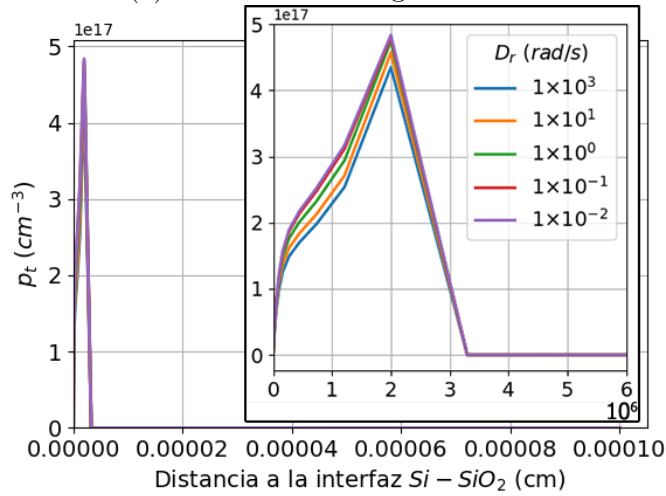
Figura 4.15: Variación de la densidad de trampas de interfaz en función de la tasa de dosis para dos estructuras MOS con distinto ancho de óxido, según el modelo numérico propuesto en el presente trabajo.

tencial dentro del óxido y la densidad de trampas de interfaz en el modelo desarrollado para este trabajo. Se puede ver que si bien se cumple que al aumentar la tasa de dosis aumenta la concentración de carga positiva cerca de la interfaz, esto no implica un cambio muy grande en el potencial que existe dentro del óxido en esa región.

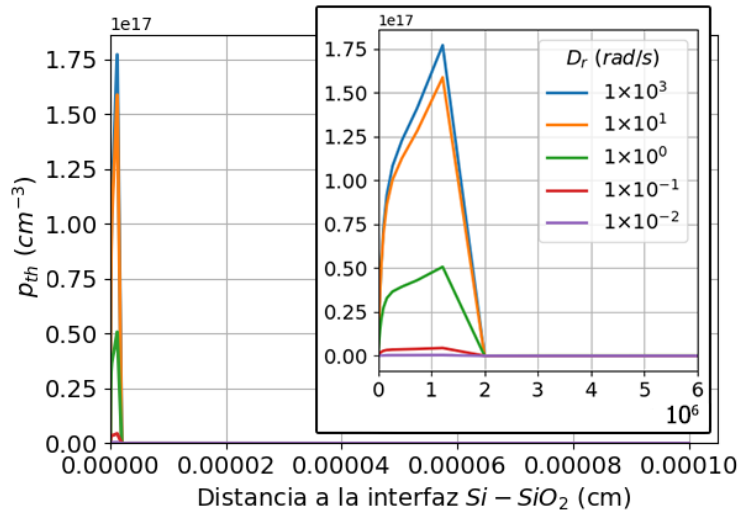
Dada la forma con la cual decae la generación de trampas de interfaz al aumentar la tasa de dosis, puede ser que en realidad lo que se este viendo sea un efecto del tiempo; Las simulaciones con tasas de dosis más grandes son más veloces, pues en todas se alcanza la misma dosis total aplicada. Al ser más cortas temporalmente, en estas simulaciones no se



(a) Potencial a lo largo del óxido.



(b) Distribución de las trampas no hidrogenadas cargadas positivamente.



(c) Distribución de las trampas hidrogenadas cargadas positivamente.

Figura 4.16: Resultados al final de la irradiación de una dosis total de $30k \text{ rad/s}$, para distintas tasas de dosis.

le da el tiempo suficiente a los protones hidrógeno para que alcancen la interfaz $Si - SiO_2$, y despasiven los centros P_bH . El efecto ELDRS aún podría manifestarse en los resultados del modelo, pero para dosis totales aplicadas más altas que en el caso de las simulaciones

de la figura 4.14. La diferencia entre ambos modelos podría darse por los parámetros de simulación utilizados: el modelo de Sanchez-Esqueda [42], es distinto al que se utiliza en este trabajo, principalmente porque implementa secciones eficaces en lugar de tasas como parámetros reguladores de los procesos físicos. Además, se desconocen las condiciones iniciales de la simulación en las simulaciones de la figura 4.14.

En la siguiente sección se continúa explorando las respuesta del modelo a los diferentes parámetros introducidos pero utilizando periodos donde no hay radiación posteriores a irradiaciones. Se vuelve a mostrar la respuesta del modelo a distintas densidades de trampas iniciales en el óxido, pero esta vez concentrándose en como las distintas proporciones entre un tipo de trampa y otro influyen en el régimen donde no se aplica radiación. Además, se exploran los parámetros que regulan la emisión de protones hidrógeno y la disposición de centros P_bH (R_h y R_{it} , respectivamente), que no fueron explorados en esta primera sección del capítulo. En el caso de estos dos últimos parámetros, el rol que juegan en la descripción de los procesos desencadenados por la irradiación es más notable una vez que la misma se termina.

4.2. Respuesta post-radiación del modelo

En esta sección se ejemplifica con algunos resultados la respuesta del modelo computacional cuando se simulan periodos donde no hay irradiación sobre la estructura MOS. En primer lugar se presentan un conjunto de simulaciones donde hay un solo periodo de irradiación seguido de un lapso más largo de tiempo donde la radiación se apaga.

Resulta interesante ver la respuesta post radiación del modelo para distintas densidades de trampas en el óxido, lo que se muestra en la figura 4.17. Estas simulaciones fueron realizadas para distribuciones escalones de las trampas en el óxido, siendo el ancho del escalón de las trampas hidrogenadas $1 \times 10^{-6} \text{ cm}$, y el de las trampas no hidrogenadas $2,5 \times 10^{-6} \text{ cm}$. Se varía la densidad de trampas no hidrogenadas en el escalón P_{t0} , mientras que la densidad de trampas hidrogenadas en el escalón permanece fija en $1,5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$.

Lo que se destaca de los resultados de la figura 4.17, es que hay un valor de P_t inicial por debajo del cual ΔV_{th} toma valores positivos. Esto puede explicarse teniendo en cuenta la proporción de trampas hidrogenadas y la de las no hidrogenadas en el óxido. Por ejemplo, en el caso extremo en que todas las trampas sean doblemente hidrogenadas, el proceso de generación de carga en el óxido viene dado exclusivamente por la captura de los huecos en esas trampas. Cuando una trampa hidrogenada libera un portón hidrógeno, tiene carga neutra. Entonces al pasar el tiempo lo que se observa es que todas las trampas que capturaron un hueco han contribuido a la generación de un estado de interfaz y se encuentran neutras. En este caso la contribución de la carga capturada en el óxido ΔV_{ot} a ΔV_{th} converge a 0 con rapidez. En contraste, ΔV_{it} , la contribución de las trampas de interfaz, sigue aumentando unos segundos más, hasta converger. Como ΔV_{it} es siempre positivo, en este caso se tiene que ΔV_{th} se vuelve positivo al pasar el tiempo. Este mismo efecto es apreciable siempre que las trampas hidrogenadas sean en total varios órdenes mayor que las no hidrogenadas en el modelo.

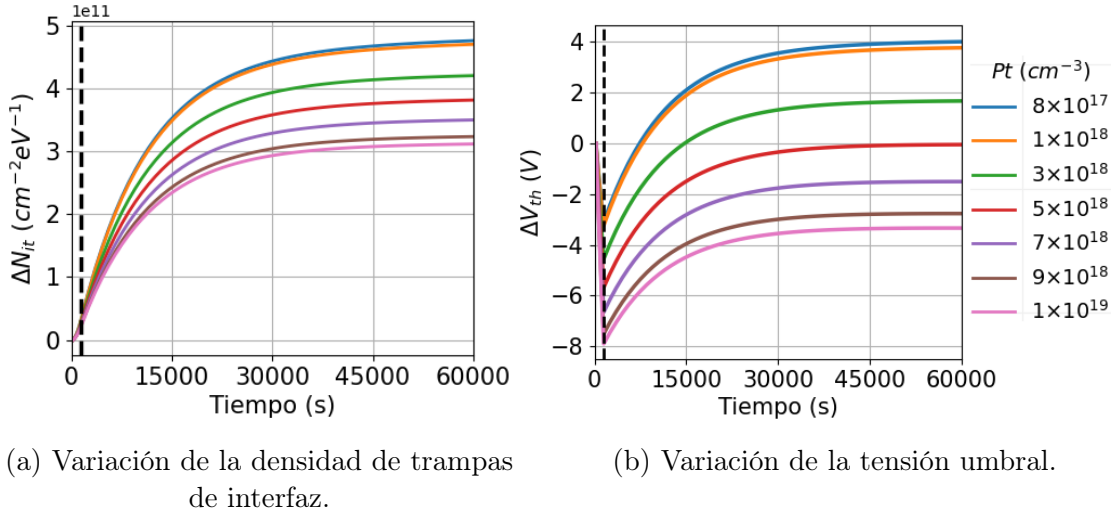


Figura 4.17: Resultados en función del tiempo para distintas densidades de trampas no hidrogenadas. La línea vertical negra indica el tiempo en que se “apaga” la radiación.

