

SIMULACIÓN DE LA EVOLUCIÓN TEMPORAL DE UN PROCESO DE QUEMADO POR EVENTO ÚNICO EN UN TRANSISTOR DE POTENCIA

Carlos E. Tais^a, Eduardo A. Romero^a, Gabriela Peretti^a, Gustavo L. Demarco^a y Armando Marino^{bc}

^aGrupo de Estudio en Calidad en Mecatrónica, Universidad Tecnológica Nacional Facultad Regional Villa María, Avda. Universidad 450, 5900 Villa María, Córdoba, Argentina, gecam@frvm0utn.edu.ar, <http://www.frv.m.utn.edu.ar>

^bDivisión SiM³ (División Laboratorio de Simulación de Materiales y Combustibles) Gerencia Ciclo del Combustible Nuclear (GCCN) Centro Atómico Bariloche (CAB) Comisión Nacional de Energía Atómica (CNEA) email: marino@cab.cnea.gov.ar

^cInstituto Balseiro (IB), U.N. Cuyo-CNEA, 8400 Bariloche, Río Negro

Keywords: Radiación, semiconductores, Quemado por Evento Único, termoelasticidad.

Abstract. Se observa que un número importante de errores transitorios y permanentes afectan la operación de sistemas electrónicos en ambientes radioactivos. En particular, el Quemado por Evento Único (Single Event Burnout, SEB) es un fenómeno iniciado por la interacción de iones pesados con ciertos dispositivos electrónicos. La carga depositada por el ión desencadena un mecanismo que conduce al establecimiento de una corriente eléctrica que por efecto Joule causa un aumento localizado de temperatura y fenómenos termoelásticos asociados. Esto puede producir la destrucción del dispositivo y puede llevar a un sistema a la falla catastrófica si no se aplican mecanismos de protección. Esta condición es particularmente crítica en sistemas aeroespaciales y pueden comprometer seriamente la misión. En el presente trabajo analizamos los efectos termoelásticos que ocurren en un transistor de potencia DMOS cuando es afectado por un proceso SEB, considerando la zona de generación de calor producto impacto del ion en posiciones que son más realistas que las utilizadas en trabajos previos, implementando para ello un modelo tridimensional (3D) que mantiene el costo computacional a un nivel razonable. El modelo matemático implementado se resuelve por medio del Método de Elementos Finitos modelando en detalle las capas constitutivas del transistor DMOS. En particular focalizamos el trabajo en la determinación de un tiempo seguro al cual el dispositivo pueda ser desconectado de la fuente de potencia para prevenir el daño. Esta es una de las principales estrategias propuestas para evitar valores críticos en la temperatura o esfuerzos mecánicos que puede producir la falla catastrófica o comprometer la confiabilidad del transistor. En este trabajo mostramos que la dinámica de la falla está dominada por los esfuerzos mecánicos en la capa metálica, dependiendo el tiempo de falla de la posición de la región de generación de calor. Se concluye que no es posible suponer que la temperatura y los esfuerzos mecánicos no alcancen valores críticos después que se produce la desconexión. Consecuentemente, es necesario simular el apagado del dispositivo para analizar la evolución del campo térmico y de tensiones termoelásticas posteriores al tiempo de desconexión. Se demuestra que el límite superior de tiempo para la desconexión es diferente de los reportados en trabajos previos.

1 INTRODUCCION

El Quemado por Evento Único (SEB, Single Event Burnout) es un fenómeno observado en ciertos dispositivos semiconductores como resultado de su interacción con iones de alta energía. Estos fenómenos conducen generalmente a la destrucción de los dispositivos, razón por la cual se hacen necesarias estrategias de mitigación. Usualmente, estas estrategias deben lograr la limitación de la corriente circulante por el dispositivo o incluso la desconexión del mismo antes de que se alcancen temperaturas o tensiones termoelásticas excesivas. Consecuentemente, la estimación del tiempo disponible para ejecutar la mencionada mitigación es importante para el diseño de los circuitos que la implementan.

Algunos dispositivos han demostrado una gran susceptibilidad a SEBs y han sido ampliamente estudiados. En particular, el transistor de potencia DMOS es un caso interesante dada su amplia aplicación en sistemas de potencia de alta criticidad, como es el caso de las aplicaciones espaciales. Un transistor DMOS se fabrica con muchas celdas, donde una celda representa un elemento funcional, conectadas entre sí en paralelo. La Figura 1 muestra una vista de sección de dos medias celdas (Hohl et al. 1989).

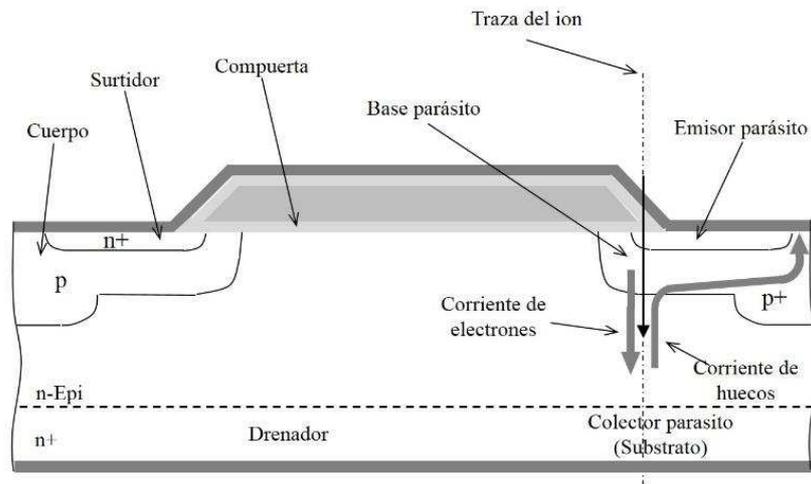


Figura 1: Estructura del transistor vertical VDMOS

Como es bien conocido, en la estructura física del DMOS se genera un transistor bipolar parásito. Las regiones de dicho transistor (base, colector y emisor), se muestran en la Figura 1.

