

Índice

1. Introducción	6
I Teoría	7
2. Fundamentos de estructuras metal óxido semiconductor	7
2.1. Capacitor MOS	8
2.1.1. Estructura de bandas	8
2.1.2. Relación carga-tensión	9
2.1.3. Regímenes de operación del capacitor MOS	10
2.2. Transistor MOS	11
2.2.1. Modelo circuital	11
2.2.2. Modelado físico	12
3. Radiación	13
3.1. Radiación α	13
3.2. Neutrones	13
3.3. Radiación β	14
3.3.1. Decaimiento β	14
3.3.2. Equilibrio secular	15
3.3.3. Frenado de electrones	15
3.4. Radiación X	16
3.4.1. Radiación de frenado (bremsstrahlung)	17
3.4.2. Absorción de X	17
3.4.3. Factor de buildup	18
4. Dosimetría y protección contra la radiación	19
4.1. Dosis	19
5. Efectos de radiación en dispositivos	20
5.1. Radiación en junturas p-n	20
5.1.1. Daño acumulativo	20
5.1.2. Transitorios de carga	20
5.2. Radiación en MOS	20
5.2.1. Captura de carga	21
5.2.2. Creación de trampas de interfaz	21
5.2.3. Corrimiento de V_T	21
6. Cálculos Monte-Carlo	22
II Experimental	22

7. Instrumental	22
7.1. Electrómetro Keithley 617	22
7.1.1. Medición con guarda	23
7.2. Fuente de corriente Keithley 220	26
8. Irradiador β-γ	27
8.1. Cálculos de protección	30
8.1.1. Frenado β	30
8.1.2. Radiación de frenado	30
8.1.3. Atenuación de rayos X	31
8.1.4. Cálculos Monte-Carlo de fuente de ^{90}Sr	31
8.1.5. Cálculos Monte-Carlo del irradiador	33
III Diseño, fabricación y caracterización de dosímetros MOS no convencionales	34
9. Dosímetro Active Pixel Sensor	35
9.1. Proceso de fabricación	35
9.2. Reset	36
9.3. Respuesta a partículas	36
9.4. Cálculos Monte-Carlo	37
9.5. Fuentes de ruido	38
9.5.1. Corriente de fuga de juntura p-n	38
9.5.2. Fluctuaciones durante reset	38
9.6. Diseño del circuito	39
9.7. Medición	41
9.7.1. Descarga en oscuridad	42
9.8. Iluminación con LED	44
9.8.1. Ruido medido	45
10. Dosímetro Floating Gate	46
10.1. Trabajos previos (emprolijar)	47
10.2. Acoplamiento capacitivo	47
10.3. Sensibilidad	47
10.4. Diseño	49
10.5. Medición de la carga	50
10.6. Cargado del floating gate	51
10.6.1. Mecanismo de inyección	51
10.6.2. Experimental	52
10.6.3. Curvas de carga y descarga	52
10.7. Irradiación con ^{90}Sr	54
10.8. Corriente de ruido	56
IV Discusión y conclusiones	56

11. Discusión	57
11.1. Uso de procesos CMOS estándar	57
11.2. Biasing para simulaciones Monte-Carlo	57
11.3. Estructuras de protección ESD	57
11.4. Layout para minimizar corrientes de fuga	57
11.5. Curvas de descarga de APS	58
11.6. Adición de un Control Gate al FG	58
11.7. Variación anómala de la sensibilidad de FG	58
12. Conclusiones	58

Índice de figuras

1. Reducción exponencial de las dimensiones del transistor. La cantidad de transistores en un microprocesador se duplica cada dos años siguiendo la ley de Moore[9]. Reproducido de [10].	8
2. Corte lateral de una estructura MOS. Reproducido de [8].	8
3. Estructura de bandas del capacitor MOS en flatband o bandas planas. Reproducido de [8].	9
4. Bandas del MOS polarizado, para $V_{fb} = 0$. Reproducido de [8].	9
5. Carga de un MOS típico ($N_A = 4 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$) en función de la tensión de gate. En la región de la izquierda el nivel de Fermi se acerca a la banda de valencia. Esto torna degenerado al semiconductor y requiere el uso de estadística de Fermi-Dirac en vez de Maxwell-Boltzmann.	11
6. Símbolo esquemático del transistor MOS.	12
7. Curvas características de un transistor MOS típico.	12
8. Estructura del transistor MOS. Reproducido de [8].	13
9. Poder de frenado de electrones para distintos materiales en función de la energía [11].	16
10. Densidad espectral de potencia (PSD) de la radiación proveniente del frenado de electrones con energía E_M irradiando una potencia total P_T	17
11. Tasa de absorción μ de rayos X en función de la energía[14].	18
12. Geometría mala: cerca del escudo algunos fotones dispersados llegan al detector.	18
13. Mecanismo de captura de carga en óxidos de MOS debido a radiación.	21
14. Configuraciones de medición del electrómetro. Reproducido de [29].	24
15. Efecto de las pérdidas de los cables en mediciones de tensión. Reproducido de [29].	25
16. Medición con guarda para minimizar pérdidas en los cables. Reproducido de [29].	26

17.	Efecto de las pérdidas al injectar corriente. Rodeando la señal con una guarda, las corrientes de pérdida fluyen en la guarda y no afectan la medición. Reproducido de [29].	27
18.	Corte del irradiador.	28
19.	Corte de la fuente β	28
20.	Detalle de la pieza giratoria donde se coloca la fuente β	29
21.	Posiciones de la pieza giratoria.	29
22.	Espectro de electrones provenientes de una fuente de ^{90}Sr con actividad 100 mCi[32].	30
23.	Espectro de bremsstrahlung calculado en la cara exterior del PVC.	31
24.	Espectro de rayos X calculado en la cara exterior del irradiador.	31
25.	Energía depositada en tejido blando en función de la distancia, promediando entre electrones provenientes de una fuente de ^{90}Sr	32
26.	Potencia de frenado promedio del tejido blando para electrones provenientes de una fuente de ^{90}Sr . La cruz marca que a 0.35 mm la tasa de dosis coincide con la tabulada en [33].	32
27.	Corte de la geometría simplificada que se usó para simular el irradiador en Geant4.	33
28.	Perfil de deposición de energía en la simulación Monte-Carlo del irradiador.	34
29.	Esquemático del dosímetro APS	35
30.	Corte de la geometría usada para simular el APS en Geant4 (no a escala).	37
31.	Respuesta promedio a un electrón incidente, en función de su energía inicial. Se ve que los electrones menos energéticos se frenan completamente en el detector.	38
33.	Circuito de protección para la entrada de reset. Los diodos sólo conducen si la tensión del pad excede 5 V o baja de 0 V. Esto evita que se polaricen en directa junturas del circuito que deben permanecer en inversa (drain-bulk y source-bulk).	39
32.	Layout del dosímetro APS. I1 es el espejo de corriente que polariza al primer seguidor M2. El transistor de reset M1 está conectado a un pad a través del circuito de protección de la figura 33.	40
34.	Tiempo de respuesta simulado del buffer en función del W del transistor final.	41
35.	Dies bondeados a placa adaptadora SMD. Los zócalos tienen las patas cortocircuitadas para proteger al die de descargas electrostáticas durante el transporte y almacenamiento.	42
38.	Curva de descarga en oscuridad del APS de $4 \times 4 \mu\text{m}$. Resulta de resetear el APS y medir su tensión de salida en oscuridad.	42
36.	Detalle del die fabricado con los dosímetros APS y FG (arriba en la columna central) y otros circuitos.	43
37.	Layout del die entero con numeración de los pads bondeados	43
39.	Curva de descarga en oscuridad del APS de $40 \times 40 \mu\text{m}$. Resulta de resetear el APS y medir su tensión de salida en oscuridad.	44

40.	Curva de descarga iluminando con un LED el APS de $4 \times 4 \mu\text{m}$. La corriente del LED aumenta de 0.1 mA a la derecha hasta 10 mA a la izquierda, con 6 curvas por década.	45
41.	Curva de descarga iluminando con un LED el APS de $40 \times 40 \mu\text{m}$. La corriente del LED aumenta de 0.1 mA a la derecha hasta 10 mA a la izquierda, con 6 curvas por década.	45
42.	Ruido a la salida del APS de $4 \mu\text{m} \times 4 \mu\text{m}$, calculado tomando diferencias entre muestras y escalando para que represente el ruido en un promedio de 10 valores.	46
43.	Ruido a la salida del APS de $40 \mu\text{m} \times 40 \mu\text{m}$, calculado tomando diferencias entre muestras y escalando para que represente el ruido en un promedio de 10 valores.	46
44.	Inyección de carga en el FG a través de una corriente de túnel. La tensión en el inyector produce un campo eléctrico en su óxido de gate, que facilita una corriente de túnel Fowler-Nordheim. La carga que pasa al FG prende el transistor lector.	48
45.	Descarga del FG debido a pares electrón-hueco creados por radiación. Los huecos son atraídos a la carga negativa del FG y se recombinan con la misma, descargándolo.	48
46.	Variación de la corriente de drain del lector con la tensión de gate, para distintos valores de V_{sd}	48
48.	Sensibilidad del floating gate en función de la relación de áreas de inyector (A_I), lector (A_R) y well del lector (A_W).	49
49.	Fracción de la tensión de inyección que cae en el óxido del inyector, en función de la relación de áreas de inyector (A_I), lector (A_R) y well del lector (A_W).	50
51.	Modelo de acoplamiento capacitivo en un MOSFET con floating gate.	50
52.	Diagrama de bandas de la emisión de electrones del canal al gate de un MOS. El campo eléctrico en el óxido de gate reduce el ancho de la barrera de potencial del óxido, facilitando el tuneleo. Reproducido de [43]	51
53.	Setup experimental para inyectar corriente en el FG, con todos los caminos de pérdidas relevantes. La conexión del sustrato a la guarda de la fuente de corriente anula la tensión a través del diodo sustrato-bulk del inyector.	52
54.	Descarga del FG midiendo tensión del inyector (línea punteada) y corriente de drain del lector (línea sólida) a $V_{sd}=100 \text{ mV}$. Esta corriente de drain es una indicación directa de la cantidad de carga en el FG.	53
55.	Curvas IV del lector medidas entre tramos de la descarga de la figura 54.	53
56.	Carga del FG midiendo tensión del inyector (línea punteada) y corriente de drain (línea sólida) a $V_{sd}=100 \text{ mV}$	54
57.	Curvas IV del lector medidas entre tramos de la carga.	54

58. Corriente del lector del FG polarizado con $V_{sd}=100$ mV en función de la dosis recibida. La corriente calculada parte de la sensibilidad inicial extraída de la medición. Esta sensibilidad va variando a medida que la descarga de la juntura reduce el campo eléctrico y por lo tanto el yield de generación de pares electrón-hueco. Al mismo tiempo, cambia el punto de operación del transistor.	55
59. Sensibilidad del FG polarizado con $V_{sd}=100$ mV en función de la dosis recibida.	55
60. La pendiente de la curva $I_D(V_G)$ del lector aumenta a medida que I_D cae, incrementando la sensibilidad del FG.	56
61. Diferencia entre mediciones sucesivas de corriente del lector, escaladas para representar el ruido en promedios de 10 muestras.	56
47. Variación de la tensión de drain del lector con la tensión de gate, para distintos valores de I_d	63
50. Layout del dosímetro FG.	64

Agradecer:

- LFDM
- Eriel y todo el taller
- Abraham y ET Nº 33 Fundicion Maestranza del Plumerillo
- Iván G. Pollitzer y LABI (impresión 3D)
- UBA por la beca?
- CITEDEF por bondeo

En pag. sepa-
rada

1. Introducción

Luego del descubrimiento de los rayos X, la radiación se convirtió en una herramienta que acumuló numerosas aplicaciones médicas e industriales. Paralelamente, se empezó a tomar conciencia de los peligros de la exposición a la radiación y la importancia de cuantificar la dosis que recibe una persona.

Hoy en día, más y más técnicas médicas de diagnóstico y terapia exponen al paciente a distintas formas de radiación. El control de la dosis se logra mediante calibración de la maquinaria y cálculos Monte Carlo para modelar la propagación de la radiación. ~~Esto resultó en famosos~~ accidentes[1] donde se expuso a pacientes a dosis incorrectas.

Midiendo la dosis administrada a cada parte del paciente se reduce enormemente este riesgo. Al mismo tiempo, abre la puerta a terapias más efectivas: es posible planificar cada sesión de radiación en respuesta al resultado de la anterior, corrigiendo por fallas de alineamiento, calibración y cambios en el paciente[2].