Al principio de este capítulo se estudia el impacto de los parámetros R_c , R_{ch} , R_n y R_{nh} en las simulaciones de radiaciones continuas. En el caso de las simulaciones post radiación, las tasas de captura y neutralización no tienen un impacto directo en el periodo sin radiación. Esto se debe a que las tasas de captura y neutralización actúan mientras hayan electrones y huecos libres en el óxido. Estos portadores tienen una dinámica veloz, y por lo tanto se estabilizan casi instantáneamente con el fin de la irradiación. Por lo tanto, la evolución de N_{it} y V_{th} post radiación no muestran diferencias apreciables para distintos valores de R_c , R_{ch} , R_n y R_{nh} . Sin embargo, estos parámetros influyen en que valores de N_{it} y V_{th} empieza la curva post irradiación y a cuales converge. Esto está relacionado a lo que sucede con estos parámetros durante la radiación, y se explica anteriormente. Por ejemplo, si R_c es menor que R_{ch} , la emisión de protones H^+ aumenta respecto a cuando ambas tasas son iguales. En este caso, el N_{it} alcanzado post radiación es mayor, y aumenta cada vez más mientras más chico sea R_c . A su vez, esto modifica V_{th} . En la figura 4.18 se presentan algunos resultados donde se ve cómo la relación entre R_c y R_{ch} modifica los valores finales de la simulación.

Otro parámetro que resulta interesante post radiación es la tasa de emisión de protones hidrógeno, como se muestra en la figura 4.19. Como R_h regula la emisión de protones H^+ por unidad de tiempo, al aumentar su valor la generación de trampas de interfaz se acelera, y esto tiene un impacto en la forma de la curva de N_{it} y en la de V_{th} . Pero si bien las curvas para cada valor de R_h son diferentes, parecen converger hacia el mismo valor al pasar el tiempo. Esto es esperable considerando que el periodo de radiación es pequeño en comparación con el periodo post radiación, y que los huecos que se generan durante la radiación, que son los que desencadenan la generación de trampas de interfaz, son limitados. Los valores de N_{it} y V_{th} a los que converge la simulación al pasar el tiempo, están determinados por el resto de los parámetros.

El otro parámetro que tiene un impacto importante post radiación es μ_h , como se ve en

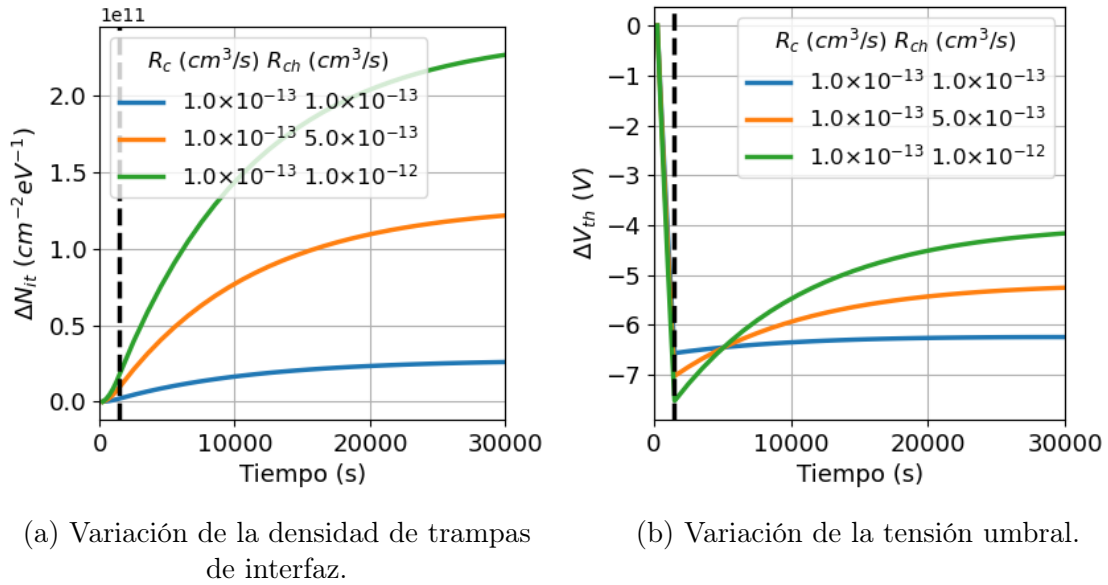


Figura 4.18: Resultados en función del tiempo para distintas combinaciones de tasas de capturas para trampas no hidrogenadas e hidrogenadas. La línea vertical negra indica el tiempo en que se “apaga” la radiación.

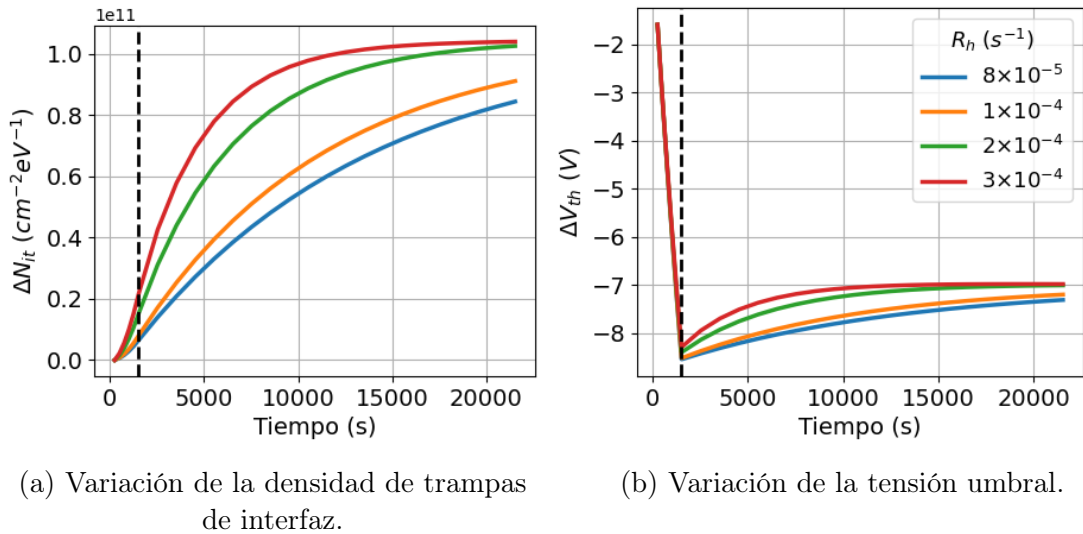


Figura 4.19: Resultados en función del tiempo para distintas tasas de emisión de protones H^+ . La línea vertical negra indica el tiempo en que se “apaga” la radiación.

la figura 4.20. Por la misma razón que se mencionó anteriormente en el análisis del modelo durante la radiación, la generación de trampas de interfaz aumenta con la disminución de μ_h . Es notable que este parámetro sigue teniendo el mismo efecto incluso cuando la radiación se apaga, dado que los protones hidrógeno se siguen transportando por el óxido lentamente tras el cambio de régimen.

Como se ve en la primera parte de este capítulo, los valores de N_{it} y V_{th} alcanzados para la simulación de una irradiación continua, dependen marcadamente de $P_b H$. En el caso post radiación es igual, puesto que este parámetro determina la cantidad de trampas de

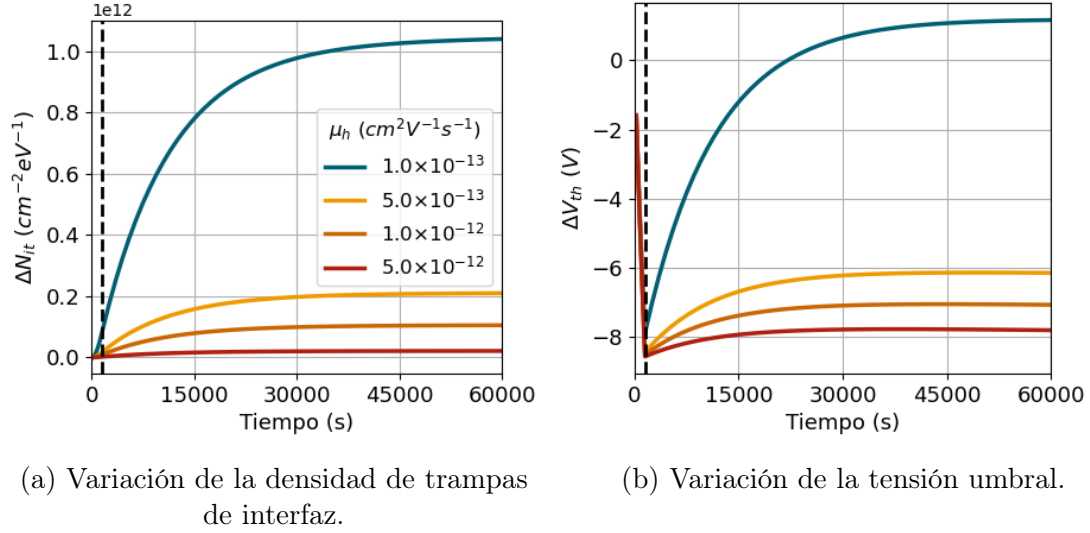


Figura 4.20: Resultados en función del tiempo para distintas movilidades de protones H^+ . La línea vertical negra indica el tiempo en que se “apaga” la radiación.

interfaz que se pueden generar. Si bien la densidad P_bH en estas simulaciones es $P_bH = 5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}eV^{-1}$, lo que se observa de la figura 4.21 es que la densidad de trampas de interfaz no alcanza ese valor. Esto tiene que ver con la porción de protones hidrógeno que al llegar a la interfaz no reaccionan con las trampas de interfaz pasivadas, si no que escapan al sustrato. Además, la cantidad de protones hidrógeno que llegan a la interfaz podría estar siendo afectado por el fenómeno ELDRS si se diera en estas condiciones.