El proceso SEB se inicia en un transistor DMOS canal-n cuando un ion pesado atraviesa la región del surtidor o alguna región próxima al canal del dispositivo. La interacción ion-dispositivo genera un denso plasma de electrones y huecos a lo largo de la traza del ion. Estos portadores se mueven debido a los campos eléctricos presentes en el dispositivo. Consecuentemente, un filamento de corriente se establece debido al flujo de electrones hacia la región drenador situada en el sustrato y de huecos a través del colector hacia el contacto del body. La corriente de huecos puede generar una caída de voltaje que polarice directamente la región-p y la región surtidor, particularmente cuando el filamento se localiza próximo al canal del DMOS. Esta polarización inducida por el ion enciende el transistor parásito NPN más intensamente. La corriente así generada, produce calentamiento por efecto Joule. Esta fuente de calor en trabajos anteriores ha sido ubicada en el eje de simetría del dispositivo (Tais, Demarco, et al. 2009; Romero et al. 2011).

La iniciación del SEB debido a la carga inyectada es más probable cuando el transistor se encuentra bloqueando altas tensiones inversas, una situación común en sistemas de potencia. Bajo estas condiciones, el dispositivo puede mantener campos eléctricos suficientemente

grandes en la región de depleción del colector parásito para causar una multiplicación significativa, debido al efecto avalancha. De esta forma, cada electrón que ingresa a la región del colector causa que huecos retornen a la base, incrementando la corriente y la caída de potencial (Hohl & Galloway 1987). Este efecto regenerativo incrementa la corriente del colector y produce la ruptura secundaria del transistor npn. Esto lleva al colapso súbito de la impedancia entre el emisor y el colector (Schafft 1967). Una descripción más detallada de la dinámica del SEB puede encontrarse en (Johnson et al. 1996; Titus & Wheatley 1996).

Varios estudios han investigado el mecanismo del SEB en dispositivos de potencia DMOS para comprender la física del mecanismo de falla (Hohl et al. 1989; Hohl & Galloway 1987; Thomas A. Fischer 1987; Johnson et al. 1993). Algunas técnicas para prevenir SEB mediante la limitación de corriente pueden encontrarse en (Titus & Wheatley 1996; T. A. Fischer 1987; Oberg & Wert 1987; Rivetta et al. 2001; Kuboyama et al. 1992).

El primer modelado térmico de un proceso SEB (Walker et al. 2001) explicó un salto secundario en la corriente, reportado previamente en (Johnson et al. 1996). Se ha argumentado en (Walker et al. 2001) que el incremento en la temperatura puede producir la fusión de la capa metálica antes que el substrato de silicio se funda. Sin embargo, estudios realizados sobre geometrías más detalladas que las reportadas previamente, han demostrado que el mecanismo de falla puede no obedecer a la fusión de alguna de las capas del dispositivo. En (Tais, Romero, et al. 2009) se reporta por primera vez la observación (mediante simulación) de fallas debidas a tensiones termoelásticas. Estos estudios, realizados en 2D se profundizan en (Romero et al. 2011). Sin embargo, para obtener resultados más cercanos a la realidad, es necesario adoptar modelos 3D, que permitan la ubicación de la fuente de generación de calor en condiciones más realistas. Los resultados de estudios realizados usando este tipo de modelos han sido presentados en (Peretti et al. 2015). En ese trabajo, se sugiere la desconexión del dispositivo antes que estos tiempos sean alcanzados. Sin embargo, el trabajo no ha tenido en cuenta la evolución de los campos de temperatura y tensiones luego de la desconexión de la fuente de potencia.

En este trabajo analizamos el comportamiento temporal de los campos térmicos y mecánicos aún después que se ha desconectado la fuente de potencia. Este escenario se ha simulado reduciendo la densidad de potencia de la región de generación a cero. De los resultados de la simulación es posible determinar que las tensiones mecánicas obtenidas después de la desconexión pueden ser superiores a las reportadas previamente en (Peretti et al. 2015). Como consecuencia, para limitar las tensiones mecánicas durante SEB y prevenir el daño es necesario reducir el tiempo de desconexión.

El estudio presentado en este trabajo está basado en un modelado tridimensional del dispositivo, el cual permite considerar diferentes posiciones de la fuente de generación de calor.

2 DESCRIPCIÓN DEL DISPOSITIVO DMOS

2.1 Consideraciones geométricas y localización de la fuente de generación de calor

Un transistor DMOS se compone de varias celdas dispuestas en un arreglo que puede tener diferentes configuraciones. Particularmente, asumimos que el DMOS en estudio está diseñado siguiendo la topología denominada de red atómica (Baliga 2010). Durante el SEB se desarrolla una región de generación de calor en el substrato. Esto se debe al efecto Joule producido por el filamento de alta corriente establecido entre el surtidor y el drenador, después del impacto del ion. Además de producir el incremento de temperatura en el dispositivo, la fuente de calor induce esfuerzos mecánicos en el material debido al desarrollo de gradientes térmicos.