No obstante
han ocurrido
numerosos

Para obtener esa información hacen falta dosímetros que se presten al uso médico. Esto pasa tanto por sus especificaciones técnicas (sensibilidad, dosis máxima) como por su costo, biocompatibilidad y tamaño. Un grupo muy prometedor de dosímetros usa técnicas provenientes de la fabricación de circuitos integrados para obtener dosímetros fácilmente miniaturizables[3]. Actualmente consisten en circuitos que miden el corrimiento de parámetros de un transistor especialmente sensible a la radiación, debido a su óxido de compuerta muy grueso.

Dentro de los dosímetros integrables (que se pueden incorporar con otras funciones en un circuito integrado), hay gran interés en aquellos fabricados usando, sin modificación, procesos comerciales para circuitos integrados[4] [5] [6] [7]. Esto quita la posibilidad de optimizar y controlar muchos parámetros del proceso. A cambio de esa restricción, permite integrar circuitería adicional para procesamiento de señales e interfaz con el mundo exterior, aprovechando las economías de escala de los procesos estándar.

En este trabajo diseñamos, construimos y caracterizamos dos dosímetros fabricados en un proceso estándar CMOS de $0.6\text{ }\mu\text{m}$. El primero es un Active Pixel Sensor, de estructura similar a un pixel del sensor de una cámara digital. Su ventaja sobre dosímetros tradicionales es la capacidad de resetearlo instantáneamente de manera electrónica. El segundo es un Floating Gate, semejante a una celda de una memoria Flash. Se destaca por la posibilidad de medir radiación sin suministro de tensión. Ambos explotan la respuesta a radiación de estructuras normalmente utilizadas para otros fines. Luego de una introducción a la teoría de su funcionamiento, presentamos el proceso y las consideraciones de diseño, y los resultados de las mediciones de ambos dosímetros comparando con los valores calculados.

Parte I

Teoría

2. Fundamentos de estructuras metal óxido semiconductor

La estructura MOS es la base de la tecnología de circuitos integrados modernos[8] que componen las PCs, dispositivos móviles e infraestructura de comunicaciones. Su forma de fabricación, denominada proceso CMOS, ha permitido un crecimiento exponencial en la capacidad de cómputo, gracias a la constante miniaturización de los transistores que componen un circuito integrado (figura 1).

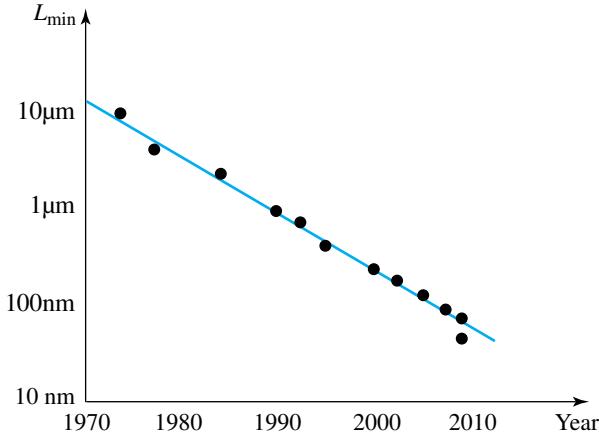


Figura 1: Reducción exponencial de las dimensiones del transistor. La cantidad de transistores en un microprocesador se duplica cada dos años siguiendo la ley de Moore[9]. Reproducido de [10].

2.1. Capacitor MOS

Para entender el transistor MOS, estudiamos antes el capacitor MOS. Consiste en un sustrato semiconductor donde se deposita un aislante delgado (tradicionalmente SiO_2 sobre Si) y un conductor (*gate*) como en la figura 2. Esto forma un capacitor porque tiene dos conductores separados por un dieléctrico.

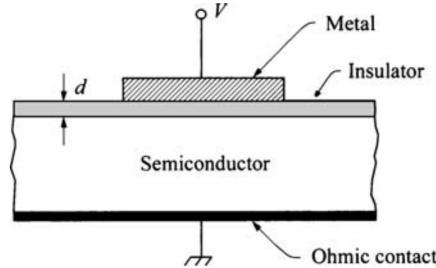


Figura 2: Corte lateral de una estructura MOS. Reproducido de [8].

2.1.1. Estructura de bandas

La figura 3 muestra la estructura de bandas del MOS ideal. Un MOS ideal no tiene carga atrapada en el óxido o en la interfaz óxido-semiconductor, y sus bandas no tienen curvatura cuando no se le aplica tensión. Observamos la variación de las bandas en la dirección normal al sustrato, y su dependencia con la tensión V aplicada. Al conectar una fuente de tensión (por ejemplo una batería) entre las terminales, fijamos la diferencia entre el nivel de Fermi del

metal y el del semiconductor. El gradiente de E_F produce un desplazamiento de cargas hasta que se llega a un nuevo equilibrio (figura 4).

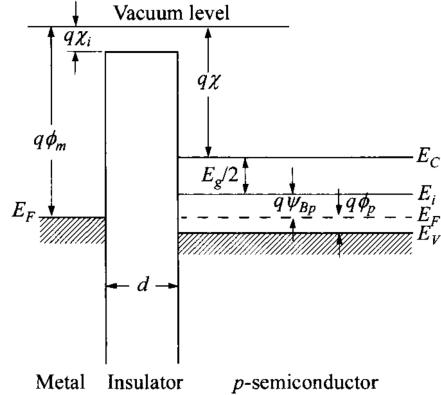


Figura 3: Estructura de bandas del capacitor MOS en flatband o bandas planas. Reproducido de [8].

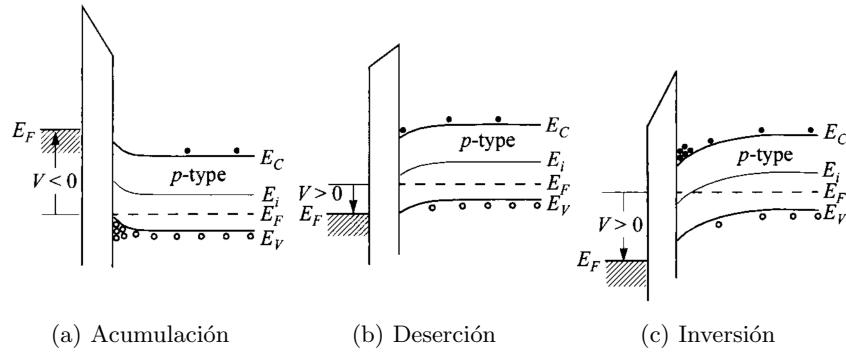


Figura 4: Bandas del MOS polarizado, para $V_{fb} = 0$. Reproducido de [8].

2.1.2. Relación carga-tensión

Planteando la ecuación de Poisson para el potencial ϕ en el semiconductor se llega a

$$\frac{d^2\phi}{dx^2} = \frac{e}{\epsilon_s}(N_d - N_a + p - n),$$

siendo los términos de la derecha concentraciones de donantes, aceptores, huecos y electrones. Introducimos la dependencia de los portadores con el potencial

que sigue la estadística de Fermi
justificadamente aproximada por
la IL Boltzmann

(medido respecto al contacto de bulk $\psi_p = \phi(x) - \phi(\infty)$)

$$n = n_0 \exp\left(\frac{q\psi_p}{kT}\right) \quad p = p_0 \exp\left(-\frac{q\psi_p}{kT}\right), \quad (1)$$

con n_0 y p_0 las concentraciones de portadores en el bulk. Estas concentraciones dependen principalmente de la concentración N_a de impurezas acceptoras de electrones agregadas durante la fabricación. Típicamente $p_0 \approx N_a$ y $n_0 \approx n_i^2/N_a$ con n_i la pequeña concentración intrínseca de portadores. Esto equivale a decir que todas las impurezas están ionizadas y aportan portadores. Se debe a que los niveles de impureza se sitúan a varios kT de distancia de E_F . Por lo tanto, se encuentran casi completamente ionizados y muy pocos portadores quedan ligados al ión acceptor.

La aproximación 1 es válida para $|E_F - E_{c/v}| \gg kT$, o sea el nivel de Fermi alejado de los bordes de las bandas. Así se obtiene un sistema de ecuaciones cuya solución para el campo eléctrico es

$$\begin{aligned} \mathcal{E}_s &= \pm \frac{\sqrt{2}kT}{qL_D} F(q\psi_p/kT, n_{p0}/p_{p0}), \text{ con} \\ L_D^2 &= \frac{kT\epsilon_s}{p_{p0}q^2}, \text{ y} \\ F(x, y) &= \sqrt{e^{-x} + x - 1 + y(e^x - x - 1)}. \end{aligned}$$

Usando la ley de Gauss se obtiene la carga total del semiconductor

$$Q_s = -\epsilon_s \mathcal{E}_s.$$

La relación entre V_G y ψ_p viene de plantear la continuidad del vector desplazamiento y la caída de tensión en el aislante

$$V_G = \psi_s + \mathcal{E} \frac{\epsilon_s}{\epsilon_{ox}} t_{ox}.$$

Esto resulta en el gráfico de la figura 5, donde delimitamos distintos regímenes de operación.

2.1.3. Regímenes de operación del capacitor MOS

- Acumulación: Aplicando tensión negativa se generan portadores mayoritarios adicionales.
- Flatband/bandas planas: A 0 V la carga positiva de los huecos (portadores mayoritarios) cancela la carga negativa de los aceptores, entonces $Q = 0$.
- Deserción/Inversión débil: Aumentando la tensión se suprime portadores mayoritarios y generan minoritarios, eliminando la carga libre y dejando carga neta negativa, *de los aceptores ionizados.*

- puebla la sup. de portadores minoritarios con carga*
- Inversión fuerte: Al cruzar $2\psi_B$ se tiene carga libre negativa de igual magnitud y signo opuesto a la del sustrato. Un pequeño aumento adicional de V_G resulta en un aumento exponencial de $|Q|$. Esta dependencia exponencial es válida hasta que el nivel de Fermi se aproxima al borde de la banda de conducción y el semiconductor se torna degenerado. Esto significa que se comporta como un metal, sin una dependencia fuerte de la densidad de portadores con el potencial.

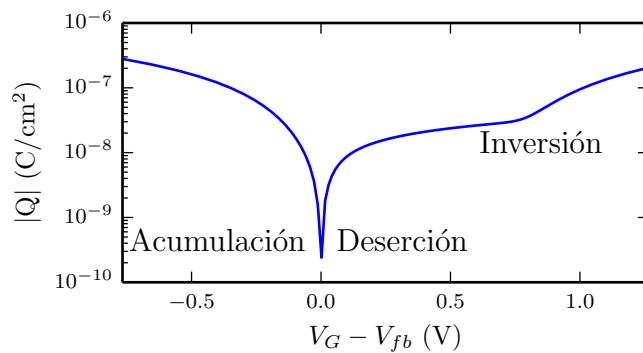


Figura 5: Carga de un MOS típico ($N_A = 4 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$) en función de la tensión de gate. En la región de la izquierda el nivel de Fermi se acerca a la banda de valencia. Esto torna degenerado al semiconductor y requiere el uso de estadística de Fermi-Dirac en vez de Maxwell-Boltzmann.

2.2. Transistor MOS

El transistor es la base de la electrónica moderna. Modulando una señal con otra, permite realizar tareas analógicas como amplificación y multiplicación. Al operarlo con niveles discretos (prendido/apagado), permite realizar las operaciones lógicas básicas (NOT, AND, etc.) que se combinan para formar un circuito digital. Su evolución permitió la integración de un número creciente de funciones digitales y analógicas en un mismo circuito integrado.

2.2.1. Modelo circuital

El MOSFET o transistor MOS es un dispositivo con 4 terminales: drain, gate, source y body (figura 6).

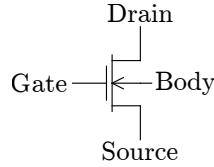


Figura 6: Símbolo esquemático del transistor MOS.

Frecuentemente se conecta source con body, rompiendo la simetría source-drain. La tensión entre gate y source controla la corriente drain-source.