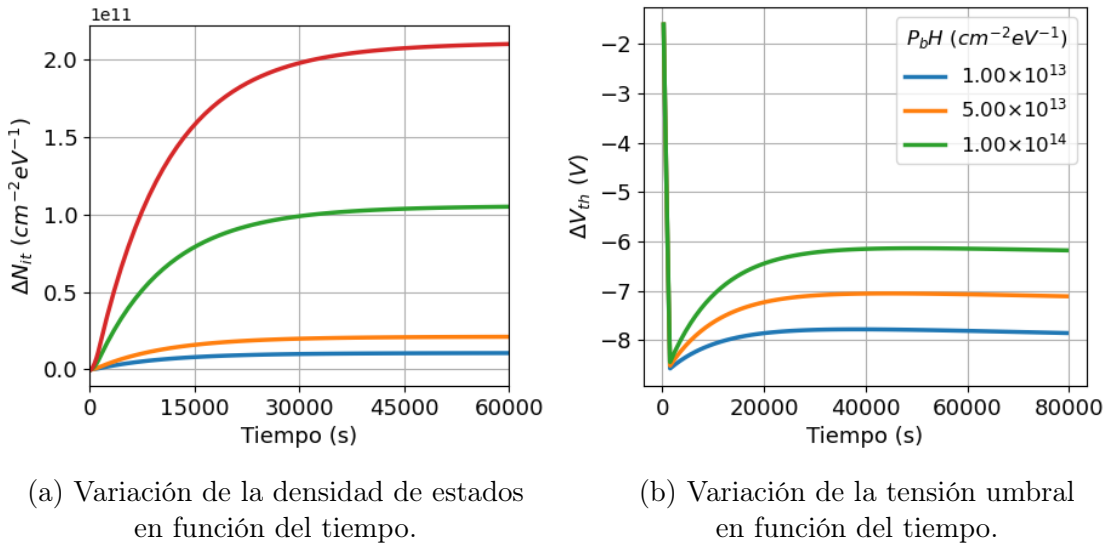


Figura 4.21: Resultados del modelo computacional para distintas densidades de trampas de interfaz pasivadas iniciales. La línea vertical negra indica el tiempo en que se “apaga” la radiación.

Finalmente, se estudia como los resultados post radiación dependen de R_{it} . De la figura 4.22 se aprecia que al aumentar ligeramente el valor de R_{it} , N_{it} aumenta considerablemente. En consecuencia, ΔV_{th} también se ve modificado, incrementando su valor por la contribución

de las trampas de interfaz, pero no de forma tan contundente como N_{it} . Esto es análogo a lo que se observa durante la radiación. Además, también se observa que a tiempos largos podría darse una convergencia hacia un N_{it} que depende de la tasa de despasivación, como se explica para las curvas con distinto R_{it} y radiación continua.

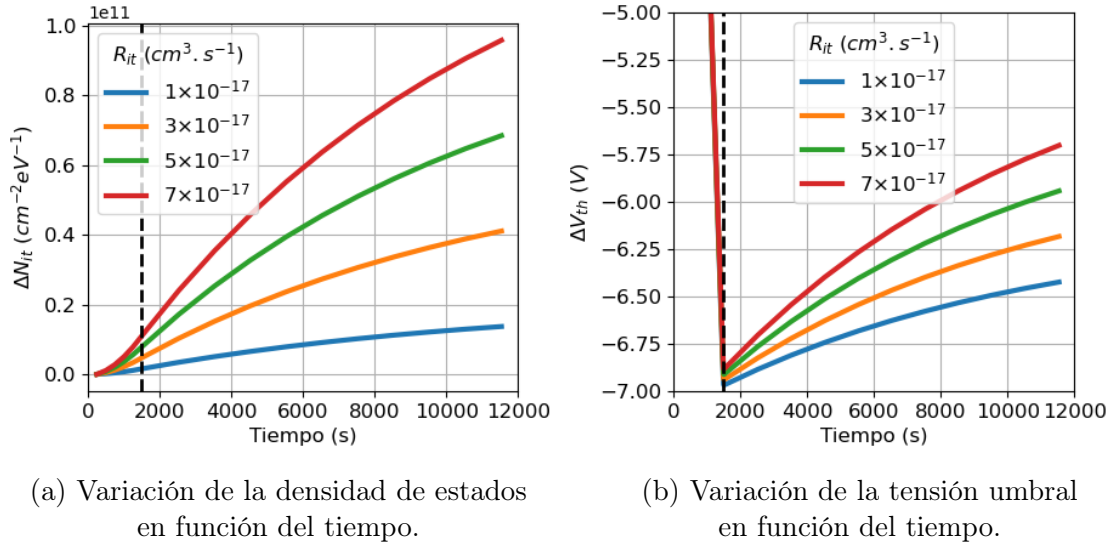


Figura 4.22: Resultados del modelo computacional para distintas tasas de generación de estados de interfaz. La línea vertical negra indica el tiempo en que se “apaga” la radiación. En gráfico de ΔV_{th} se encuentra recortado para apreciar mejor lo que sucede al apagar la radiación.

4.2.1. Fading

Para seguir evaluando la respuesta del modelo post radiación se utiliza la medición en tiempo real [3.12] como referencia (la misma se vuelve a mostrar a continuación en la figura [4.23]). En esta medición lo que se ve es que en el periodo post radiación hay una recuperación del valor de la tensión hacia los valores previo a la irradiación. Este fenómeno se lo denomina *fading*, y existen varios fenómenos físicos que pueden producirlo [44] [45]. En las simulaciones realizadas en el presente trabajo, donde el dispositivo es expuesto a radiación y luego se simula un periodo post radiación, se aprecia una recuperación de la tensión umbral. En este caso, el *fading* tiene que ver con la generación de estados de interfaz luego de la irradiación. Por un lado, la carga positiva capturada en las trampas hidrogenadas disminuye al emitir protones hidrógenos, y por el otro, la creación de las trampas de interfaz acumula carga negativa en la misma.

Si se busca comparar los resultados del modelo desarrollado con las medición del *fading*, hay que tener en cuenta que el programa desarrollado permite obtener la evolución temporal de V_{th} en función del tiempo, y no la de una tensión de referencia como la que se tiene medida en tiempo real. Por lo tanto es esperable que haya diferencias entre las curvas de V_{th} obtenidas por la simulación y la medición. Una comparación exacta de las curvas no tiene sentido, pero si una comparación cualitativa de las mismas. En la figura [4.23] se muestra la curva de la medición en tiempo real de la tensión de referencia (la tensión que corresponde a 0,1 mA en

la curva IV), y las curvas de V_{th} de distintas simulaciones. En realidad, se muestra solo la parte post radiación de las curvas, y la variación de la tensión umbral medida desde que se apaga la radiación (por ello todas las curvas empiezan en 0 V), con la intención de comparar su forma.

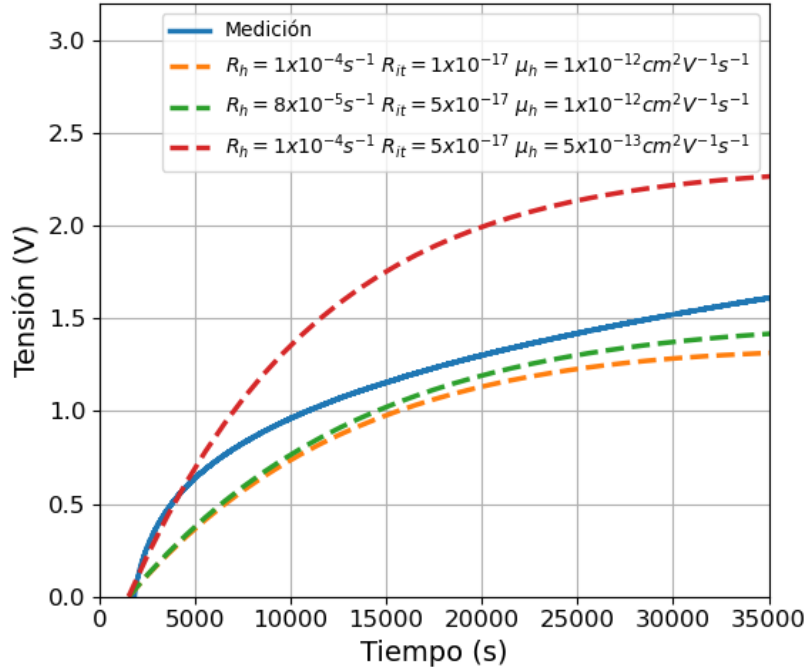


Figura 4.23: Comparación entre curvas de V_{th} en función del tiempo para distintas simulaciones (líneas punteadas) y la medición en tiempo real de la tensión de referencia.

Lo que se puede ver de la figura es que si bien el comportamiento entre la medición y las simulaciones es similar, la curvatura de la medición para tiempos largos es más lineal que la de las simulaciones. Las simulaciones parecen converger mucho más rápido a una tensión. Además, la curvatura inicial de la medición y las simulaciones es diferente. La diferencia podría deberse a lo que se menciona de que las tensiones comparadas no corresponden a la misma parte de la curva IV, y eso podría deformar los resultados. Para evaluar esta hipótesis se propone extraer de las simulaciones la curva IV para ciertos instantes, y de ellas extraer la tensión correspondiente a una corriente de $0,1 \text{ mA}$. De esta forma, estas tensiones son comparables con las de la medición. En la figura [4.24](#) se puede ver una simulación donde se realizó esta comparación, cuyo resultado es representativo de lo que sucede con las otras simulaciones. Lo que se observa es que la tensión de referencia en la simulación tampoco evoluciona como la de las mediciones en tiempo real.