Para nuestro estudio, consideramos que el SEB ocurre en una de las celdas atómicas, descriptas en la Figura 1. Como en (Walker et al. 2000; Tais, Romero, et al. 2009), proponemos

una región de generación de calor cilíndrica para simular el fenómeno térmico y mecánico asociado al SEB. Este modelado asume que la disipación de potencia durante el SEB se mantiene localizada en la región epitaxial de la celda del dispositivo, evitando así la complejidad del tratamiento matemático de la interacción ion-dispositivo. Como puede verse en la Figura 2a adoptamos una estructura cilíndrica como aproximación a la celda real. La Figura 2b muestra la estructura de la celda, incluyendo las características del dominio geométrico, materiales constitutivos y dimensiones. El espesor de las capas se especifica en la Tabla 1: Con el objetivo de obtener una mejor performance computacional, no se ha considerado la capa de poli-silicio, que constituye la compuerta del dispositivo (Figura 2a). La validación del modelo resultante se demuestra en (Peretti et al. 2015).

Capa	Espesor [μm]
Metal (Al)	5
Aislante (SiO_2)	0.85
Sustrato (Si)	400

Tabla 1: Espesor de las capas del transistor.

En este trabajo consideramos diferentes posiciones para la región de generación. Con el propósito de ilustrar este procedimiento, la Figura 2a muestra la región de generación desplazada del eje del dispositivo una distancia d . Los parámetros r_g (radio de la región de generación), z_{go} (posición axial de la región de generación) y z_{gl} (espesor) caracterizan la región. Adoptamos $r_g = 15 \mu\text{m}$, $z_{go} = 2 \mu\text{m}$ y $z_{gl} = 10 \mu\text{m}$ y 10 W para la potencia disipada. El espesor $z_{gl} = 10 \mu\text{m}$ coincide con el espesor de la capa epitaxial para un dispositivo MOS típico con un voltaje especificado de 70 V (Walker et al. 2000).

El radio de la región de generación es un parámetro desconocido que puede tomar valores desde el radio de un filamento de corriente hasta el de la celda del MOSFET. Para este trabajo se adopta $r_g = 15 \mu\text{m}$ de acuerdo a (Walker et al. 2000; Romero et al. 2011). También se consideró el parámetro d como la distancia desde el centro de la región de generación al eje del dispositivo. El parámetro d asume cuatro valores: $2.5 \mu\text{m}$, $5 \mu\text{m}$, $7.5 \mu\text{m}$ y $15 \mu\text{m}$.

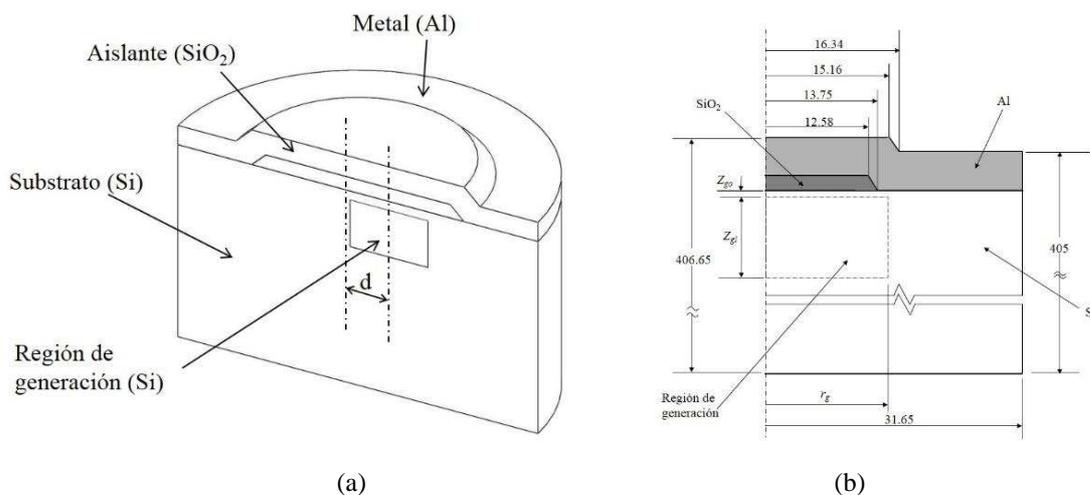


Figura 2: (a) Modelo 3D de la celda del DMOS, (b) Vista de una sección longitudinal mostrando la estructura. Las dimensiones están en μm

2.2 Propiedades térmicas y mecánicas

Por simplicidad se ha considerado que todos los materiales en el dispositivo son isotrópicos (Feng & Wu 2001). Además se ha tenido en cuenta la dependencia con la temperatura de las propiedades de los materiales (MATWEB 2010). La falla térmica en un determinado material se alcanza cuando se supera su correspondiente punto de fusión. Por otra parte, se ha adoptado el criterio de falla debido a esfuerzos mecánicos dependiendo del comportamiento de cada material. Consideramos que el silicio y el dióxido de silicio son materiales frágiles mientras que el aluminio es dúctil. La falla de los materiales frágiles resulta súbita, sin deformaciones plásticas significativas. Se adopta la teoría de la máxima tensión normal como criterio de falla. Para el aluminio, utilizamos el criterio de la máxima energía de distorsión (Von Mises stress) para describir las características de la falla. La Tabla 2 muestra los valores del punto de fusión y de las tensiones admisibles de acuerdo a los criterios mencionados para los materiales constitutivos.