En la figura 7 se ven los 3 modos de operación del MOS:

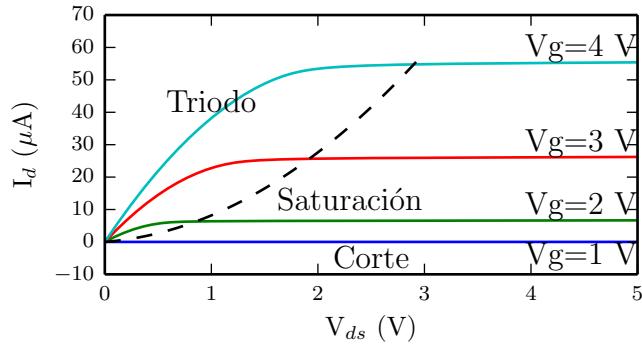


Figura 7: Curvas características de un transistor MOS típico.

denominada por ese motivo tensión umbral

- Corte: Si $V_g < V_T$, no fluye corriente de drain. V_T es un parámetro de fabricación que ronda 0.3 V en procesos CMOS modernos.
- Triodo: Si $V_g > V_T$ y $V_{ds} < V_g - V_T$, la corriente de drain crece con la tensión drain-source siguiendo

$$I_D = \beta_n \frac{W}{L} (V_{gs} - V_T - \frac{V_{ds}}{2}) V_{ds},$$

con β_n un parámetro del proceso y $\frac{W}{L}$ la relación de aspecto del MOSFET.

- Saturación: Si $V_g > V_T$ y $V_{ds} > V_g - V_T$ la corriente se mantiene, a primer orden, al valor constante

$$I_{Dsat} = \frac{\beta_n}{2} \frac{W}{L} (V_{gs} - V_T)^2.$$

2.2.2. Modelado físico

El MOSFET de canal n consiste en un capacitor MOS de sustrato p entre dos regiones fuertemente dopadas tipo n, que forman drain y source (figura 8).

Sin tensión de gate no puede fluir corriente entre drain y source porque una de las junturas p-n (drain-sustrato o source-sustrato) queda polarizada en inversa.

Al polarizar el MOS en inversión se forma junto al óxido de gate una capa de electrones libres llamada canal. Esta región de tipo n conecta drain y source y permite el flujo de corriente. Al variar la tensión de gate, la variación de carga en el canal modula su conductividad.

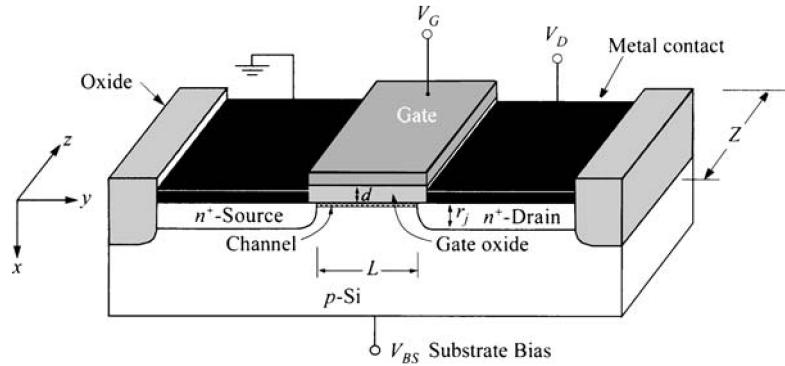


Figura 8: Estructura del transistor MOS. Reproducido de [8].

3. Radiación

La radiación es el transporte de energía, en nuestro caso mediado por fotones (rayos X) y electrones (rayos β). Dada suficiente energía, la radiación ioniza la materia y produce daños en tejidos orgánicos y en circuitos electrónicos.

de las partículas

3.1. Radiación α

Las partículas α son núcleos de ${}^4\text{He}$. Son producidas por núcleos inestables como ${}^{241}\text{Am}$ (usado en detectores de humo) y U cuando sufren decaimiento α . Este proceso genera partículas con energías cercanas a 5 MeV, que se detienen en algunos centímetros de aire o en la capa muerta de la epidermis. No son una fuente significativa de dosis a humanos, salvo en caso de inhalación o ingestión, o de tener energías altas (por ejemplo si provienen de rayos cósmicos).

3.2. Neutrones

Los neutrones son partículas neutras presentes en los núcleos atómicos. Los distintos isótopos de cada elemento corresponden a núcleos que difieren sólo en la cantidad de neutrones. Los procesos de fusión y fisión nuclear tienden a emitir neutrones energéticos o, en procesos de nucleosíntesis, capturar neutrones para formar núcleos más masivos.

A fines de protección, se estudian 3 tipos de interacciones entre neutrones y los núcleos de un blanco: scattering elástico e inelástico, y captura. En el

scattering inelástico, parte de la energía inicial excita el núcleo del blanco y es luego emitida como fotones. La captura se da en los neutrones de menor energía, típicamente frenados por scattering, y está acompañada por emisión de rayos γ . Por ejemplo, en la terapia por captura neutrónica con Boro, se hace llegar boro a células cancerígenas tal que capturen neutrones y sean destruidas por los fotones γ y las partículas α resultantes.

3.3. Radiación β

La radiación β consiste en electrones energéticos. Los mismos pasan por la materia y depositan energía por procesos de ionización o la emiten como radiación de frenado (bremsstrahlung). Esto limita su rango o profundidad a la que pueden penetrar un material antes de agotar su energía. En aire recorren distancias típicas de metros, mientras que en materiales más densos recorren milímetros.

La materia con la que interactuamos tiene una gran fracción de electrones (en número). Sin embargo, estos electrones se encuentran ligados a protones y neutrones, incapaces de escapar por falta de energía. Cuando incide radiación β o γ sobre un material, puede producir electrones libres (radiación β secundaria) suponiendo que la partícula incidente supera la energía de ionización del material.

Otra forma de producir radiación β es crear nuevos electrones a partir de energía. Esto se da naturalmente en algunos isótopos radioactivos en un proceso llamado decaimiento β .

3.3.1. Decaimiento β

El decaimiento β es un proceso que convierte un núcleo X en otro menos masivo X' y emite un antineutrino electrónico y un electrón. Por ejemplo, el decaimiento del estroncio a litio



La variación de la cantidad de átomos N_X puede modelarse con

$$\begin{aligned} \frac{dN_X}{dt} &= -\lambda N_X \\ \frac{dN_{X'}}{dt} &= \lambda N_X \end{aligned}$$

si X' es estable. λ es un parámetro que determina la tasa de decaimiento. La solución es

$$\begin{aligned} N_X(t) &= N_X(0)e^{-\lambda t} \\ N_{X'}(t) &= N_X(0)(1 - e^{-\lambda t}). \end{aligned} \tag{2}$$

En vez de λ se habla comunmente de la vida media de X : el tiempo τ que tarda N_X en caer a la mitad. Puede despejarse de la ecuación 2

$$\frac{1}{2}N_X(0) = N_X(0)e^{-\lambda\tau}$$

$$\tau = \frac{\ln 2}{\lambda}$$

3.3.2. Equilibrio secular

El nuevo núcleo puede ser inestable. Por ejemplo, el ^{90}Sr decae en ^{90}Y que a su vez decae en ^{90}Zr . Modelamos esto con

$$\frac{dN_{\text{Sr}}}{dt} = -\lambda_{\text{Sr}}N_{\text{Sr}}$$

$$\frac{dN_{\text{Y}}}{dt} = \lambda_{\text{Sr}}N_{\text{Sr}} - \lambda_{\text{Y}}N_{\text{Y}}$$

$$\frac{dN_{\text{Zr}}}{dt} = \lambda_{\text{Y}}N_{\text{Y}}.$$

Su solución es

$$N_{\text{Sr}}(t) = N_{\text{Sr}}(0)e^{-\lambda_{\text{Sr}}t}$$

$$N_{\text{Y}}(t) = ae^{-\lambda_{\text{Y}}t} + N_{\text{Sr}}(0)\frac{\lambda_{\text{Sr}}}{\lambda_{\text{Y}} - \lambda_{\text{Sr}}}e^{-\lambda_{\text{Sr}}t}.$$

Dado que la vida media del ^{90}Y (2.7 días) es mucho menor que la del ^{90}Sr (29 años), tenemos $\lambda_{\text{Y}} \gg \lambda_{\text{Sr}}$. Las cantidades de cada elemento tienden a un equilibrio secular dado por

$$N_{\text{Sr}}(t) = N_{\text{Sr}}(0)e^{-\lambda_{\text{Sr}}t}$$

$$N_{\text{Y}}(t) \approx N_{\text{Sr}}(0)\frac{\lambda_{\text{Sr}}}{\lambda_{\text{Y}}}e^{-\lambda_{\text{Sr}}t}.$$

La frecuencia con que cada elemento emite un electrón es su actividad. Se expresa en Becquerel ($1 \text{ Bq} = 1 \text{ s}^{-1}$) o Curie ($1 \text{ Ci} = 3.7 \times 10^{10} \text{ s}^{-1}$), y está dada en este ejemplo por

$$A_{\text{Sr}}(t) = N_{\text{Sr}}(0)\lambda_{\text{Sr}}e^{-\lambda_{\text{Sr}}t}$$

$$A_{\text{Y}}(t) \approx N_{\text{Sr}}(0)\frac{\lambda_{\text{Sr}}}{\lambda_{\text{Y}}}\lambda_{\text{Y}}e^{-\lambda_{\text{Sr}}t} = A_{\text{Sr}}(t).$$

Por lo tanto, una fuente de ^{90}Sr en equilibrio secular debe mitad de su actividad a decaimientos $\text{Sr} \rightarrow \text{Y}$ y mitad a $\text{Y} \rightarrow \text{Zr}$.

3.3.3. Frenado de electrones

La pérdida de energía de los electrones se debe a interacciones discretas con los átomos del escudo. Aproximando el frenado como una variación continua de

su energía $E(x)$, podemos plantear un poder de frenado $S(E)$ del material tal que

$$\frac{dE}{dx} = -S(E).$$

Se llama poder de frenado de masa a S/ρ . Esta es una medida de uso común en protección de radiación, que permite calcular tasa de dosis de un haz usando

$$\dot{D} = \frac{dE}{dm dt} = \frac{dE}{dx} \frac{dN}{dAdt} = \frac{IS}{\rho} \quad \text{revisar}$$

con I el flujo de partículas por unidad de área (intensidad) y \dot{D} la deposición de energía por unidad de masa y de tiempo (tasa de dosis). S está tabulada para cada elemento (figura 9)

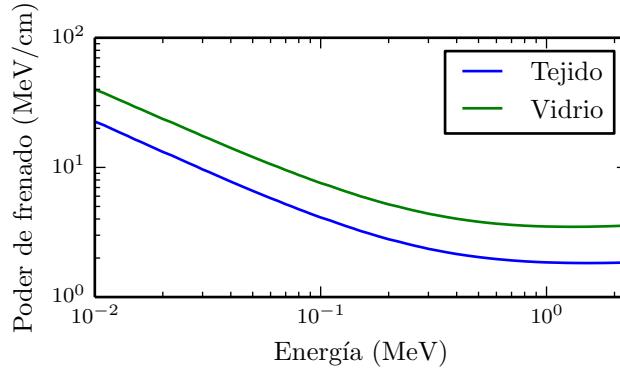


Figura 9: Poder de frenado de electrones para distintos materiales en función de la energía [11].

junto con el rango o distancia de frenado

$$R(E) = \int_0^E \frac{dE'}{S(E')}$$

y la eficiencia radiativa Y . Esta es la fracción de la energía electrónica que se emite como fotones (*bremsstrahlung* o radiación de frenado).

Y aumenta con el peso atómico del material de frenado. Para fines de protección, se suele frenar electrones con polímeros como acrílico que tienen bajo rendimiento radiativo. Así se minimiza la producción de rayos X y se reduce el espesor de plomo necesario para atenuarlos.

3.4. Radiación X

Los rayos X son fotones de longitud de onda menor a 10 nm, radiación electromagnética con energía suficiente para ionizar muchos materiales. Se producen típicamente por el frenado de partículas cargadas al interactuar con la materia.

3.4.1. Radiación de frenado (bremsstrahlung)

Cuando una carga es acelerada, emite radiación electromagnética[12]. Un caso importante es la bremsstrahlung, radiación por frenado de electrones en materia. Ocurre en la naturaleza por interacción de rayos cósmicos con la atmósfera, y artificialmente en los tubos de rayos X al frenar electrones en un blanco metálico.

La densidad espectral de potencia de bremsstrahlung está dada por la ley de Kramers[13]

$$P(E)dE = \frac{2P_T}{E_M^2}(E_M - E)dE \quad (3)$$

para electrones con energía E_M (figura 10).