Por otro lado, la diferencia entre lo medido y lo simulado podría deberse a que los parámetros de las simulaciones no corresponden exactamente a los del dispositivo medido. Para probar esto se exploraron varios conjuntos de parámetros, pero no se pudo encontrar alguno en que las curvas de la simulación y la medición coincidieran en su forma. Por lo tanto, hay que considerar que el modelo no puede reproducir correctamente el *fading* post radiación que presentan las mediciones, porque no tiene en cuenta algún fenómeno físico que en realidad si

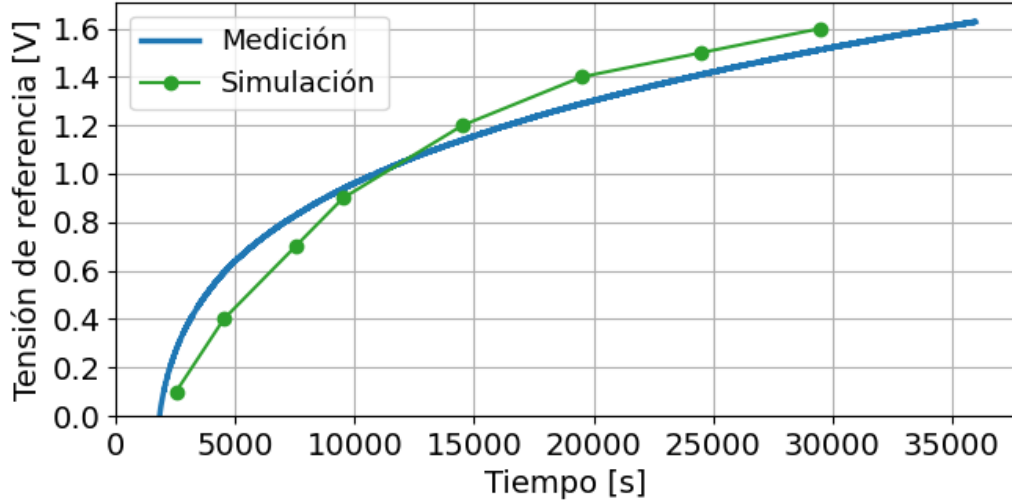


Figura 4.24: Comparación entre la medición en tiempo real de la tensión de referencia (correspondiente a una corriente de $0,1 \text{ mA}$ en la curva IV) y la tensión de referencia en función del tiempo para una de las simulaciones de la figura 4.23 ($R_h = 8 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ $R_{it} = 5 \times 10^{-17} \mu_h = 1 \times 10^{-12} \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$).

esta sucediendo.

Una cosa que el modelo teórico utilizado no está teniendo en cuenta es el transporte de electrones del sustrato al aislante por efecto túnel. Mediante el tuneo los electrones del sustrato pueden atravesar la interfaz hasta el óxido y neutralizar la carga positiva capturada en las trampas luego de que la radiación haya acabado, lo cual implica una recuperación de V_{th} . Según varios modelos estudiados para el efecto túnel [44] [45], la tasa de transición de electrones por efecto túnel decae exponencialmente con la distancia al aislante. Si se tiene en cuenta una distribución de huecos capturados en trampas uniforme en el óxido cerca de la interfaz con el sustrato, el corrimiento en tensión es proporcional al logaritmo natural del tiempo:

$$\Delta V_{th}^{tunnel_1} = a * \ln \left(\frac{t}{t_0} \right), \quad (4.1)$$

donde t_0 es el tiempo característico de tuneo y a es una constante asociada a la densidad de electrones cerca de la interfaz para un tiempo inicial de referencia y a la energía del sistema.

En el artículo [45], se menciona el caso en el que la distribución de trampas con carga positiva en el óxido no tiene una distribución uniforme, si no una que decae exponencialmente al alejarse de la interfaz con el sustrato. En este caso, el corrimiento de la tensión umbral puede modelizarse según la siguiente relación de potencia:

$$\Delta V_{th}^{tunnel_2} = a * \left(\frac{t}{t_0} - 1 \right)^n, \quad (4.2)$$

donde otra vez, el parámetro a es una constante asociada a la densidad de electrones cerca de la interfaz para un tiempo inicial de referencia y a la energía del sistema, el parámetro n está relacionado con una distancia característica del decaimiento de la densidad de trampas cargadas positivamente, y t_0 se encuentra asociado a un tiempo característico del efecto túnel

de los electrones del sustrato al aislante.

Si la curva experimental cumpliera con las hipótesis de los modelos de la bibliografía para el efecto túnel, podría ajustarse, al menos en los primeros segundos post radiación por alguna de las ecuaciones 4.1 y 4.2. Al intentar ajustar la curva experimental con las ecuaciones propuesta se encuentra que si bien en ambos casos solo es posible ajustar la curva por tramos, dando en cada caso un resultado diferente de parámetros óptimos, el ajuste con el modelo de la ecuación 4.2 es mejor. La figura 4.25 es representativa de lo que se observa para distintos ajustes, y lo que se ve es que el ajuste con el modelo logarítmico siempre presenta estructura, mientras que en el ajuste con el modelo de potencia los residuos son aleatorios.

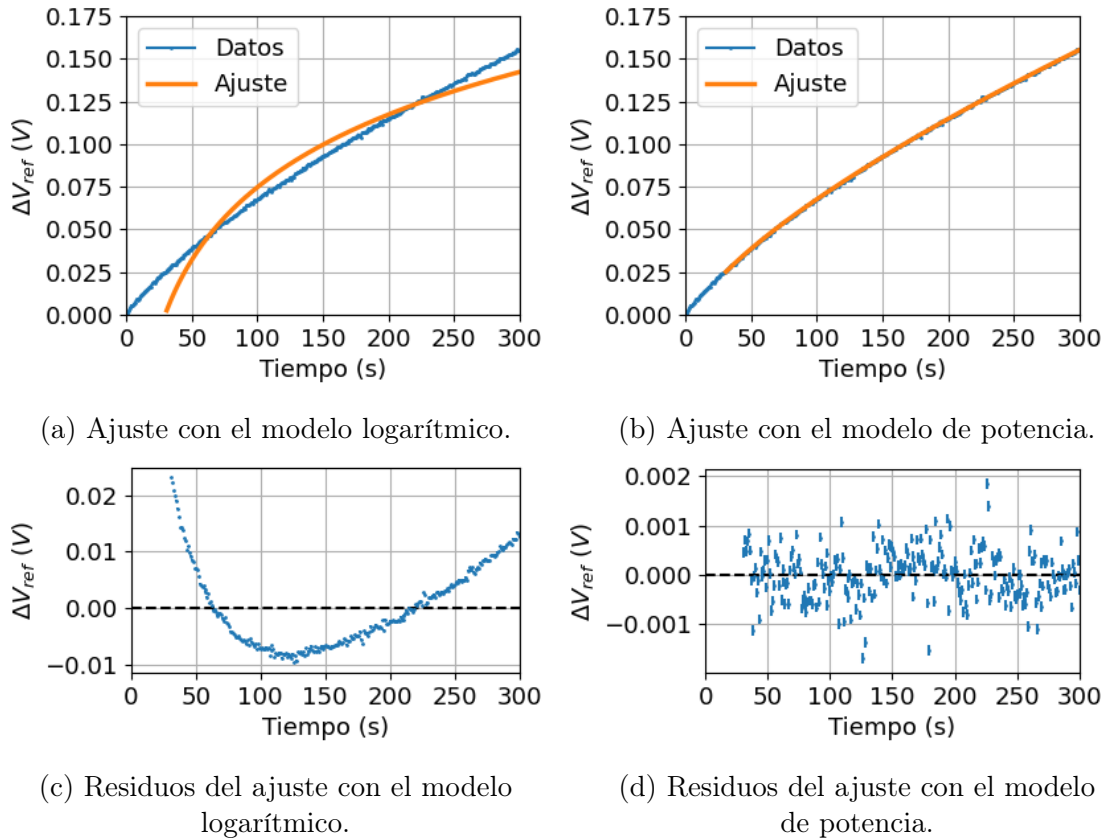


Figura 4.25: Resultados de ajustar un tramo de la medición de la tensión de referencia en tiempo real con distintos modelos de túnel electrónico.

Teniendo esto en cuenta se considera la posibilidad de que en las mediciones se este observando, además de un crecimiento de ΔV_{th} asociado a la generación de trampas de interfaz, un crecimiento de ΔV_{th} asociado al túnel de electrones del sustrato al aislante. Como se observa de las distribuciones de portadores de las simulaciones, por ejemplo, en la figura 4.26 es muy probable que el modelo de túnel con potencia no sea el adecuado, pero es mucho más cercano a la realidad que el modelo logarítmico.

Por otro lado, entre los trabajos que estudian el *fading* también se propone que el mismo puede darse por *annealing* térmico [44]. En este trabajo no se estudia este fenómeno, pero es algo que también podría estar observándose en las mediciones. Hay otro aspecto más que podría estar generando discrepancia entre los resultados post radiación de las simulaciones

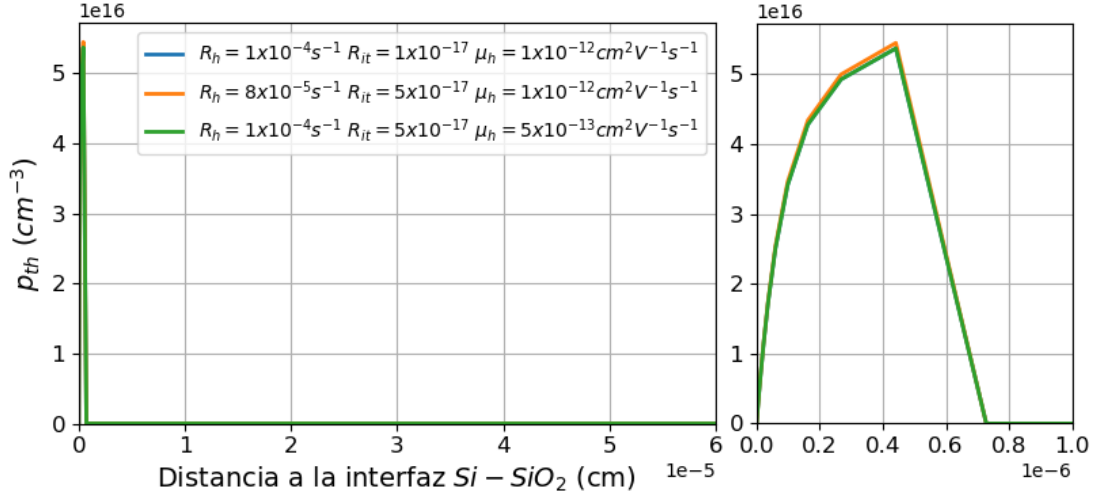


Figura 4.26: Distribución de trampas cargadas positivamente en el óxido al final de la irradiación de algunas simulaciones donde se aprecia el *fading* de la tensión umbral. Las diferentes curvas se solapan en gran parte de la imagen.