Capa	Punto de fusión [K]	Tensión admisible [MPa]
Metal (Al, dúctil)	930	170
Aislante (SiO ₂ , frágil)	1900	8400
Sustrato (Si, frágil)	1700	7000

Tabla 2: Valores admisibles para materiales.

3 MODELO FÍSICO

En esta sección presentamos las ecuaciones gobernantes para la conducción de calor y el fenómeno de tensiones y deformaciones asociado, utilizadas para determinar el campo de temperaturas y de tensiones que ocurren en el dispositivo durante el proceso SEB.

3.1 Ecuación de desplazamiento

La ecuación que describe el campo de desplazamientos u_i ($i = 1..3$) de un material isotrópico y homogéneo, sometido a un campo térmico no estacionario $T = T(\mathbf{x}_r, t)$ a una posición \mathbf{x}_r y en tiempo t es (Nowacki 1986):

$$\mu u_{i,kk} + (\lambda + \mu) u_{k,ki} - \rho \dot{u}_i - \gamma T_i = 0, k = 1..3 \quad (1)$$

En (1) el parámetro λ y ν son las constantes de Lamé para un material dado que caracterizan la relación entre el tensor de tensiones σ_{ij} ($i, j = 1..3$) y el tensor de deformaciones ϵ_{ij} ($i, j = 1..3$), ρ es la densidad del material, $\gamma = (3\lambda + 2\nu)/\alpha$ donde α es el coeficiente de expansión térmica.

Si bien el análisis térmico es dependiente del tiempo, los efectos dinámicos mecánicos pueden ser despreciados debido a la diferencia en la escala de tiempos del fenómeno térmico y mecánico. Así es posible efectuar un tratamiento cuasi estático al problema y el término de inercia $\rho \dot{u}$ puede despreciarse en la ecuación (1).

$$\mu u_{i,kk} + (\lambda + \mu) u_{k,ki} - \gamma T_i = 0, k = 1..3 \quad (2)$$

La ecuación (2) es lineal y permite obtener el campo de desplazamientos u_i ($i = 1..3$) del cuerpo. Resolvemos (2) con condiciones de borde libres en cada superficie del cuerpo. Consecuentemente no hay esfuerzos mecánicos debido a restricciones externas.

La definición del tensor de deformaciones en términos de desplazamientos es:

$$2\epsilon_{ij} = u_{i,j} + u_{j,i}, j = 1..3 \quad (3)$$

De la relación constitutiva de cada material, el tensor de tensiones se calcula mediante:

$$\sigma_{ij} = 2\mu\varepsilon_{ij} + [\lambda e - \gamma(T - T_0)]\delta_{ij} + \sigma'_{ij}, j = 1..3 \quad (4)$$

Donde $e = \varepsilon_{kk}$ ($k = 1..3$) es la traza del tensor de deformaciones, T_0 es la temperatura de referencia (300 K), y σ'_{ij} es el campo de tensiones residuales a la temperatura de referencia. A esta temperatura, las tensiones residuales son de un orden de magnitud menor (Hu 1991) que las críticas mostradas en la Tabla 2. Por esta razón se consideran despreciables.

3.2 Ecuación de conducción de calor

La ecuación de conducción de calor es (Nowacki 1986).

$$\rho c \dot{T} - k T_{,kk} + k \eta \dot{e} = W \quad (5)$$

Donde $\dot{T} = dT/dt$, $T_{,kk} = \nabla^2(T)$, c es la capacidad calorífica, k es la conductividad térmica, $\eta = \gamma T_1$ siendo T_1 un estado de temperatura inicial y $W = W(x_r)$ un término fuente que representa la generación de calor interna. Cuando x_r se encuentra fuera de la región de generación, $W = 0$ para cualquier tiempo t . El acoplamiento de la temperatura y el campo de deformaciones se debe al término $\eta \dot{e}$. Asumimos que la velocidad de deformación es suficientemente pequeña por lo que puede ser despreciable, lo cual puede verificarse a posteriori. Así, (5) se reduce a:

$$\rho c \dot{T} - k T_{,kk} = W \quad (6)$$

Esta simplificación permite obtener la solución del problema termoelástico desacoplando el análisis térmico del mecánico. La distribución de temperatura obtenida resolviendo (6) se utiliza para determinar desplazamientos, deformaciones y tensiones (resolviendo (2), (3) y (4)).

La ecuación (6) es una ecuación diferencial no lineal parabólica (PDE) dados que sus coeficientes c y k son dependientes de la temperatura. Su solución determina el campo de temperatura como función de la posición y el tiempo. Adoptamos 300 K como temperatura inicial. Como condiciones de borde se asume que la superficie superior se encuentra aislada mientras que las restantes la temperatura constante de 300 K. Estas condiciones son similares a las utilizadas en (Walker et al. 2000).

3.3 Solución numérica

Para resolver (2) y (6), utilizamos software comercial (COMSOL MULTIPHYSICS) basado en el método de elementos finitos, empleando la malla que se muestra en la Figura 3. La discretización espacial se realiza con elementos triangulares no estructurados con formulación cuadrática lagrangeana.

La densidad de la malla se incrementa en la región de compuerta (Figura 3b, 3c y 3d) debido a que en esa región se encuentran materiales con diferentes propiedades mecánicas y térmicas. Así, obtenemos una solución más precisa en esa región.