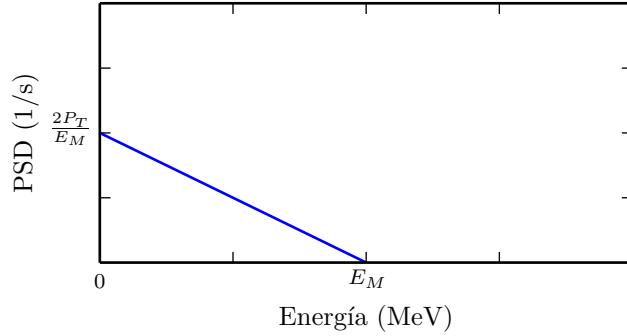


Figura 10: Densidad espectral de potencia (PSD) de la radiación proveniente del frenado de electrones con energía E_M irradiando una potencia total P_T .

P_T es la potencia total de *bremsstrahlung*, dada por

$$P_T = E_M I Y(E_M)$$

con I la intensidad de electrones e Y la eficiencia radiativa a esa energía.

3.4.2. Absorción de X

Modelamos la intensidad de rayos X como función continua de la energía y posición $I(E, x)$. Así podemos plantear un coeficiente de absorción $\mu(E)$ para cada material (figura 11) tal que

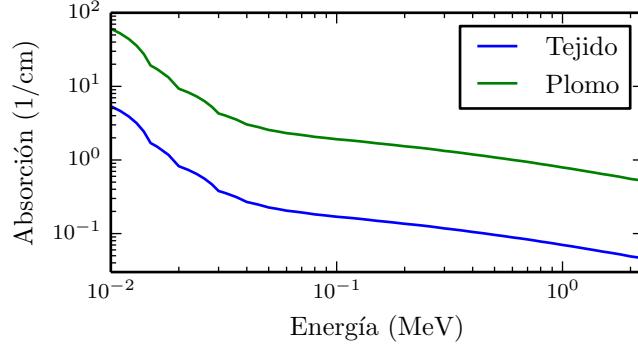


Figura 11: Tasa de absorción μ de rayos X en función de la energía[14].

$$dI/dx = -\mu I. \quad (4)$$

Este μ se encuentra tabulado para distintos elementos y materiales [14].

3.4.3. Factor de buildup

El μ considera tanto absorción de fotones como scattering en un cuerpo. Si el detector está cerca, algunos fotones dispersados pueden impactarlo (figura 12).

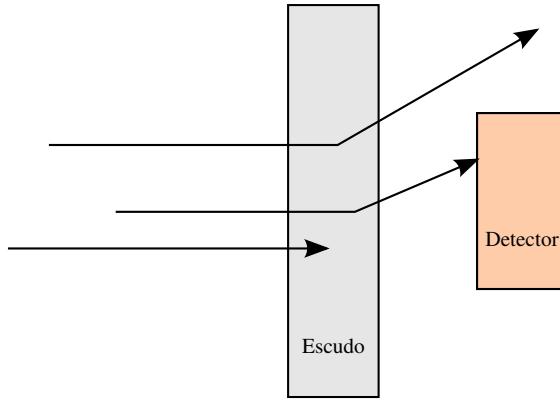


Figura 12: Geometría mala: cerca del escudo algunos fotones dispersados llegan al detector.

Por eso se tabula el factor de buildup[15] que relaciona la verdadera intensidad a la salida del escudo con la calculada mediante la ecuación 4. Su valor se obtiene numéricamente mediante simulaciones Monte-Carlo (capítulo 6)

4. Dosimetría y protección contra la radiación

La radiación es una parte inexorable de muchos procesos que mejoran nuestra calidad de vida: producción nuclear de energía, diagnóstico y terapias médicas, y mediciones con fines científicos e industriales. El conocimiento de su producción, propagación y efectos biológicos es el punto de partida para proteger a las personas y el ambiente de sus efectos deletéreos [16]. Con este objetivo surgen organizaciones como la International Commission on Radiological Protection[17] y la International Atomic Energy Agency[18]. Las mismas crean recomendaciones para la seguridad en el uso de la radiación, tanto para los usuarios como para orientar la legislación en cada país.

En todo contexto donde se emplea radiación hay criterios para la exposición máxima que pueden sufrir pacientes, trabajadores y el público general. Estos criterios se establecen balanceando los daños y beneficios, que no siempre se dan en la misma persona (energía nuclear versus radioterapia).

Para limitar la exposición, se definen prácticas a distintos niveles organizativos. A nivel operativo, se planean las manipulaciones de material radioactivo para minimizar la dosis. Asimismo, se monitorea la dosis recibida por trabajadores mediante distintos tipos de dosímetros, y se controla la contaminación del ambiente de trabajo. Esto se acompaña con la creación de protocolos para el trabajo seguro que incluyen roles pre-establecidos para responder a accidentes.

A nivel más alto, en cada organización se busca una cultura de seguridad: involucrando a los trabajadores en la creación e implementación de las normas, buscando transparencia y responsabilidad individual.

Esto sigue con la regulación de las empresas, tanto de forma externa (gubernamental e internacional) como interna (revisión por pares mediante organizaciones como la World Association of Nuclear Operators [19]).

4.1. Dosis

Los efectos de la exposición a la radiación varían con

- flujo de partículas,
- tiempo de exposición,
- tipo de partícula incidente (α , β , γ , etc.),
- sustancia donde incide,
- clase de estructuras presentes en el blanco (tejido graso o ADN, pads o celdas de memoria),
- condiciones del blanco (estadio de vida de una célula [20], polarización de un circuito),

etc. Como punto de partida para cuantificar el efecto de la radiación ionizante se define la *dosis*: energía depositada por unidad de masa. Unidades típicas son Gray (1 Gy = 1 J kg⁻¹) y rad (1 rad = 0.01 Gy).

Para evaluar los efectos de una exposición o serie de exposiciones en humanos, se calcula la dosis equivalente[21]. Teniendo en cuenta las respuestas distintas de cada tejido, se definen factores de peso w_t para cada uno. Asimismo, cada tipo de partícula tiene un factor de peso w_r en función de su capacidad de dañar células. Ponderando cada tipo y zona de radiación con estos factores se calcula un número E que representa de manera más precisa el daño total al organismo:

$$E = \sum_r w_r \sum_t w_t D_{r,t}$$

con $D_{r,t}$ la dosis de partículas r recibida por el tejido t .

5. Efectos de radiación en dispositivos

 Nuestros dosímetros se basan en acumular carga por ionización proveniente de radiación. Esta carga produce transitorios de corriente y tensión en los circuitos integrados y daño acumulativo en los transistores que los componen.

5.1. Radiación en junturas p-n

5.1.1. Daño acumulativo

La radiación desplaza átomos de la red del semiconductor, creando defectos activos. Estos son sitios cargados donde se rompe la periodicidad de la red [22]. Los defectos localizados en la zona desierta de una juntura p-n actúan como centros de generación/recombinación. Su presencia facilita la cración de pares electrón-hueco, aumentando la corriente de fuga en inversa [23].

Este tipo de daño se da principalmente al irradiar con iones pesados, y tiene menor importancia con partículas β o γ [24][25].

5.1.2. Transitorios de carga

Cuando la radiación alcanza la zona desierta de una juntura, deposita parte de su energía creando pares electrón-hueco. El campo eléctrico lleva los portadores creados a terminales opuestas, produciendo un transitorio de corriente que fluye del lado n al p. Éste se suma a la corriente de pérdida que tienen las junturas debido a generación térmica (creación espontánea de pares), y a la corriente de portadores minoritarios.

5.2. Radiación en MOS

La ionización en el óxido de las estructuras MOS produce cargas con diversos efectos[26].

... y la que incide
en el semiconductor?

5.2.1. Captura de carga

La radiación que incide en el óxido de gate produce pares electrón-hueco (figura 13). Si el gate está polarizado positivamente, los electrones derivan hacia él debido a su alta movilidad. Esto deja carga positiva en el óxido, que reduce la tensión umbral (*ver sección 5.2.3*). Los huecos se difunden lentamente hacia la interfaz Si-SiO₂. Una fracción la atraviesa, saliendo del óxido y restaurando parcialmente el V_T . El resto es capturado por trampas, que retienen carga por tiempos largos (de horas a años) y llevan a una recuperación lenta del V_T .

a un corrimiento?

Figura 13: Mecanismo de captura de carga en óxidos de MOS debido a radiación.

5.2.2. Creación de trampas de interfaz

El otro efecto de la radiación es crear trampas de interfaz. Estos son estados energéticos localizados en la interfaz Si-SiO₂ con energías en el gap del Si. Pueden intercambiar carga con el Si, capturando o liberando tanto electrones como huecos. La densidad superficial de carga debido a estas trampas varía con el nivel de Fermi en la superficie, produciendo un ΔV_T dependiente de V_G .

5.2.3. Corrimiento de V_T

La carga en el óxido de gate altera la relación entre la tensión aplicada al gate y el campo en la interfaz Si-SiO₂. Analizamos este fenómeno en una dimensión con $x = 0$ en el gate y $x = t_{ox}$ en el semiconductor:

$$\begin{aligned} V_g - \psi_s &= \int_0^{t_{ox}} E(x) dx = \int_0^{t_{ox}} \left[\frac{d}{dx}(xE) - x \frac{dE}{dx} \right] dx \\ &= t_{ox} \mathcal{E}_s - \frac{1}{\epsilon_{ox}} \int_0^{t_{ox}} x \rho(x) dx \\ \mathcal{E}_s &= \frac{V_g - \psi_s + \frac{1}{\epsilon_{ox}} \int_0^{t_{ox}} x \rho(x) dx}{t_{ox}}. \end{aligned}$$

Se ve que la carga desplaza las curvas del dispositivo en su dependencia con V_g . Mientras más cerca esté la carga al semiconductor, mayor es este corrimiento.

Las trampas de interfaz contienen una densidad superficial de carga dependiente de E_F , dada por

$$\sigma_{it} = -e \int_{E_0}^{E_F} D_{it} dE$$

siendo D_{it} la densidad de trampas por unidad de energía, y E_0 el valor de E_F para el cual se cancela la carga de las trampas donantes con la carga de las trampas acceptoras. Esta carga produce una deformación de las curvas del dispositivo, porque para cada ψ_s se tiene un σ_{it} distinto que produce un corrimiento distinto.

[aclorar: que curva
- relación c/ ψ_s
- corrimiento ?]

6. Cálculos Monte-Carlo

Las interacciones fundamentales entre radiación y materia son cuánticas, y por lo tanto no deterministas. Su resultado se describe mediante una distribución de probabilidad, como la sección diferencial de scattering $\frac{d\sigma}{d\Omega}$: la probabilidad por unidad de ángulo sólido de scatterear en una dirección dada.

Frecuentemente se busca predecir la dosis que va a recibir un detector (por ejemplo un circuito o persona) dada una fuente de radiación y un entorno. Una partícula incidente participa en muchas interacciones y es capaz de generar múltiples partículas secundarias. Por lo tanto, el espacio de estados finales partículas×radiación es complejo y la función de distribución es difícil de calcular. No es factible calcular el valor esperado de dosis a partir de la función de distribución.

El método Monte-Carlo[27] consiste en generar muestras del estado final y calcular los estadísticos a partir de ellas. Para esto se simula la evolución de una partícula, eligiendo al azar entre las interacciones posibles de acuerdo con su probabilidad. Usamos el toolkit Geant4[28], con las partículas y procesos necesarios para radiación β y X, para calcular dosis en distintas situaciones.

Parte II

Experimental

7. Instrumental

7.1. Electrómetro Keithley 617

Un electrómetro es un instrumento muy sensible para mediciones eléctricas. Configurado para medir tensión, sus características son:

- Alta impedancia de entrada: $200 \text{ T}\Omega$ en paralelo con $<2 \text{ pF}$

- Alta precisión: $\pm 0,05\%$
- Alta resolución: hasta $10 \mu V$

Introduciendo elementos de realimentación en el circuito de entrada, se miden corrientes, resistencias y tensiones (figura 14). La alta ganancia del amplificador mantiene la terminal de entrada a 0 V, evitando cargar el circuito bajo prueba.

7.1.1. Medición con guarda

Al medir una fuente de tensión de muy alta impedancia, cualquier flujo de corriente hacia el instrumento de medición provoca una caída de tensión considerable. Debido a la impedancia de entrada del electrómetro, fluye muy poca corriente a través de sus terminales. Sin embargo, hay otra corriente que fluye en los cables debido a la resistencia finita de su aislación (figura 15).