y la medición, que es el transporte dispersivo de los protones H^+ . Como se mencionó en el capítulo 2, en el modelo computacional se modeliza el transporte de protones H^+ con un modelo de arrastre y difusión. De esta forma el transporte se encuentra regulado directamente por el único parámetro μ_h , el cual es constante. Sin embargo, es sabido que el transporte de los protones en el dióxido de silicio es de carácter dispersivo, y a diferencia de el caso de los huecos, este tipo de transporte podría llegar a ser apreciable. En dicho caso, el transporte dispersivo implicaría que el transporte de protones se enlentece, debido a distintos procesos físicos en los que los protones hidrógenos interactúan con la estructura del material. Esto ocasionaría que la recuperación de V_{th} luego de la irradiación se dé más lentamente, como se aprecia en la medición.

4.3. Reproducción de las mediciones

Teniendo en cuenta todo lo que se presenta en este capítulo sobre como el modelo computacional desarrollado reproduce los fenómenos físicos que se dan dentro de una estructura MOS, se busca simular el experimento que se presenta en el capítulo 3. Como se explica en ese capítulo, el experimento consiste en irradiaciones de 30 minutos aproximadamente, realizadas con diferentes periodos de tiempo de diferencia sobre el mismo dispositivo FOXFET. Las irradiaciones se realizaron mientras el dispositivo se encontraba conectado a una fuente de tensión, que al momento de dejar de irradiar se apagaba. De este dispositivo se midió la curva característica IV un tiempo luego de cada irradiación. En el caso de la última irradiación, se midieron dos curvas IV posteriores, a los 6 y a los 71 días de finalizada la irradiación. Como primera referencia de lo que se busca obtener de las simulaciones, se utilizan las estimaciones de N_{it} y V_{th} resultantes de utilizar el modelo analítico de Zebrev sobre las curvas IV medidas. Con el modelo computacional se simulan las cinco irradiaciones del experimento, utilizando las horas exactas de las mediciones y del inicio de las irradiaciones para calcular los periodos

de tiempo que de haber entre cada una de ellas. Para reproducir periodos sin radiación con el modelo computacional, se aplica lo explicado al respecto en el capítulo 3.

Se comenzó por simular la primera irradiación con su correspondiente periodo post radiación, tratando de modificar los parámetros del modelo computacional para que los resultados tanto de N_{it} como de V_{th} fueran parecidos al estimado. Una vez que esto se lograba, se agregaba a la simulación la siguiente irradiación y el correspondiente periodo post radiación, y de nuevo se exploraba que parámetros lograban unos resultados de la simulación más parecidos a los estimados. Así, se fue ajustando la simulación a las mediciones. Algunos de los resultados obtenidos se encuentran en las figuras 4.27 y 4.28. Si bien es posible simular los 71 días que transcurren luego de la última irradiación del experimento, en la mayoría de las simulaciones no se simula ese lapso de tiempo porque el comportamiento de la simulación puede verse cualitativamente a partir de la tendencia de los primeros días post radiación. Además, vale aclarar que en las figuras las estimaciones se ubican temporalmente al tiempo en que se realizaron las mediciones según la tabla 3.2 del capítulo 3, de forma que son comparables con los tiempos simulados.

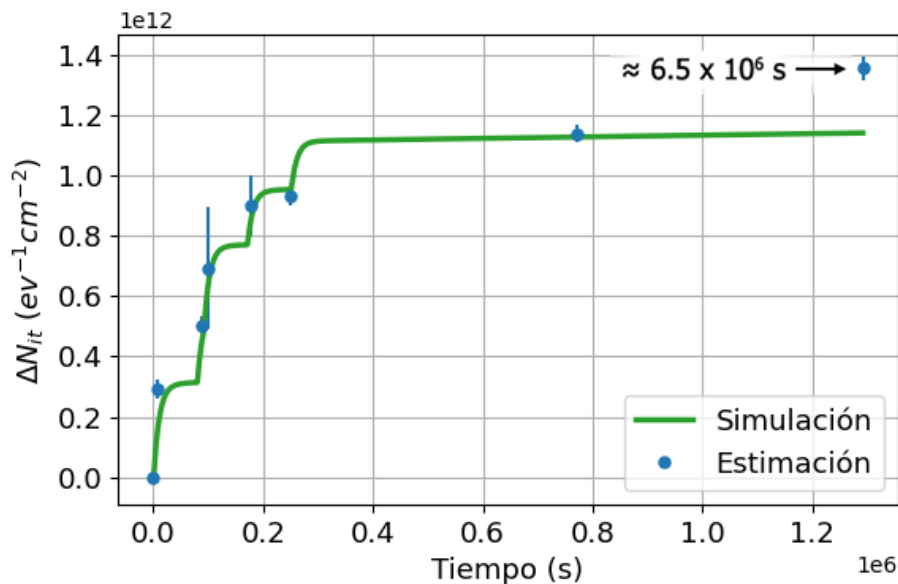


Figura 4.27: Variación de la densidad de estados de interfaz en función del tiempo según las estimaciones hechas sobre las mediciones y según una simulación. El punto de la izquierda corresponde al de la medición que se realizó 71 días después de la última irradiación.

Los resultados que se muestran en las figuras 4.27 y 4.28 se encuentran ampliados en el rango temporal donde se dan las irradiaciones en la figura 4.29. Se observa que el comportamiento entre las simulaciones y las estimaciones son consistentes, excepto en los últimos puntos de la variación de la tensión umbral. Tras la última irradiación solo se observa una recuperación de ΔV_{th} en los primeros segundos post radiación, pero luego la recuperación se detiene. Es más, se observa que ΔV_{th} vuelve a decrecer, aunque a un ritmo mucho más lento. Por otro lado, ΔV_{th} a lo largo de toda la simulación se encuentra desplazada respecto de las mediciones.

El modelo computacional permite extraer la curva IV del dispositivo simulado en el ins-

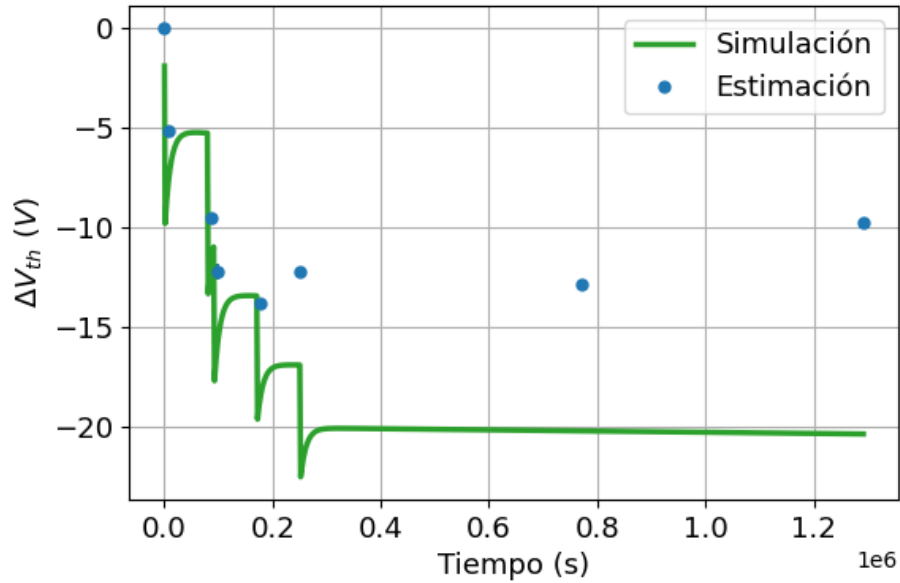
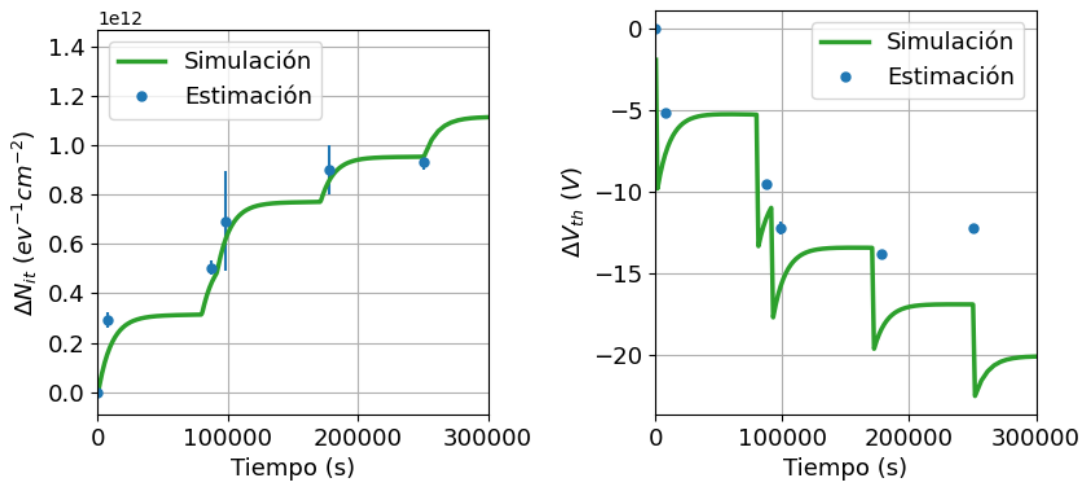


Figura 4.28: Variación de la tensión umbral en función del tiempo según las estimaciones hechas sobre las mediciones y según una simulación. El punto de la izquierda corresponde al de la medición que se realizó 71 días después de la última irradiación.