Debido al calentamiento localizado, los efectos térmicos son importantes solamente en la región superior del dispositivo, mientras que la parte inferior se mantiene a la temperatura inicial. Esto permite reducir la dimensión en la dirección axial del dispositivo a 50 μm , y consecuentemente reducir el costo computacional. La dimensión radial (31,65 μm) se establece de tal manera que las condiciones de borde no afecten los resultados en la región de observación. Con el objetivo de mantener las mismas condiciones, se extiende el radio del dispositivo a 41,65 μm para el caso de la fuente de calor desplazada 15 μm .

El sistema no lineal de (2) y (6) que resulta de la discretización en elementos finitos se resuelve con un algoritmo iterativo basado en un esquema modificado del método de Newton amortiguado (Deuflhard 1974).

La evolución temporal del problema se resuelve con un esquema de diferencias finitas implícito de orden y paso variable.

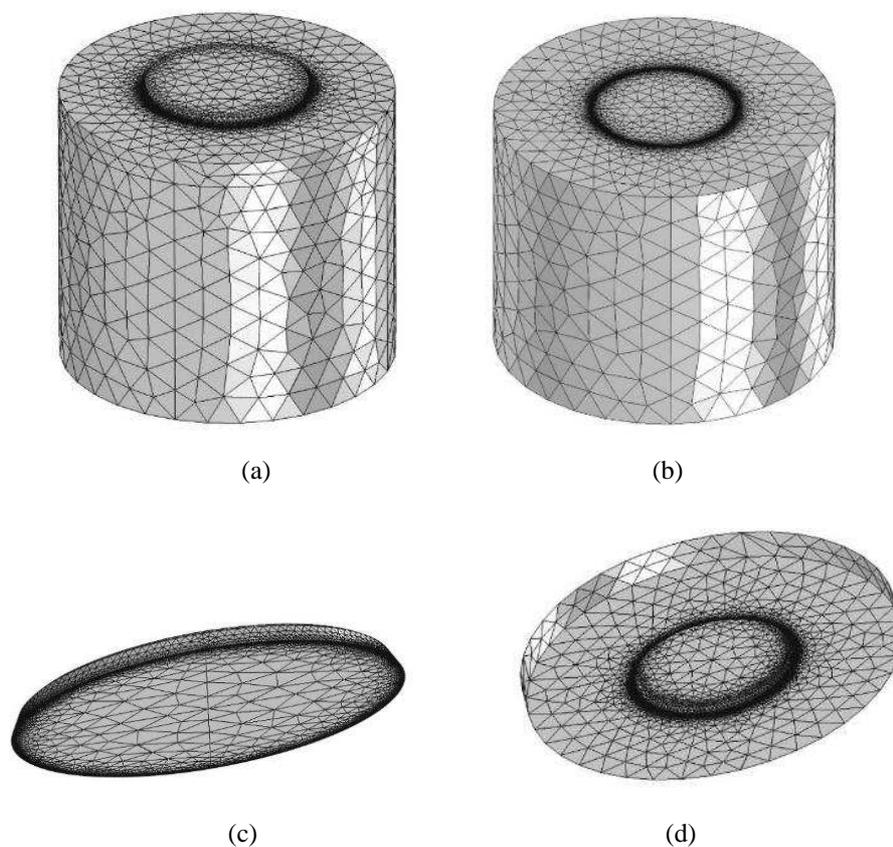


Figura 3: Discretización en elementos finitos (a) Dominio completo, (b) Malla de la región del sustrato, (c) Malla de la capa aislante, (d) Malla de la capa metálica

4 RESULTADOS DE SIMULACIÓN

Cuando se determinan los valores máximos de los esfuerzos, se ha tenido en cuenta que el campo de tensiones presenta divergencias analíticas en los vértices A, B y C mostrados en la Figura 4.

Numéricamente, la divergencia se manifiesta como una pérdida de convergencia de la solución en los puntos mencionados. Así, la solución numérica próxima a esos puntos depende del refinamiento de la malla. Para evitar este problema, no se han tenido en cuenta en el análisis de los resultados las regiones dentro de los círculos (toroide en 3D) mostrados en la Figura 4. Este procedimiento se sigue en todos los casos analizados en este trabajo.

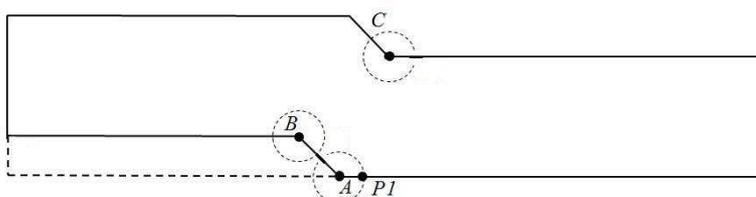


Figura 4: A, B, C puntos con divergencia analítica en el campo de tensiones. P1 es la posición que presenta los valores máximos

El criterio para seleccionar el radio de los círculos es que la solución obtenida utilizando el modelo 3D con la fuente centrada (malla menos densa) coincida razonablemente con la solución del modelo 2D (malla más densa) fuera de estos círculos. Esto significa que una buena convergencia se obtiene en el modelo 3D. Siguiendo este criterio, se determinó que un radio de $0.6 \mu\text{m}$ evita los efectos de la divergencia analítica.