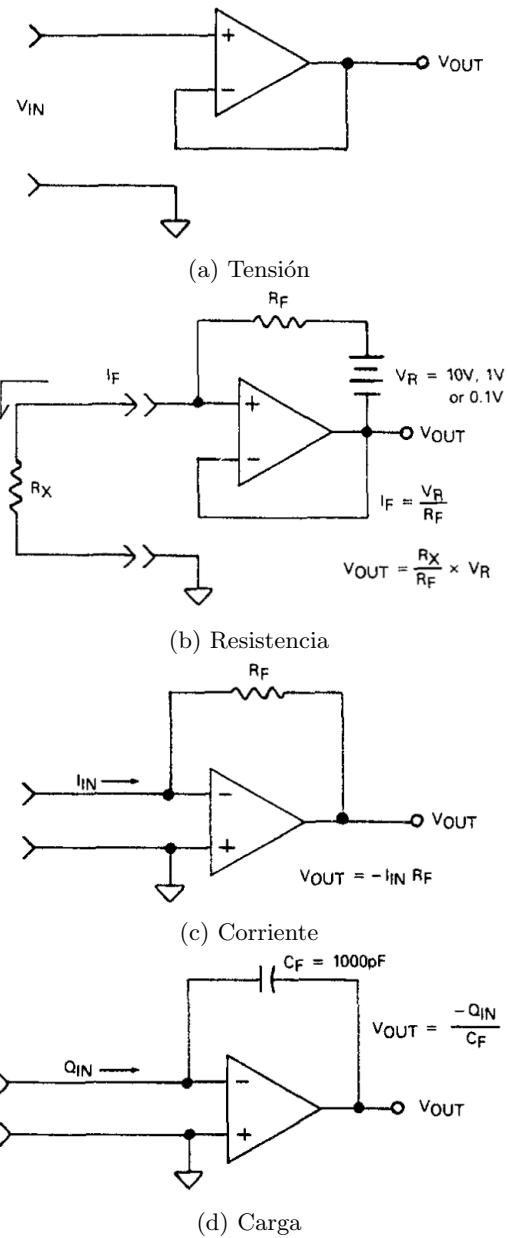


Figura 14: Configuraciones de medición del electrómetro. Reproducido de [29].

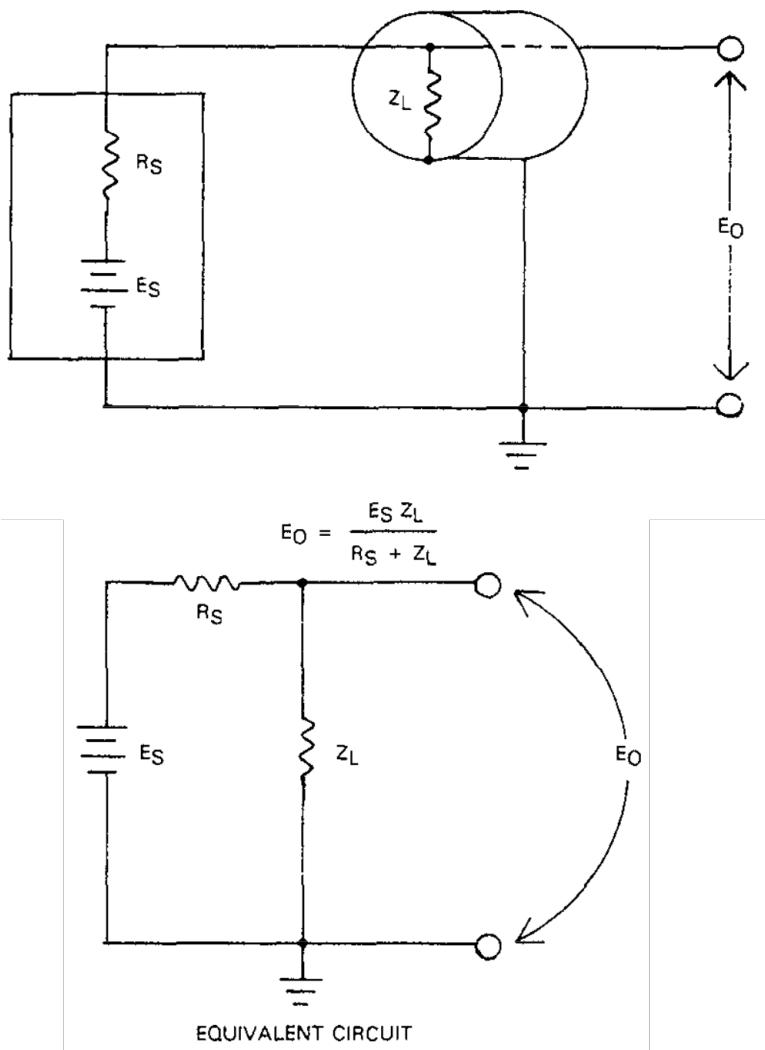


Figura 15: Efecto de las pérdidas de los cables en mediciones de tensión. Reproducido de [29].

Para evitar estas corrientes de pérdida, se utiliza un conductor de guarda (figura 16) rodeando al cable de señal. El electrómetro lo mantiene a una tensión muy cercana a la de la señal. Esto minimiza la tensión a través del aislante del cable, reduciendo las pérdidas en el mismo. Al mismo tiempo, la guarda reduce la capacidad efectiva del cable al minimizar la diferencia de potencial que aparece entre sus terminales [30].

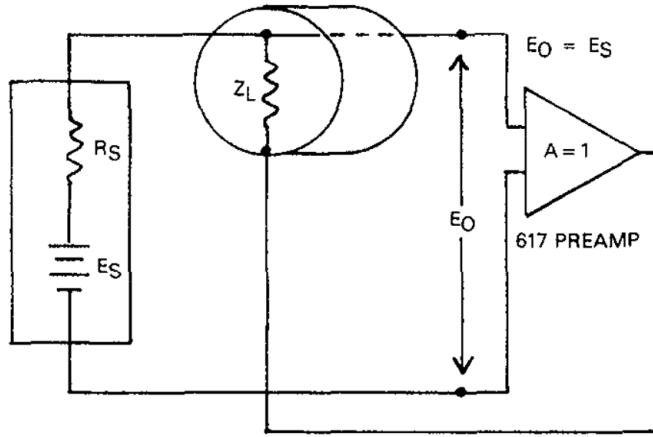
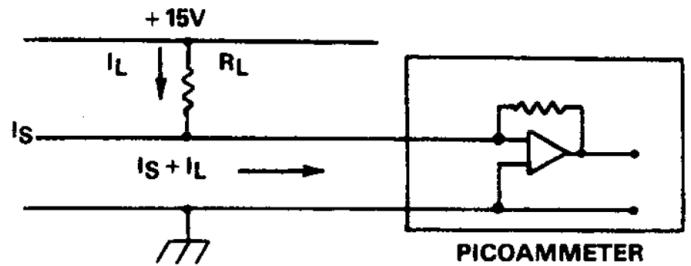


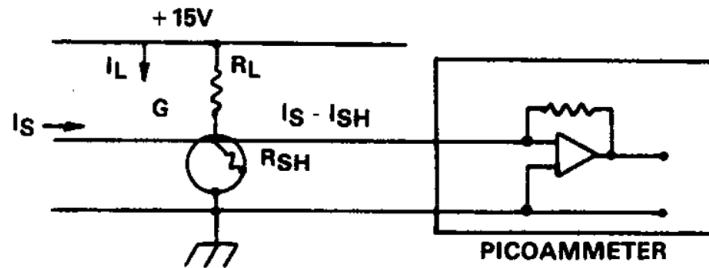
Figura 16: Medición con guarda para minimizar pérdidas en los cables. Reproducido de [29].

7.2. Fuente de corriente Keithley 220

Una fuente de corriente es un instrumento utilizado para forzar corrientes a través de impedancias grandes, como la del aislante de gate de un MOS. Esto requiere una impedancia de salida muy alta para minimizar las pérdidas de corriente dentro del instrumento. Al igual que con el electrómetro, se busca minimizar las corrientes de fuga en el cable de salida. Para esto se utiliza una guarda al mismo potencial que el cable de señal, pero forzada desde una fuente de baja impedancia (figura 17).



(a) Sin guarda.



(b) Con guarda.

Figura 17: Efecto de las pérdidas al inyectar corriente. Rodeando la señal con una guarda, las corrientes de pérdida fluyen en la guarda y no afectan la medición. Reproducido de [29].

8. Irradiador β - γ

Para realizar ensayos con radiación, construimos un aparato que nos permite exponer dispositivos a rayos β y γ de manera segura y controlando la dosis con precisión. Este aparato consiste en un tubo de plomo con una capa de PVC en su pared interior (figura 18).

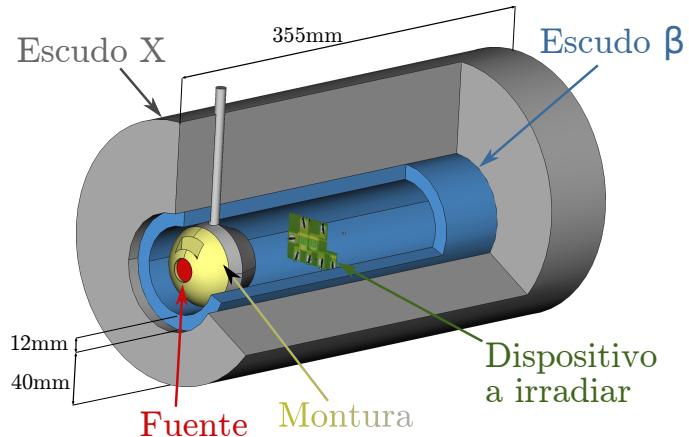


Figura 18: Corte del irradiador.

Todas las superficies donde puede impactar una partícula β tienen una capa de plástico, para frenar la partícula minimizando la producción de radiación de frenado.

En un extremo de la cavidad se encuentra una pastilla de ^{90}Sr (figura 19)

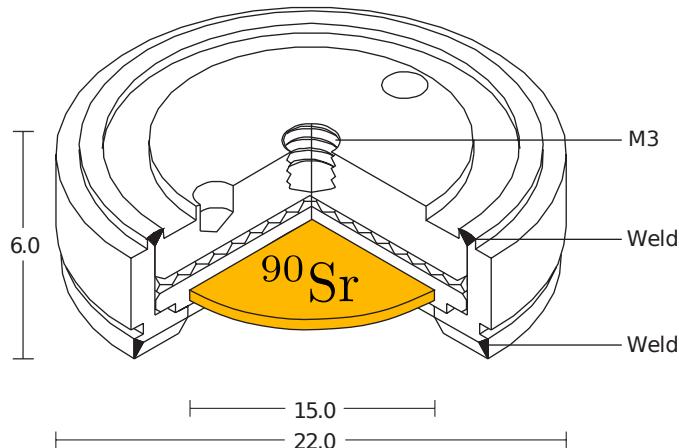


Figura 19: Corte de la fuente β .

colocada en una mochila de plástico unida a un bloque de plomo giratorio (figura 20).

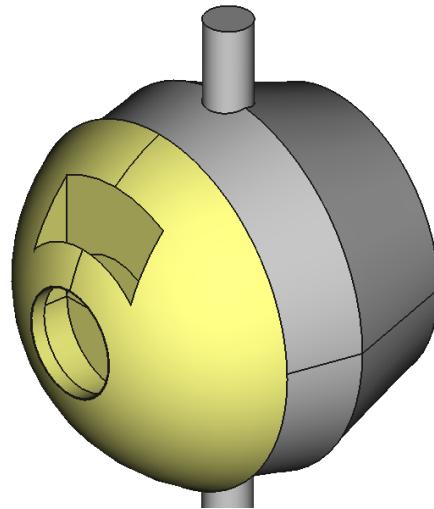
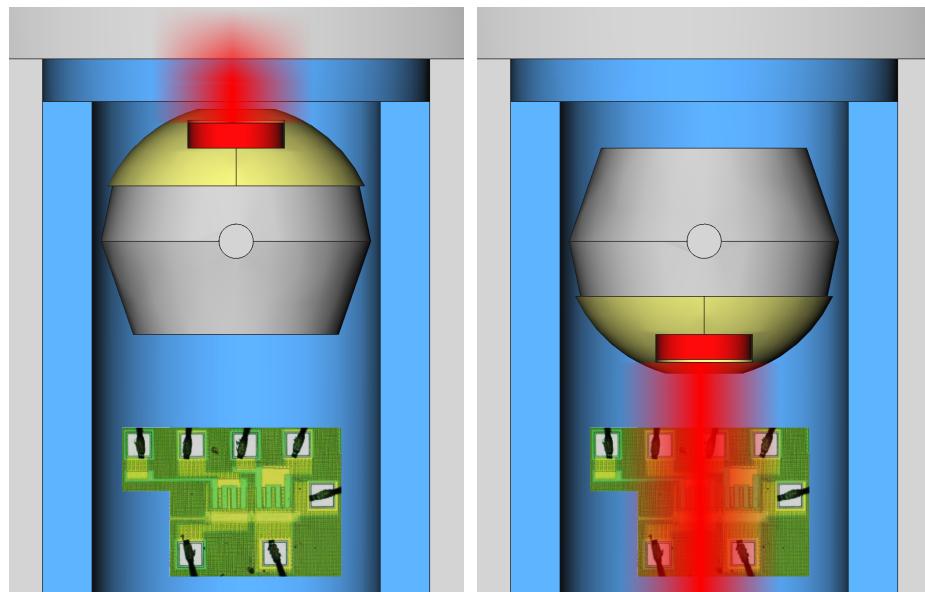


Figura 20: Detalle de la pieza giratoria donde se coloca la fuente β .