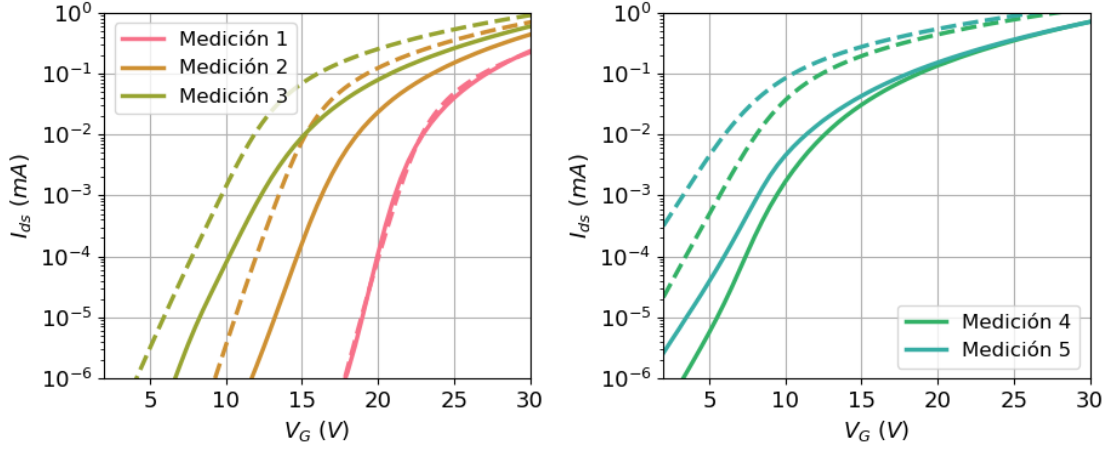
Variación de la densidad de estados de interfaz.

Variación de la tensión umbral.

Figura 4.29: Resultados en función del tiempo de una de las simulaciones comparados con los resultados de las estimaciones realizadas sobre las mediciones.

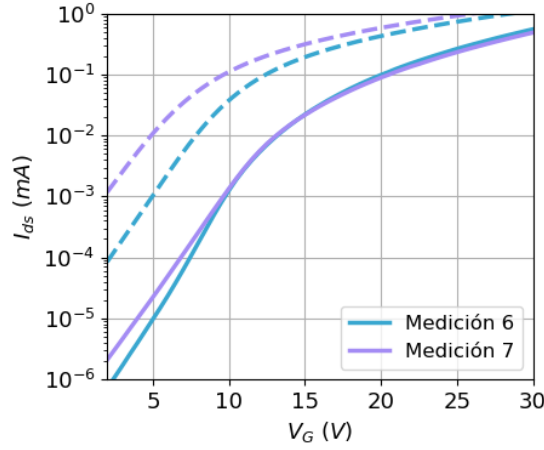
tante deseado, así como permite extraer las distribución de los portadores a lo largo del óxido. La curva IV la genera utilizando las mismas bases que el modelo de Zebrev. Por lo tanto, otra forma de comparar los resultados de la simulación con las mediciones es a través de las curvas IV características. Para el caso de la simulación que se presenta en las figuras 4.27 y 4.28, esta comparación se presenta en la figura 4.30, donde las mediciones se grafican con una línea continua y las curvas IV de las simulaciones con una línea punteada.

La medición 1 corresponde al dispositivo sin irradiar, y viendo que la curva IV simulada



(a) Antes de la primera irradiación y tras la primera y la segunda irradiación.

(b) Tras la tercera y tras la cuarta irradiación.



(c) Un día tras la cuarta irradiación y seis días después de la quinta irradiación.

Figura 4.30: Curvas IV medidas (líneas continuas) comparadas con las curvas IV correspondientes resultantes de la simulación del experimento utilizando el modelo computacional (líneas punteadas).

se superpone con la medición, se puede decir que las características iniciales del dispositivo se determinaron correctamente en el modelo computacional. Luego, se puede ver que las pendientes subumbrales de las mediciones y las simulaciones son muy similares, lo cual es consistente con lo que se observa en la figura de N_{it} en función del tiempo. El corrimiento en tensión entre las mediciones y las simulaciones, también es consistente.

La simulación presentada se realizó utilizando los siguientes parámetros de simulación: $\mu_n = 2,1 \text{ cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$, $\mu_p = 2 \times 10^{-5} \text{ cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$, $R_c = 1 \times 10^{-13} \text{ cm}^3\text{s}^{-1}$, $R_{ch} = 4 \times 10^{-13} \text{ cm}^3\text{s}^{-1}$, $R_n = 1 \times 10^{-7} \text{ cm}^3\text{s}^{-1}$, $R_{nh} = 1 \times 10^{-6} \text{ cm}^3\text{s}^{-1}$, P_t una distribución escalón, con un escalón de ancho de $2,5 \times 10^{-6} \text{ cm}$ y una densidad de trampas de $1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ en ese escalón, P_{th} una distribución escalón, con un escalón de ancho de $5 \times 10^{-6} \text{ cm}$ y una densidad de trampas de $1,5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ en ese escalón, $R_h = 1 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$, $\mu_h = 1 \times 10^{-12} \text{ cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$, $P_bH = 5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}\text{eV}^{-1}$, y $R_{it} = 5 \times 10^{-17} \text{ cm}^3\text{s}^{-1}$. Las radiaciones se simulan con una tensión $V_G = 12 \text{ V}$, y en el caso de simular periodos post radiación la tensión que se utiliza

es $V_G = 0$ V.

Los resultados de otras de las simulaciones realizadas se presentan en las figuras [4.31](#). En este caso, se disminuyó la densidad de trampas no hidrogenadas en el escalón de la distribución a $P_t = 0,8 \times 10^{19} \text{cm}^{-3}$. Otra vez, no se logra que tras la última irradiación V_{th} se recupere, pero los valores de V_{th} obtenidos a lo largo de la primera parte de la simulación coinciden bastante con los estimados de las mediciones, y esto se aprecia en las curvas IV, que se presentan en la figura [4.32](#). En esta figura se ve que que la pendiente subumbral simulada es cercana a la de las mediciones, pero no tanto como en la simulación anterior. Como se puede ver de la figura [4.31](#), el N_{it} simulado comienza estando por debajo del estimado, pero al avanzar el tiempo queda por encima.

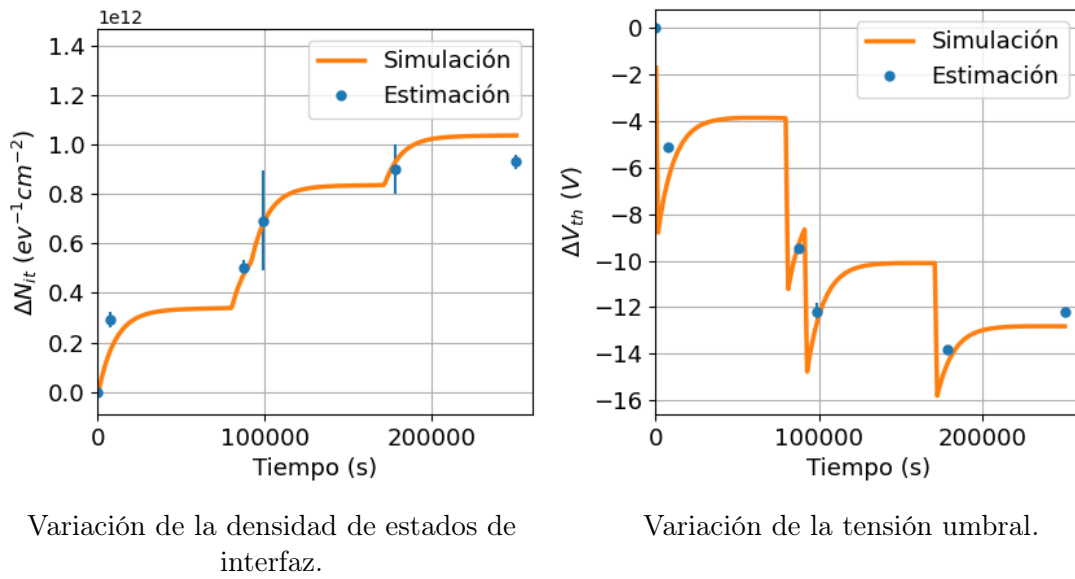
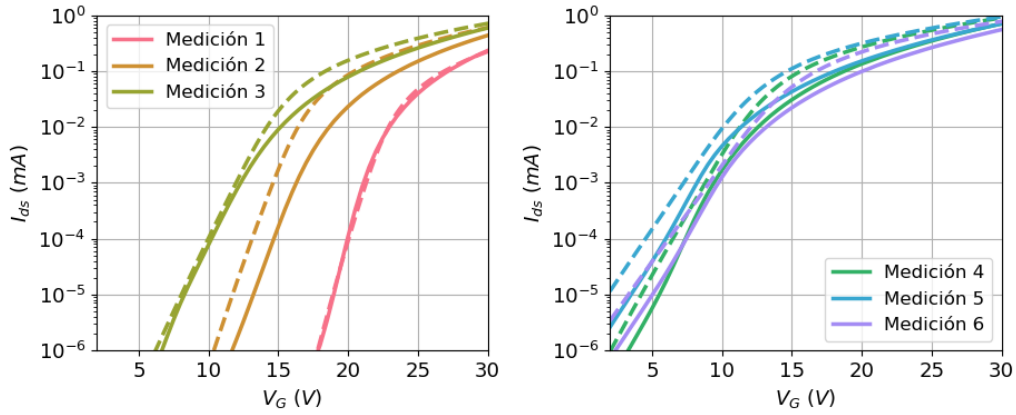


Figura 4.31: Resultados en función del tiempo de una de las simulaciones comparados con los resultados de las estimaciones realizadas sobre las mediciones.