De acuerdo con el procedimiento antes mencionado, la ubicación de los máximos valores de esfuerzo es en el punto P1 (Figura 4) para todas las posiciones de la fuente excepto para $d=15 \mu\text{m}$. En este caso, el máximo valor de esfuerzo se ubica en la intersección del eje de la región de generación con el plano de interfaz aluminio-silicio.

4.1 Análisis mecánico

En (Romero et al. 2011) se ha demostrado que la desconexión practicada al tiempo en el que se alcanzan las tensiones máximas admisibles no es suficiente para evitar la destrucción del DMOS. Esto se debe a que los esfuerzos mecánicos siguen creciendo luego de dicha desconexión.

Por este motivo, se propusieron tiempos menores para dicha operación. Sin embargo, aquel estudio se realizó con un modelado en dos dimensiones. En este trabajo, por el contrario, se propone un modelado 3D más realista, que permite localizar la fuente de generación de calor en diferentes posiciones.

Como primera aproximación, se han adoptado como tiempos de apagado a aquellos en los que se alcanza la fluencia del metal, reportados en (Peretti et al. 2015). La intención es evaluar si los efectos observados previamente en (Romero et al. 2011) se presentan cuando se adopta un modelado más realista.

Para esta evaluación, la fuente de generación de calor fue desplazada del eje del dispositivo. Con este propósito, se han considerado las siguientes posiciones: $d = 0$ (centrado), $d = 2.5 \mu\text{m}$, $d = 5 \mu\text{m}$, $d = 7.5 \mu\text{m}$ y $d = 15 \mu\text{m}$. Los resultados obtenidos se pueden ver en la Figura 5.

Del análisis de las figuras es posible concluir que, para los dos primeros casos no se observan incrementos significativos en las tensiones mecánicas, luego del apagado del transistor.

Sin embargo, los efectos comienzan a ser mayores a medida que la fuente de generación se aleja del eje del dispositivo.

Los casos (c) y (d) muestran un ligero sobrepico de tensiones mecánicas, lo que obliga a una corrección pequeña del tiempo de apagado. Finalmente, el sobrepico observado en la figura (e), sugiere que es necesario corregir el tiempo de apagado de manera más importante.

En base a los resultados anteriores se practicó una búsqueda de tiempos de apagado menores para los casos en los cuales era necesario. Para proponer tiempos de desconexión más adecuados se siguió un procedimiento iterativo disminuyendo progresivamente dicho tiempo y determinando el sobrepico de tensiones mecánicas. Dicho procedimiento requirió pocas iteraciones y rápidamente fueron obtenidos valores más adecuados.