En la posición segura, esa pieza se interpone entre la fuente radioactiva y el interior de la cavidad (figura 21a). En la posición de irradiar, la fuente emite partículas β hacia el interior (figura 21b).



(a) Posición segura.

(b) Posición para irradiar.

Figura 21: Posiciones de la pieza giratoria.

8.1. Cálculos de protección

8.1.1. Frenado β

Usamos PVC para el frenado de electrones, porque está disponible en tubos del tamaño requerido. Tiene baja eficiencia radiativa y el rango de nuestros electrones más energéticos en PVC es inferior a 1 cm. Por las mismas razones construimos las tapas del cilindro con discos de acrílico de 1 cm de espesor. La mochila donde montamos la fuente consiste de plástico ABS extruido en una impresora 3D.

*papel a los tops
de plomo.*

8.1.2. Radiación de frenado

Estimamos la radiación de frenado partiendo del espectro de energía de los electrones emitidos por la fuente. Dado que está en equilibrio secular (misma actividad de ${}^{90}\text{Sr}$ y ${}^{90}\text{Y}$), sumamos sus espectros provenientes de Radiological Toolbox[31] y normalizamos a la actividad nominal de la fuente, 100 mCi (figura 22).

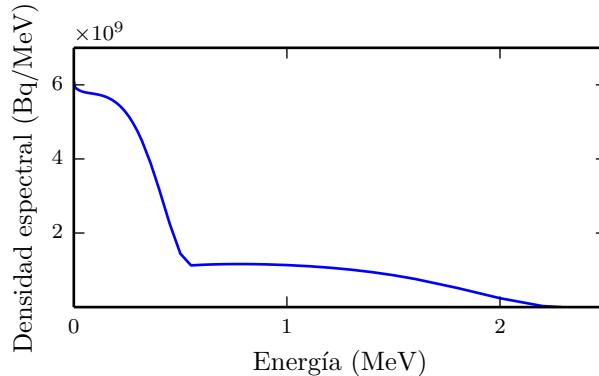


Figura 22: Espectro de electrones provenientes de una fuente de ${}^{90}\text{Sr}$ con actividad 100 mCi[32].

Luego calculamos el espectro de bremsstrahlung integrando la ecuación 3 (figura 23).

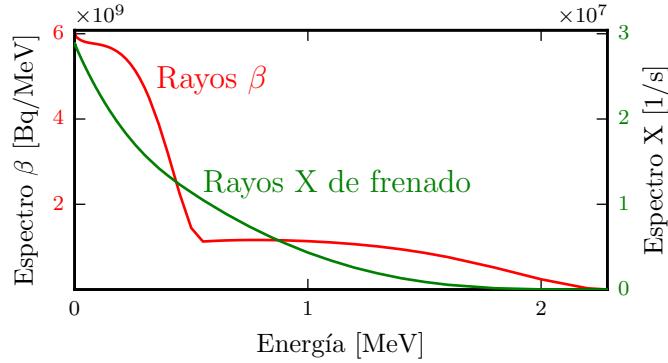


Figura 23: Espectro de bremsstrahlung calculado en la cara exterior del PVC.

8.1.3. Atenuación de rayos X

Aplicamos la ecuación 4 usando tasas de absorción tabuladas por NIST[14], resultando en el espectro atenuado de la figura 24

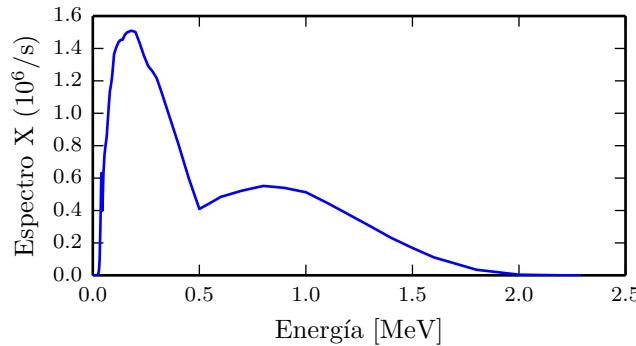


Figura 24: Espectro de rayos X calculado en la cara exterior del irradiador.

8.1.4. Cálculos Monte-Carlo de fuente de ^{90}Sr

Una fuente de ^{90}Sr emite electrones con un espectro amplio de energías (figura 22). Este consiste en la suma del espectro de emisión de ^{90}Sr y el de ^{90}Y . Simulamos un haz de electrones con este espectro incidiendo normalmente sobre tejido blando, registrando la energía que depositan en función de la profundidad (figura 25).

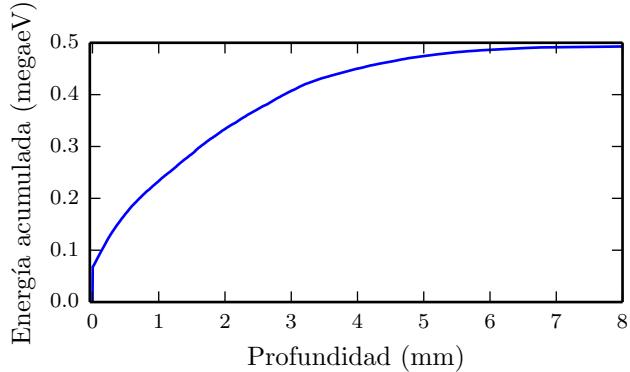


Figura 25: Energía depositada en tejido blando en función de la distancia, promediando entre electrones provenientes de una fuente de ^{90}Sr .

Así ajustamos una potencia de frenado de masa promedio S/ρ (figura 26)

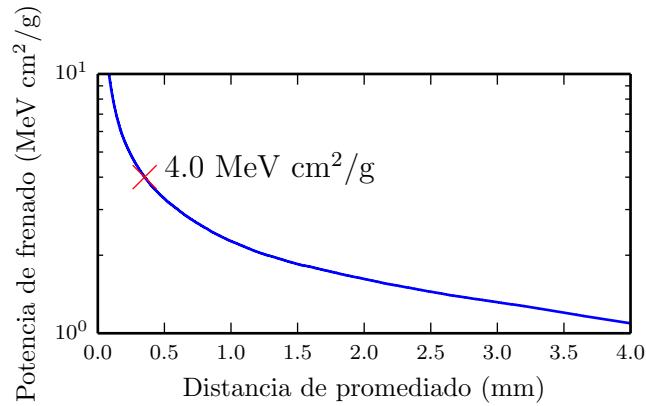


Figura 26: Potencia de frenado promedio del tejido blando para electrones provenientes de una fuente de ^{90}Sr . La cruz marca que a 0.35 mm la tasa de dosis coincide con la tabulada en [33].

que permite calcular tasa de dosis superficial mediante

$$\dot{D} = \frac{AS/\rho}{4\pi r^2}$$

con $A = 100 \text{ mCi}$ la actividad de la fuente. La tasa de dosis calculada de este modo es comparable con la tabulada en [33] si se promedia hasta una profundidad de 0.35 mm.

8.1.5. Cálculos Monte-Carlo del irradiador

Buscamos una cota superior de la tasa de dosis fuera del irradiador. Ya que el espesor del plomo es de varias longitudes características de atenuación ($1/\mu$), sólo pasa una fracción muy pequeña de la radiación inicial. Por lo tanto, hay que simular muchos electrones de la fuente de ^{90}Sr para estimar de forma precisa la tasa de dosis en el exterior.

Una solución posible es usar reducción de la varianza[34]. Esta es una técnica para cálculos Monte Carlo que introduce un sesgo en la evolución de la partícula. Por ejemplo, podemos aumentar la probabilidad de que una partícula atraviese el plomo sin interactuar. Llevando la cuenta de cuan improbable es la historia de la partícula, le damos un peso menor en la estadística final. Esto concentra la simulación en darnos muchos eventos que nos interesan (lo cual reduce la varianza de la estimación), minimizando la capacidad de procesamiento necesaria.

Dada la dificultad de implementar reducción de la varianza en Geant4, optamos por acelerar el cálculo simplificando la geometría. Simulamos un irradiador isótropo, que consiste en un cascarón de 10 mm de acrílico rodeado por 36 mm de plomo (figura 27).

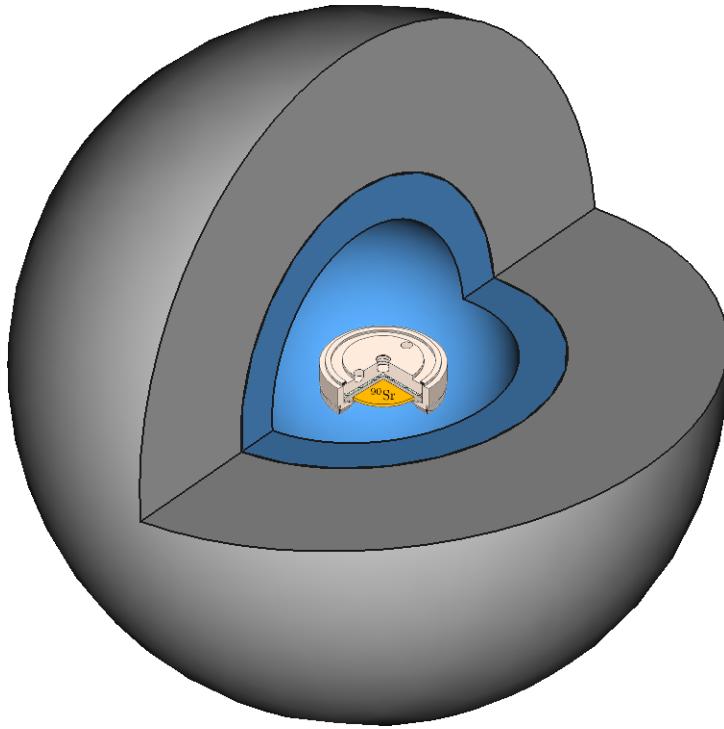


Figura 27: Corte de la geometría simplificada que se usó para simular el irradiador en Geant4.

Toda partícula en el irradiador tiene que atravesar al menos ese espesor de

acrílico y plomo. Por lo tanto, la dosis real va a ser aún menor a la simulada. Dada la simetría del problema, no tenemos en cuenta la distribución en θ y ϕ sino que promediamos sobre ambas variables. Esto reduce enormemente el número de eventos necesarios para una buena estimación de la tasa de dosis. El resultado se ve en la figura 28.

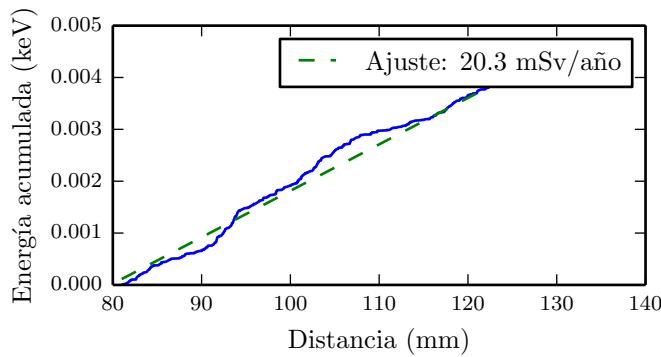


Figura 28: Perfil de deposición de energía en la simulación Monte-Carlo del irradiador.

La dosis en la cara exterior del irradiador es de $20.3 \text{ mSv}/\text{año}$. Este valor es aceptable si se tiene en cuenta la distancia y tiempo de exposición en condiciones reales.