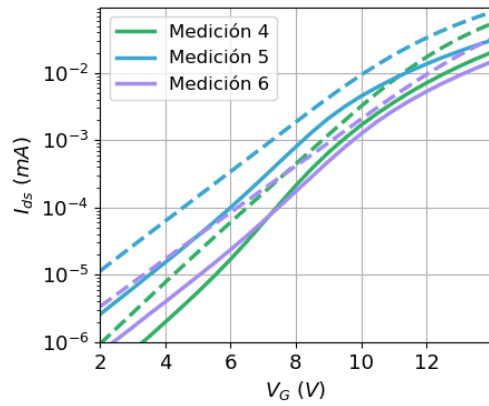
Los resultados obtenidos respecto al ajuste de la primera parte del experimento de las múltiples irradiaciones son muy satisfactorios. Aún así, se exploraron más conjuntos de parámetros para lograr ajustar de la mejor manera las curvas IV medidas y los valores de N_{it} y V_{th} estimados con las simulaciones. Los resultados fueron similares a los que se presentan en esta sección. Se cree que con un conjunto de parámetros óptimos se podrían mejorar levemente los resultados, pero también hay que tener en cuenta lo que se menciona anteriormente de la incapacidad del modelo computacional de reproducir el *fading* de forma exacta. Esto podría estar influyendo entre irradiaciones y provocar que no sea posible ajustar las primeras curvas IV del experimento de forma exacta.

Respecto al ajuste de las mediciones cuando el periodo post radiación es de más de un día, es claro que el *fading* está jugando un papel importante en las diferencias obtenidas entre las simulaciones y las mediciones. Si el comportamiento del modelo post radiación fuera más similar al de la figura [3.12](#), probablemente se vería un crecimiento más prolongado de ΔV_{th} en la figura [4.28](#) y en el resto de las simulaciones realizadas.



(a) Antes de la primera irradiación y tras la primera y la segunda irradiación.

(b) Tras la tercera y tras la cuarta irradiación.



(c) Curvas IV aumentadas.

Figura 4.32: Curvas IV medidas (líneas continuas) comparadas con las curvas IV correspondientes resultantes de la simulación del experimento utilizando el modelo computacional (líneas punteadas).

Discusión y conclusiones

En esta tesis se estudiaron los efectos que tiene la incidencia de radiación ionizante sobre estructuras MOS. Se describió una teoría física de los distintos procesos involucrados en la acumulación de carga en el óxido de la estructura y la generación de los estados de interfaz en la interfaz $Si - SiO_2$, debidas a la radiación. En esta teoría los procesos son regulados por ciertos parámetros numéricos y dependen de las condiciones iniciales del sistema. Se aplicó esta teoría en un modelo computacional preexistente que reproduce la evolución espacial y temporal de las magnitudes físicas más relevantes dentro del óxido, como lo son las densidades de portadores y sus flujos. Con esta información y un modelo analítico es posible reconstruir las características eléctricas de un dispositivo MOS, como por ejemplo, la curva IV. El modelo fue modificado con el fin de reproducir la generación de las trampas de interfaz y los efectos de la radiación cuando la estructura MOS ha dejado de ser irradiada. Se obtuvo así un programa desarrollado en Matlab/Octave para simular distintos escenarios en el cual una estructura MOS es expuesta a radiación externa. Luego, se estudió la utilidad y confiabilidad del programa desarrollado, y se lo puso a prueba al intentar que el mismo reproduzca diversos fenómenos. Entre ellos, se buscó reproducir un experimento realizado en el LFDM, en donde se irradió un FOXFET en periodos intercalados, dejándolo reposar hasta 71 días luego de la última irradiación. De este experimento se encuentran medidas las curvas IV del dispositivo en diferentes instantes.

Se pudo observar que el modelo computacional desarrollado es capaz de reproducir resultados razonables, y reproduce satisfactoriamente la evolución temporal de los procesos físicos dentro de la estructura MOS expuesta a radiación. Lo mismo se observa para la simulación de periodos post radiación. El programa resulta útil al momento de interpretar qué es lo que sucede dentro de la estructura, y modificar a través de los parámetros de entrada y las condiciones iniciales la respuesta obtenida. En particular, el programa representa cualitativamente la evolución de las trampas de interfaz y la carga capturada en el óxido.

En cuanto a los estudios post radiación, se comprobó que el modelo teórico reproduce el fenómeno ELDRS, pero solo en un acotado rango de tasas de dosis. Se cree que si se exploran

simular dosis de radiación aplicadas mucho mayores a las estudiadas, se podría llegar a ver el efecto ELDRS en un amplio rango de tasas de dosis y condiciones, como en la bibliografía. Por lo tanto, se propone para un futuro estudio profundizar en esta área.

Por otro lado, el modelo reproduce cualitativamente el *fading* en la tensión umbral que se observa luego de que un dispositivo MOS es irradiado, aunque solo en ciertas condiciones. Al estudiar el corrimiento en tensión post radiación medido en el LFDM de un FOXFET, se encuentran diferencias con la forma funcional del *fading* resultante de las simulaciones. En primer lugar se observa que el *fading* propuesto en el modelo es exclusivo de la generación de trampas de interfaz en el óxido, mientras que en la bibliografía se encuentra que hay varios fenómenos que se dan en la estructura MOS post radiación que también contribuyen al mismo. Un ejemplo es el *fading* por efecto túnel en la interfaz $Si - SiO_2$. La forma funcional que este efecto tiene en el *fading* según algunos modelos coincide mucho más con la medición que el resultado del programa desarrollado en este trabajo. Por lo tanto, se cree que para reproducir correctamente el *fading* en una amplia cantidad de casos, se deben añadir al modelo computacional otros fenómenos. El proceso que se propone añadir en un avance de este trabajo es el de túnel, pero también existen otros que no se han estudiado como el *annealing* térmico, o el transporte dispersivo de los protones hidrógeno. Una forma de modelizar esto último podría ser con una movilidad de protones hidrógeno variable con el tiempo.

El programa desarrollado permite simular satisfactoriamente la situación de varias irradiaciones sobre una estructura MOS, con características diferentes y distintos periodos de reposo entre ellas. También permite simular periodos largos en tiempo real relativamente corto. Sin embargo, se propone para más adelante seguir explorando cómo mejorar la eficiencia del programa, la automatización, y cómo hacer incluso más cortos los tiempos reales de simulación cuando se quiere simular un experimento de varias semanas de duración.

En este trabajo se estudian las curvas IV medidas sobre un dispositivo FOXFET, que fue expuesto a un experimento de varias irradiaciones con tiempos de descansos seguido de un largo tiempo post radiación. A lo largo del experimento se fue midiendo su curva IV, y a partir de ellas se ha podido estimar la evolución temporal de la densidad de trampas de interfaz y el valor de la tensión umbral utilizando el modelo analítico de Zebrev. Utilizando el programa desarrollado se logró simular satisfactoriamente la evolución de la densidad de trampas de interfaz del experimento, y la variación de la tensión umbral durante y entre las irradiaciones. Por lo tanto, se ha logrado determinar un conjunto valores para los parámetros del modelo teórico computacional que representan efectos físicos que se dan dentro de la estructura MOS, y son válidos en las condiciones del experimento estudiado. Sin embargo, no se ha podido simular satisfactoriamente la evolución de la tensión umbral en tiempos largos post radiación. Otra vez, se cree que esto tiene que ver con el hecho de que en el *fading* de la tensión umbral juegan un rol importante otros fenómenos que no se tienen en cuenta en el modelo teórico utilizado. Se propone tratar de repetir el ajuste del experimento, partiendo del conjunto de valores de los parámetros óptimos hallado en este trabajo, una vez que se agregue al modelo computacional el proceso de recombinación de carga post radiación por efecto túnel, y el transporte dispersivo de los protones hidrógeno.

- [1] A. B. Rosenfeld (2002). "MOSFET dosimetry on modern radiation oncology modalities," *Radiation Protection Dosimetry*, vol. 101, no. 1-4, pp. 393-398.
- [2] J. Lipovetzky, M. Garcia-Inza, S. Carbonetto, M. Carra, E. Redin, L. S. Salomone, and A. Faigon, (2013). "Field oxide n-channel mos dosimeters fabricated in cmos processes," *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 60, no. 6, pp. 4683-4691.
- [3] G. May, S. Sze, (2004). "Fundamentals of semiconductor fabrication," IEEE Wiley.
- [4] J. R. Schwank, M. R. Shaneyfelt, D. M. Fleetwood, J. A. Felix, P. E. Dodd, P. Paillet, and V. Ferlet-Cavrois, (2008). "Radiation effects in MOS oxides," *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 55, no. 4, pp. 1833-1853.
- [5] S.M. Sze, K.K. Ng, (2007). "Physics of semiconductor devices," Ed. John Wiley and Sons, 3rd Edition. ch. 6.
- [6] D.A. Neamen, (2012). "Semiconductor Physics and Devices: Basic Principles," Ed. McGraw-Hill, 4th Edition. ch. 10.1.3.
- [7] S.M. Sze, K.K. Ng, (2007). "Physics of semiconductor devices," Ed. John Wiley and Sons, 3rd Edition, ch. 4.
- [8] P.M. Lenahan, T.D. Mishima, J. Jumper, T.N. Fogarty, R.T. Wilkins, (2001). "Direct Experimental Evidence for Atomic Scale Structural Changes Involved in the Interface-Trap Transformation Process," *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 48, no. 6.
- [9] Agency for Toxic Substances and Disease Registry, (2004). "Toxicological Profile For Strontium," U.S. Department of Health and Human Services, ch. 10.
- [10] G.A. Ausman, and F.B. McLean, (1975). "Electron-hole pair-creation energy in SiO₂," Harry Diamond Laboratories, Technical Report, HDL-TR-1720.
- [11] H.H. Sander, and B.L. Gregory, (1975). "Unified model of damage annealing in CMOS, from freeze-in to transient annealing," *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 22, no. 6, pp. 2157-2162.