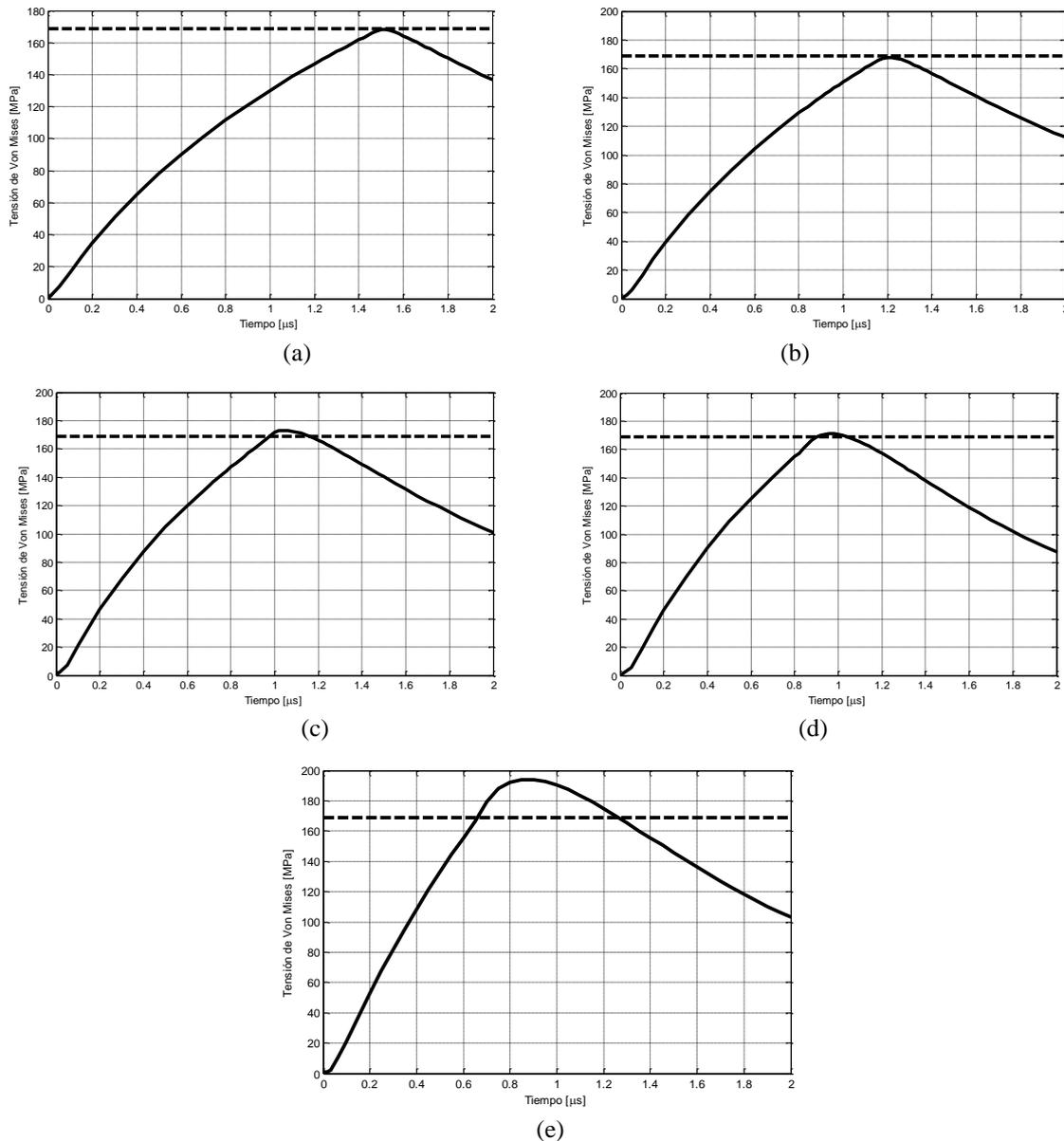


Figura 5: Evolución temporal de la tensión de Von Mises para tiempos de desconexión dados en (Peretti et al. 2015). (a) Centrado: $t = 1.5 \mu\text{s}$, (b) $d = 2.5 \mu\text{m}$: $t = 1.156 \mu\text{s}$, (c) $d = 5 \mu\text{m}$: $t = 0.97 \mu\text{s}$, (d) $d = 7.5 \mu\text{m}$: $t = 0.91 \mu\text{s}$ y (e) $d = 15 \mu\text{m}$: $t = 0.66 \mu\text{s}$.

Los resultados de simulación (para los cuales el tiempo de desconexión ha sido recalculado), pueden observarse en la Figura 6. Dicha figura muestra que, mediante la desconexión en tiempos apropiados, es posible evitar la ocurrencia de tensiones que comprometan la capa de metal del dispositivo. El peor caso corresponde a la fuente desplazada $15 \mu\text{m}$. El tiempo requerido para evitar la fluencia del material es el menor para este caso. Por este motivo, es el tiempo que debiera adoptarse para el diseño de los sistemas de protección del dispositivo.

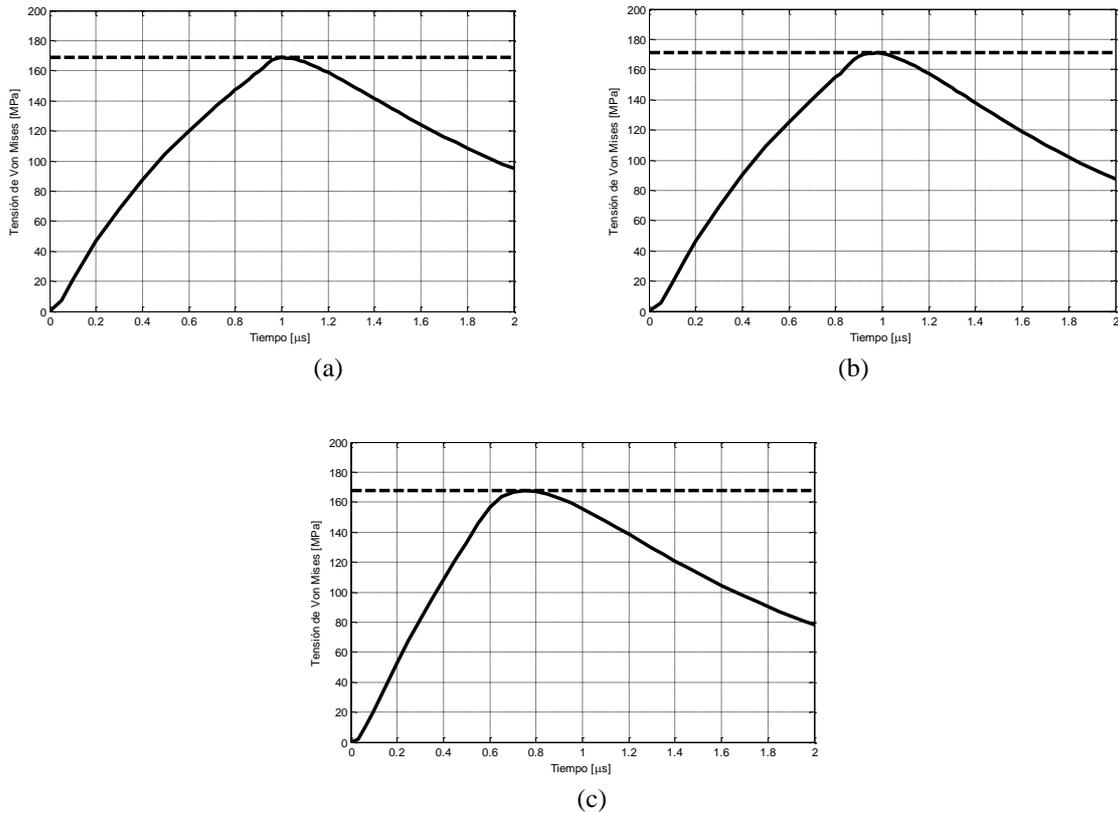


Figura 6: Evolución temporal de las tensiones de Von Mises con el tiempo de desconexión optimizado. (a) $d = 5 \mu\text{m}$: $t = 0.94 \mu\text{s}$, (b) $d = 7.5 \mu\text{m}$: $t = 0.84 \mu\text{s}$ y (c) $d = 15 \mu\text{m}$: $t = 0.57 \mu\text{s}$.