Parte III

Diseño, fabricación y caracterización de dosímetros MOS no convencionales

9. Dosímetro Active Pixel Sensor

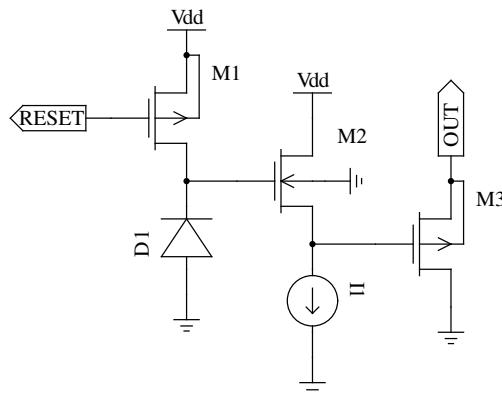


Figura 29: Esquemático del dosímetro APS

Cmos El dosímetro APS tiene una estructura similar a un pixel del sensor de imagen en una cámara digital. Su principio de funcionamiento es medir la carga generada por radiación en la zona desierta de una juntura p-n. Hay un nodo flotante del circuito que acumula esta carga, conectado al cátodo del diodo (figura 29). Antes de cada medición, se reinicia el circuito llevando este nodo a V_{DD} mediante el transistor de reset M1. La radiación que incide en la zona desierta de D1 interactúa con la red de silicio, depositando energía a través de distintos procesos como scattering e ionización (ver sección 3). Los fotones y electrones secundarios resultantes producen pares electrón-hueco, que son arrastrados en direcciones opuestas por el campo eléctrico. Los electrones se acumulan en el cátodo, descargándolo. Luego de irradiar, se mide su tensión a través de un par de seguidores M2 y M3. Los mismos evitan que la medición de tensión modifique la carga en el nodo y afecte al valor medido.

mal hyphenado

9.1. Proceso de fabricación

Diseñamos y enviamos a la fabricación tanto el FG como el APS en el proceso XC06 de la empresa X-FAB [35]. El mismo tiene una escala de 0.6 μm y está diseñado para tensiones tecnología

de hasta 5 V. En su versión estándar, cuenta con 1 capa de polisilicio y 2 de metalización.

9.2. Reset

Se carga

Cargamos el nodo flotante a través del drain de un MOSFET de canal P, con el source conectado a V_{DD} . Durante la irradiación llevamos su gate a V_{DD} , apagándolo. Para resetear llevamos su gate a tierra. Esto lo coloca en saturación, cargando la juntura a corriente constante y aumentando V_D linealmente hasta V_t . Entonces entra en triodo y va reduciendo la corriente, cargando asintóticamente hasta V_{DD} . Esto permite llevarlo a V_{dd} , mientras que una llave de tipo N sólo llegaría hasta $V_{dd} - V_{tn}$ antes de apagarse.

El transistor de reset es de área mínima, para que aporte la menor capacidad parásita posible al nodo flotante.

... corregir todo

9.3. Respuesta a partículas

Cada partícula deposita una energía promedio que depende de su energía cinética inicial[36] (ver sección 9.4). Una parte E de esta energía se usa en la creación de pares electrón-hueco, generando carga

$$Q = \frac{qE}{E_i}$$

con q la carga del electrón y E_i la energía de creación de pares, 3.62 eV en Si. Esta carga aparece con signo negativo en el cátodo, descargándolo. Su cambio de tensión

$$\Delta V = \frac{Q}{C}$$

depende de la capacidad total del nodo C . La misma tiene contribuciones de

- juntura de D1,
- juntura Drain-Body de M1,
- Gate de M2, y
- conductores cercanos al nodo.

Estas capacidades pueden estimarse a partir de las especificaciones del proceso de fabricación, que indican capacidad por unidad de área y por unidad de perímetro. Para eso usamos herramientas de EDA (electronic design automation) que realizan esta estimación automáticamente a partir de la geometría del diseño (ver sección 9.6).

9.4. Cálculos Monte-Carlo

El dosímetro APS detecta energía depositada en una región específica de un circuito integrado. A fines de simularlo, simplificamos la geometría del die a tres regiones: una superficie de SiO_2 , un sustrato de Si y una zona sensible también de Si (figura 30).

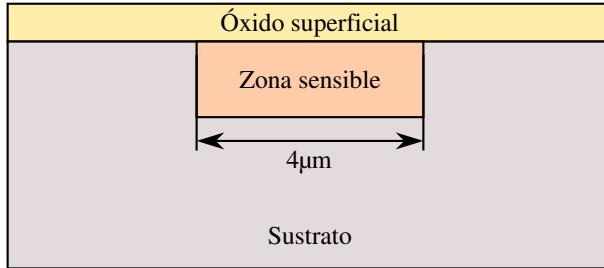


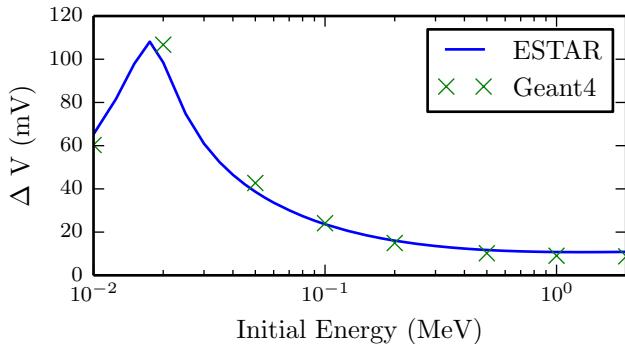
Figura 30: Corte de la geometría usada para simular el APS en Geant4 (no a escala).

Las dimensiones se trajeron del diseño del APS y de las especificaciones del proceso de fabricación del chip.

Dado que el uso principal de Geant4 es en física de altas energías, su configuración por defecto no permite simular electrones secundarios por debajo de 250 eV. Para obtener precisión a escalas de distancia más chicas, empleamos una lista de procesos compilada para simulaciones en microelectrónica [37]. La misma simula con fidelidad electrones hasta 16.7 eV, cuyo rango en Si es del orden de 0.1 nm.

Los resultados se encuentran en la figura ???. Se ve que los electrones menos energéticos tienden a frenarse por completo en el detector, depositando toda su energía. Los más energéticos, en cambio, depositan una fracción variable de su energía total. La energía depositada promedio se encuentra en la figura 31.

Podrás agregar una captura de pantalla, o similar, mostrando los datos corregidos en el Geant, y/o su salida?



Como se ve?

Figura 31: Respuesta promedio a un electrón incidente, en función de su energía inicial. Se ve que los electrones menos energéticos se frenan completamente en el detector.

9.5. Fuentes de ruido

El APS se maneja con corrientes y variaciones de carga y tensión muy pequeñas. Por eso es crítico conocer los procesos que introducen ruido y su magnitud.

9.5.1. Corriente de fuga de juntura p-n

Al polarizar una juntura p-n en inversa, fluye una corriente de pérdida[8] dada por

$$I = I_s (e^{\frac{qV}{\eta kT}} - 1)$$

con $V < 0$ la tensión aplicada y I_s y η parámetros de fabricación de la juntura. El valor de I fluctúa debido a la naturaleza discreta de los portadores que atraviesan la barrera de energía de la juntura. Esta fluctuación se denomina ruido *shot*, una clase de ruido blanco: su densidad espectral de potencia,

$$i^2(f) = 2q|I|,$$

no varía con la frecuencia (hasta frecuencias muy altas).

9.5.2. Fluctuaciones durante reset

Durante el reset, se carga la juntura p-n hasta V_{dd} a través de M1. Cerca de la tensión final, M1 entra en modo triodo. El ruido de Johnson[38] del canal cargando la capacidad de juntura C produce una varianza en la tensión final dada por

$$\overline{v^2} = \frac{kT}{C}.$$

Esta incertidumbre en la tensión luego del reset se elimina usando la técnica Correlated Double Sampling[39]: se mide tensión antes y después de la exposición a la radiación. Al tomar la diferencia se elimina el ruido de reset, presente en ambas por igual.

9.6. Diseño del circuito

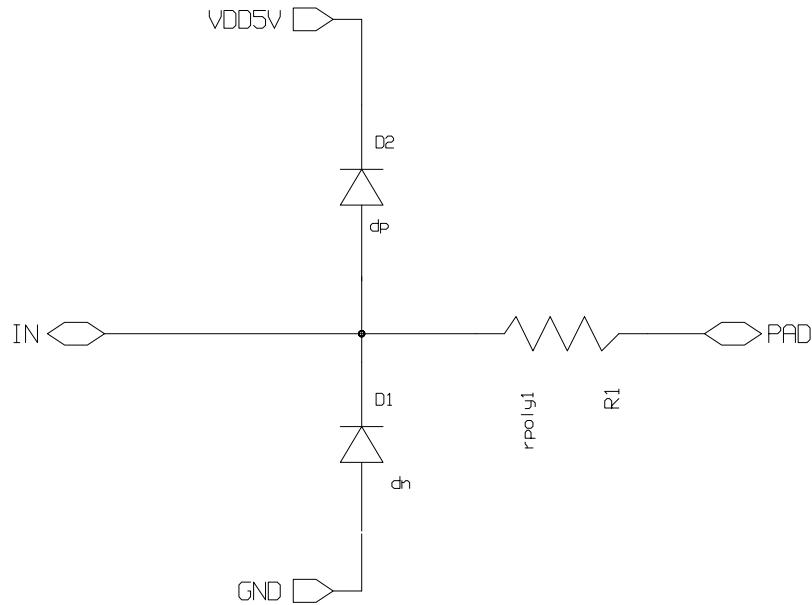


Figura 33: Circuito de protección para la entrada de reset. Los diodos sólo conducen si la tensión del pad excede 5 V o baja de 0 V. Esto evita que se polaricen en directa junturas del circuito que deben permanecer en inversa (drain-bulk y source-bulk).

La topología del circuito quedó determinada por la elección de construir un dosímetro APS con un par de seguidores para su medición. El paso siguiente en el diseño fue elegir los tamaños de los distintos componentes para optimizar el desempeño del sensor (figura 34).

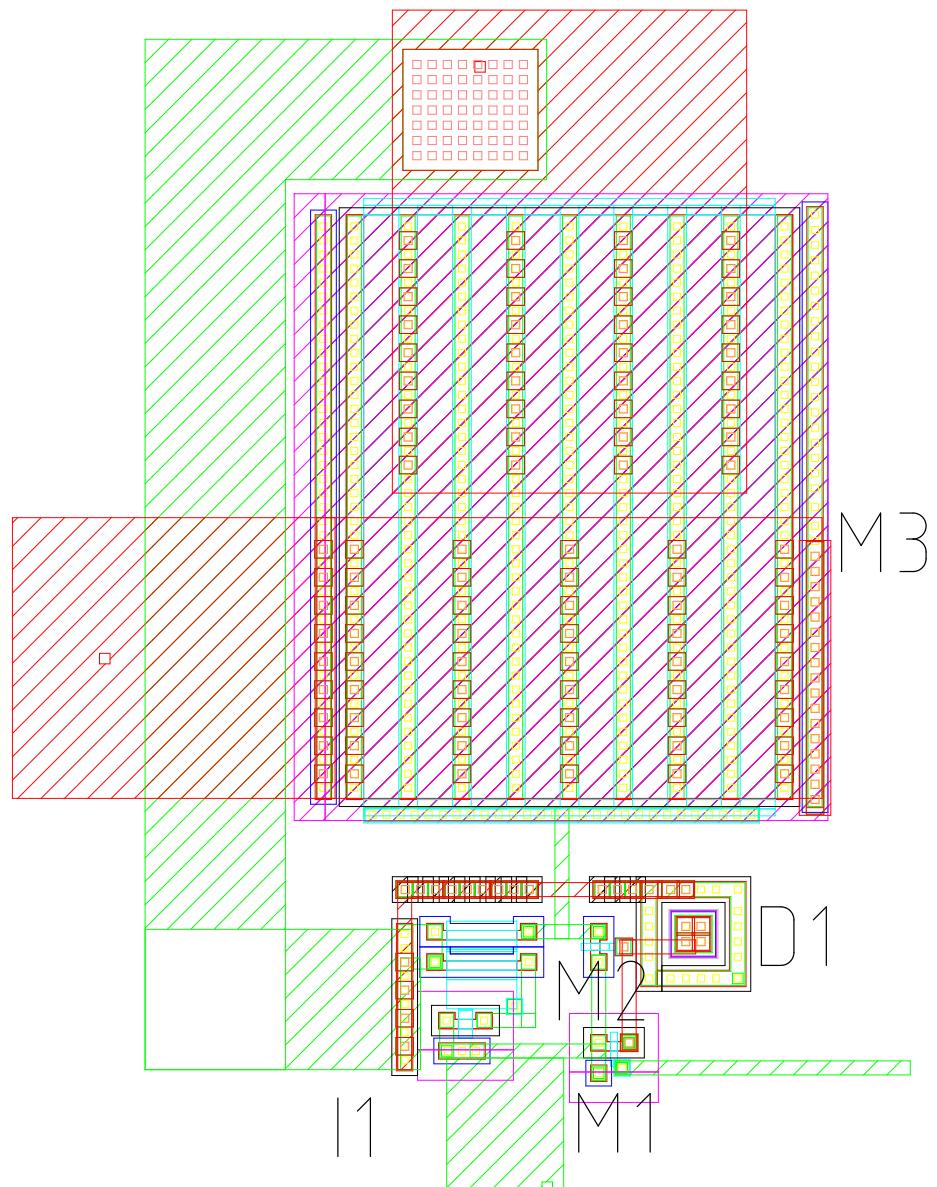


Figura 32: Layout del dosímetro APS. I1 es el espejo de corriente que polariza al primer seguidor M2. El transistor de reset M1 está conectado a un pad a través del circuito de protección de la figura 33.