- [12] C.M. Dozier, D.M. Fleetwood, D.B. Brown, and P.S. Winokur, (1987). "An evaluation of low-energy X-ray and Cobalt-60 irradiations of MOS transistors,," IEEE Transactions on Nuclear Science, vol. 34, no. 6, pp. 1535-1539.
- [13] R. C. Hughes, (1973). "Charge-Carrier Transport Phenomena in Amorphous SiO₂: Direct Measurement of the Drift Mobility and Lifetime," Physical Review, Lett. 30, 1333.
- [14] R. C. Hughes, (1977). "Time-Resolved hole transport in a-SiO₂," Physical Review, B. vol. 30, no. 4, pp 2012-2020.
- [15] H.E. Boesch, F.B. McLean, J.M. McGarrity, and G.A. Ausman, (1975). "Hole transport and charge relaxation in irradiated SiO₂ MOS capacitors," IEEE Transactions on Nuclear Science, vol. 22, no. 6, pp. 2163-2167.
- [16] V. Vasudevan, J. Vasi, (1993). "A simulation of the multiple trapping model for continuous time random walk transport," Journal of Applied Physics, vol. 74, no. 5, pp. 3224-3230.
- [17] J.J. Tzou, J. Y-C. Sun, C-T. Sah, (1983). "Field dependence of two large hole capture cross sections in thermal oxide on silicon," Applied Physics, Lett. 43, pp. 861.
- [18] M.R. Shaneyfelt, J.R. Schwank, D.M. Fleetwood, P.S. Winokur, K.L. Hughes, F. W. Sexton, (1990). "Field Dependence Of Interface-trap Buildup In Polysilicon And Metal Gate Mos Devices," IEEE Transactions on Nuclear Science, vol. 37, no 6.
- [19] M. Lax, (1960). "Cascade capture of electrons in solids," Physical Review, vol. 119, no. 5, pp. 1502-1523.
- [20] G.A. Dussel, K.E. Boer, (1970). "Field-Enhanced Ionization," phys. stat. sol. vol. 39, p. 375 .
- [21] T. H. Ning, (1976). "Highfield capture of electrons by Coulombattractive centers in silicon dioxide," Journal of Applied Physics, vol. 47, pp. 3203.
- [22] D.A. Buchanan , M.V. Fischetti, D.J. Dimaria, (1989). "Coulombic and Neutral Electron Trapping Centers in SiO₂," Applied Surface Science, Vol. 39, 420-428.
- [23] S.T. Pantelides, Z-Y. Lu, C. Nicklaw, T. Bakos, S.N. Rashkeev, D.M. Fleetwood, R.D. Schrimpf (2008). "The E' center and oxygen vacancies in SiO₂," Journal of Non-Crystalline Solids vol. 354, pp. 217–223.
- [24] N.L. Rowsey, M.E. Law, R.D. Schrimpf, D.M. Fleetwood, B.R. Tuttle, (2012). "Radiation-Induced Oxide Charge in Low- and High-H₂ Environments," IEEE Transactions on Nuclear Science, vol. 59, no. 4.
- [25] G. Schlenvogt (2010). "Total Dose Effects and Hardening-by-Design Methodologies," Arizona State University.

- [26] D.R. Hughart (2010). "The Role Of Hydrogen In Defect Formation And Passivation In Bipolar And Mos Oxides," Thesis Submitted to the Faculty of the Graduate School of Vanderbilt University.
- [27] I.S. Esqueda, H.J. Barnaby, P.C. Adell, B.G. Rax, H.P. Hjalmarson, M.L. McLain, R.L. Pease, (2011). "Modeling Low Dose Rate Effects in Shallow Trench Isolation Oxides," IEEE Transactions on Nuclear Science, vol. 58, no. 6.
- [28] M.A. Petukhov, A.I. Ryazanov, (2016). "Modeling of Radiation-Induced Charge Trapping in MOS Devices under Ionizing Irradiation," ISSN, Physics of Atomic Nuclei, vol. 79, no. 14, pp. 1571–1576.
- [29] N.L. Rowsey, M.E. Law, R.D. Schrimpf, D.M. Fleetwood, B.R. Tuttle, S.T. Pantelides (2011). "A Quantitative Model for ELDRS and H2 Degradation Effects in Irradiated Oxides Based on First Principles Calculations" IEEE Transactions on Nuclear Science, vol. 58, no. 6.
- [30] D.B. Brown, N.S. Saks (1991). "Time dependence of radiationinduced interface trap formation in metaloxide semiconductor devices as a function of oxide thickness and applied field," Journal of Applied Physics, vol. 70, pp. 3734.
- [31] D.M. Fleetwood, (2013). "Total Ionizing Dose Effects in MOS and Low-Dose-Rate-Sensitive Linear-Bipolar Devices," IEEE Transactions on Nuclear Science, vol. 60, no. 3.
- [32] S.H. Carbonetto (2010). "Configuraciones Circuitales De Mosfet's Para Su Uso En Dosimetría De Bajas Dosis," Universidad de Buenos Aires, Facultad de Ingeniería. Tesis de Grado de Ingeniería Electrónica.
- [33] L. Sambuco Salomone , A. Faigón, E.G. Redin, (2015). "Numerical modeling of MOS dosimeters under switched bias irradiations", IEEE Transactions on Nuclear Science, vol. 62, no. 4, pp. 1665-1673.
- [34] L. Sambuco Salomone , A. Holmes-Siedle, A. Faigón, (2016). "Long term effects of charge redistribution in cycled bias operating MOS dosimeter", IEEE Transactions on Nuclear Science, vol. 63, no. 6, pp. 2997-3002.
- [35] M.V. Cassani, L. Sambuco Salomone, S. Carbonetto, A. Faigón, E. Redin, M. Garcia-Inza, (2021). "Experimental characterization and numerical modeling of total ionizing dose effects on field oxide MOS dosimeters", Radiation Physics and Chemistry, vol. 182, 109338.
- [36] L. Sambuco Salomone , M. Garcia-Inza, S. Carbonetto, J. Lipovetzky, E. Redin, A. Faigón, (2022). "Numerical modeling of radiation-induced charge neutralization in MOS devices", Radiation Measurements, vol. 153, 106745.
- [37] L. Sambuco Salomone , M. A. Garcia-Inza, S. Carbonetto, A. Faigón, (2021). "Numerical modeling of radiation-induced charge loss in CMOS floating gate cells", Elektron, vol. 5, no. 2, pp. 100-104.

-
- [38] L. Sambuco Salomone , M. Garcia-Inza, S. Carbonetto, J. Lipovetzky, E. Redin, A. Faigón, (2022). “Modeling switched bias irradiations on floating gate devices. Application to dosimetry”, IEEE Transactions on Nuclear Science, Vol. 69, pp. 1229-1235.
- [39] I. Vásquez (2018). “Diseño, fabricación y caracterización de dosímetros MOS no convencionales,” Universidad de Buenos Aires, Facultad de Ingeniería. Tesis de Grado de Ciencias Físicas.
- [40] G. Zebrev, V. Orlov, and V. Felitsyn, (2016). “Advanced Compact MOSFET Model: Impact of Temperature, Oxide and Interface Traps on Current-Voltage Characteristics,” DOI:10.13140/RG.2.1.2955.8161.
- [41] Virtanen, Pauli et. all, (2020). “SciPy 1.0: Fundamental Algorithms for Scientific Computing in Python,” Nature Method, vol. 17, pp. 261-272.
- [42] I.S. Esqueda, H.J. Barnaby, P.C. Adell, B.G. Rax, H.P. Hjalmarson, M.L. McLain, R.L. Pease, (2011). “Modeling Low Dose Rate Effects in Shallow Trench Isolation Oxides,”IEEE Transactions on Nuclear Science, vol. 58, no. 6.
- [43] D.M. Fleetwood, S.L. Kozier, R.N. Nowlin, R.D. Schrimpf, R.A. Reber, M. DeLaus, P.S. Winokur, A. Wei, W.E. Combs, and R.L. Pease, (1994). “Physical mechanisms contributing to enhanced bipolar gain degradation at low dose rates,”IEEE Transactions on Nuclear Science, vol. 41, no. 6, pp. 1871-1883.
- [44] P.J. McWhorter, S.L. Miller, and W.M. Miller, (1990). “Modeling the anneal of radiation-induced trapped holes in a varying thermal environment,” IEEE Transactions on Nuclear Science, vol. 37, no. 6, pp. 1682-1689.
- [45] T.R. Oldham, A.J. Lelis, and F.B. McLean, (1986). “Spatial dependence of trapped holes determined from tunneling analysis and measured annealing,” IEEE Transactions on Nuclear Science, vol. 33, no. 6, pp. 1203-1209.

Tesis disponible bajo Licencia Creative Commons Atribución – No Comercial
– Compartir Igual (by-nc-sa) 2.5 Argentina Buenos Aires, 2022