5 CONCLUSIONES

En este trabajo se ha profundizado el estudio realizado en (Peretti et al. 2015), analizando el comportamiento del campo de tensiones mecánicas luego del apagado del dispositivo, En este sentido, se desean confirmar los resultados reportados en ((Romero et al. 2011)), en el cual se han observado incrementos en las tensiones mecánicas luego del apagado del dispositivo cuando se alcanzan las tensiones máximas admisibles. La adopción de un modelo en 3D y de diferentes posiciones de la fuente de generación de calor conduce a una simulación más realista.

Los resultados obtenidos muestran que es necesario disminuir levemente el tiempo de desconexión cuando la fuente se encuentra desplazada 5 y 7 μm . Los efectos son más notorios cuando se considera la fuente desplazada 15 μm . Este caso es el dominante y por lo tanto es el que debe ser tomado en cuenta para el diseño de los sistemas de mitigación del SEB. La corrección del tiempo de desconexión es aproximadamente un 14% y debe ser considerada como menor. Se debe destacar que se ha estudiado el comportamiento del campo de tensiones para un valor de 10W de la fuente de generación de calor. Dada la naturaleza no lineal del problema bajo estudio, se debe analizar el comportamiento del sistema para otros valores de potencia.

REFERENCIAS

- Baliga, B.J., 2010. *Advanced Power MOSFET Concepts*, Boston, MA: Springer US.
- Deuffhard, P., 1974. A modified Newton method for the solution of ill-conditioned systems of nonlinear equations with application to multiple shooting. *Numerische Mathematik*, 22(4), pp.289–315.

- Feng, Y. & Wu, L., 2001. Analysis of interfacial thermal stresses of chip-substrate structure. *International Journal of Solids and Structures*, 38(9), pp.1551–1562.
- Fischer, T.A., 1987. Heavy-ion induced, gate rupture in power MOSFETs. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, (6), pp.1786–1791.
- Fischer, T.A., 1987. Heavy-Ion-Induced, Gate-Rupture in Power MOSFETs. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 34(6), pp.1786–1791.
- Hohl, J.H. & Galloway, K.F., 1987. Analytical model for single Event Burnout of power MOSFETs. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 00(6), pp.1275–1280.
- Hohl, J.H.H., Johnson, G.H. & Johnson, G.H., 1989. Features of the triggering mechanism for Single Event Burnout of power MOSFETs. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 36(6), pp.2260–2266.
- Hu, S.M., 1991. Stress-related problems in silicon technology. *Journal of Applied Physics*, 70(6), p.R53.
- Johnson, G.H. et al., 1996. A review of the techniques used for modeling single-event effects in power MOSFETs. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 43(2), pp.546–560.
- Johnson, G.H.G.H. et al., 1993. Simulating Single-Event Burnout of n-Channel power MOSFETs. *IEEE Transactions on Electronical Devices*, 40(5), pp.1001–1008.
- Kuboyama, S. et al., 1992. Mechanism for single-event burnout of power MOSFETs and its characterization technique. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 39(6), pp.1698–1703.
- MATWEB, 2010. Online Materials Information Resource - MatWeb. Available at: <http://www.matweb.com/>.
- Nowacki, W., 1986. *Thermoelasticity* 2nd ed., Pergamon Press.
- Oberg, D.L. & Wert, J.L., 1987. First Non Destructive Measurements of Power MOSFET Single Event Burnout Cross Sections. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 34(6), pp.1736–1741.
- Peretti, G. et al., 2015. 3D Thermal and Mechanical Analysis of a Single Event Burnout. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 62(4), pp.1879–1887.
- Rivetta, C. et al., 2001. Single event burnout in DC-DC converters for the LHC experiments. In *RADECS 2001. 2001 6th European Conference on Radiation and Its Effects on Components and Systems (Cat. No.01TH8605)*. IEEE, pp. 315–322.
- Romero, E.A., Demarco, G.L. & Tais, C.E., 2011. Time Evolution of Single-Event Burnout in Vertical Power MOSFETs and Implications for Mitigation Strategies. *IEEE Transactions on Device and Materials Reliability*, 11(1), pp.171–178.
- Schafft, H.A., 1967. Second breakdown—A comprehensive review. *Proceedings of the IEEE*, 55(8), pp.1272–1288.
- Tais, C.E., Demarco, G.L. & Romero, E.A., 2009. Nuevos datos sobre efectos termomecánicos inducidos por iones de alta energía en dispositivos DMOS. *Mecánica Computacional*, XXVIII, pp.3–6.
- Tais, C.E., Romero, E.A. & Demarco, G.L., 2009. Thermomechanical Stresses Analysis of a Single Event Burnout Process. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 56(3), pp.1521–1530.
- Titus, J.L.J.L. & Wheatley, C.F.F., 1996. Experimental studies of single-event gate rupture and burnout in vertical power MOSFET. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 43(2), pp.533–545.
- Walker, D.G. et al., 2001. Thermal modeling of single event burnout failure in semiconductor power devices. *Microelectronics Reliability*, 41(4), pp.571–578.
- Walker, D.G., Fischer, T.A. & Schrimpf, R.D., 2000. Thermal Characterization of Single Event Burnout Failure in Semiconductor Power Devices - Semiconductor Thermal Measurement and Management Symposium, 2000. Sixteenth Annual IEEE. In *Sixteenth IEEE SEMIO-THERM Symposium*.