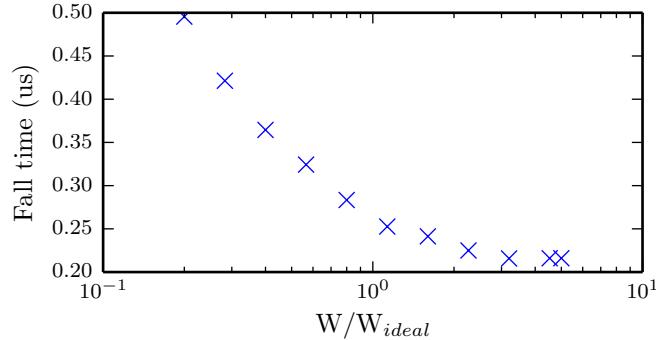


Figura 34: Tiempo de respuesta simulado del buffer en función del W del transistor final.

Para una carga dada, la tensión sobre un capacitor es inversamente proporcional a su capacidad. Por lo tanto, maximizamos la señal producida por la radiación reduciendo las capacidades parásitas del cátodo de D1. Para esto usamos transistores de área mínima en M1 y M2. Restringimos el largo de las conexiones del cátodo, y las mantuvimos alejadas de otros nodos. Aplicamos software de Mentor de extracción de capacidades parásitas al layout resultante, y obtuvimos una capacidad total en el cátodo de 3.4 fF.

Cuadro 1: Dimensiones del diseño optimizadas para sensibilidad y tiempo de respuesta

Dispositivo	Dimensiones
D1	$4 \mu\text{m} \times 4 \mu\text{m}$
M1	$0.8 \mu\text{m} \times 0.6 \mu\text{m}$
M2	$0.8 \mu\text{m} \times 0.6 \mu\text{m}$
M3	TODO

Esguemejor Fig. 29, Layout Fig. 32.

Estas dimensiones se utilizaron tanto para la simulación del circuito en SPICE como para los cálculos Monte-Carlo. La combinación de estas dos herramientas nos da una sensibilidad esperada de 7.1 V Gy^{-1} .

9.7. Medición

Tomamos dos dies y los bondeamos a placas adaptadoras de TSSOP28, un empaquetado de circuitos integrados de montaje superficial (figuras 35, 36 y 37).

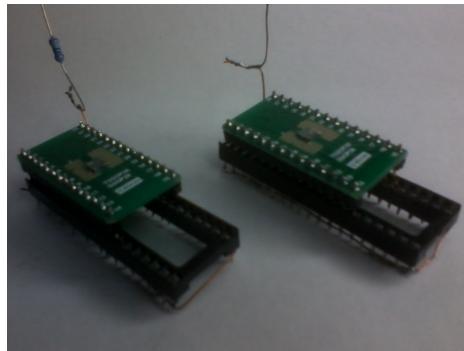


Figura 35: Dies bondeados a placa adaptadora SMD. Los zócalos tienen las patas cortocircuitadas para proteger al die de descargas electrostáticas durante el transporte y almacenamiento.

9.7.1. Descarga en oscuridad

Primero medimos la respuesta del sensor sin luz ni radiación (figuras 38 y 39).

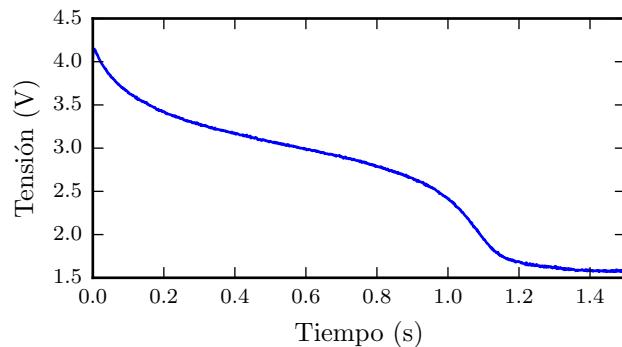


Figura 38: Curva de descarga en oscuridad del APS de $4 \times 4 \mu\text{m}$. Resulta de resetear el APS y medir su tensión de salida en oscuridad.

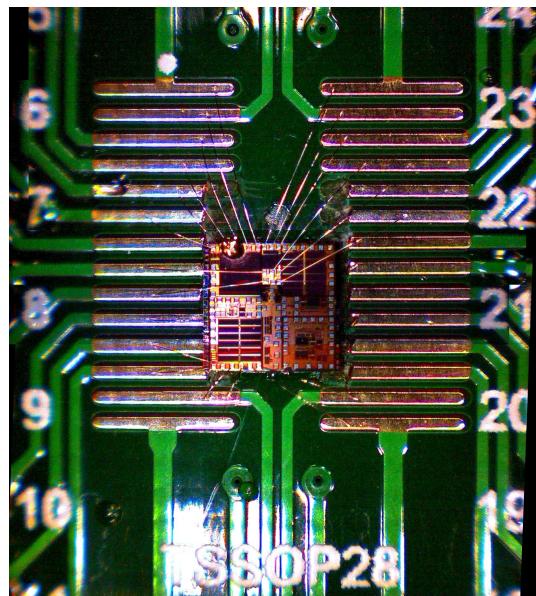


Figura 36: Detalle del die fabricado con los dosímetros APS y FG (arriba en la columna central) y otros circuitos.

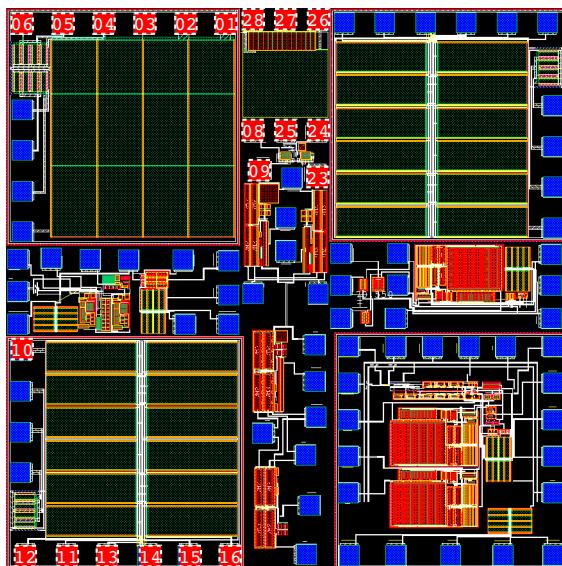


Figura 37: Layout del die entero con numeración de los pads bondeados

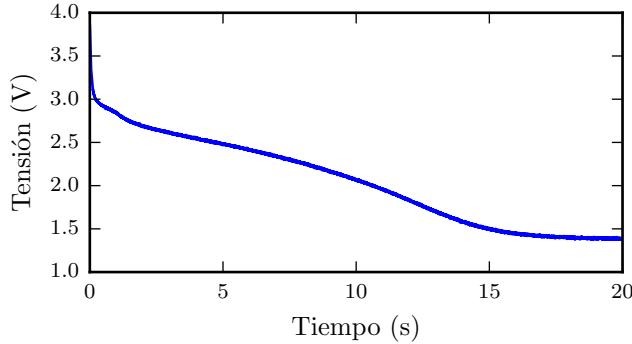


Figura 39: Curva de descarga en oscuridad del APS de $40 \times 40 \mu\text{m}$. Resulta de resetear el APS y medir su tensión de salida en oscuridad.

Esto nos muestra la descarga del diodo debido a la corriente de fuga en inversa.

Se ve en ambas figuras la misma curva con escalas distintas de tiempo y de tensión. Esta variación proviene tanto de las áreas distintas de los dos sensores como del mismatching entre los seguidores. Ya que éstos usan varios transistores de área mínima, son particularmente sensibles a variaciones del proceso (el mismo error absoluto en las dimensiones del canal produce un mayor error relativo).

La forma de la curva proviene de la variación tanto de la corriente de fuga como de la capacidad del diodo. Ambas dependen de la tensión aplicada, debido a la variación del ancho de la zona desierta. Al caer la tensión en inversa, se vuelve más angosta. Esto reduce su volumen y por lo tanto la tasa de generación térmica de pares electrón-hueco. Por otra parte, su capacidad es inversamente proporcional a este ancho. Ambos fenómenos reducen la tasa de descarga, como se ve al final de ambas curvas.

9.8. Iluminación con LED

Medimos las curvas de descarga iluminando los dies con un LED, variando su corriente para lograr distintas intensidades de iluminación (figuras 40 y 41).

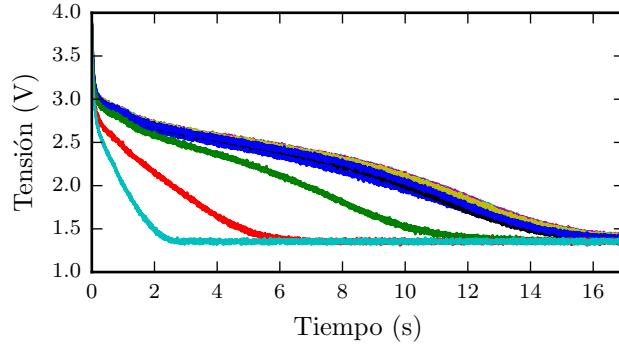


Figura 40: Curva de descarga iluminando con un LED el APS de $4 \times 4 \mu\text{m}$. La corriente del LED aumenta de 0.1 mA a la derecha hasta 10 mA a la izquierda, con 6 curvas por década.

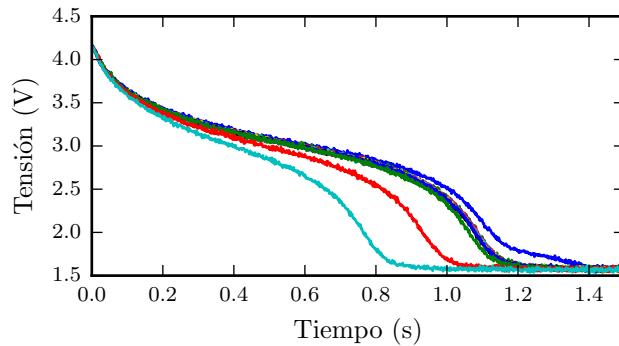


Figura 41: Curva de descarga iluminando con un LED el APS de $40 \times 40 \mu\text{m}$. La corriente del LED aumenta de 0.1 mA a la derecha hasta 10 mA a la izquierda, con 6 curvas por década.

en tiempo

Esto permite observar la compresión de la curva de descarga con el aumento de la radiación incidente.

9.8.1. Ruido medido

Establecimos que una medición con este dosímetro consiste en promediar 10 muestras de tensión. Esto nos permite definir de manera precisa el ruido como la desviación estándar de ese promedio. Calculamos esa desviación estándar en base a las curvas medidas (figuras 42 y 43).

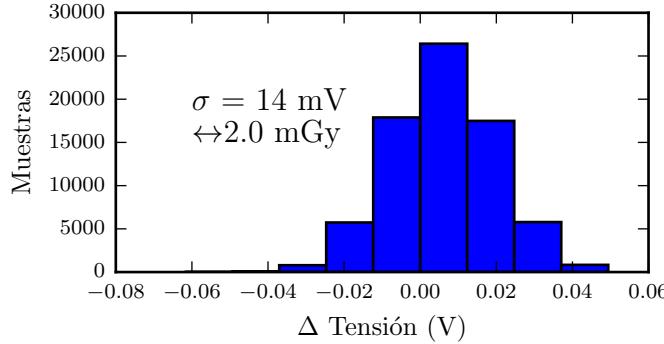


Figura 42: Ruido a la salida del APS de $4\text{ }\mu\text{m} \times 4\text{ }\mu\text{m}$, calculado tomando diferencias entre muestras y escalando para que represente el ruido en un promedio de 10 valores.

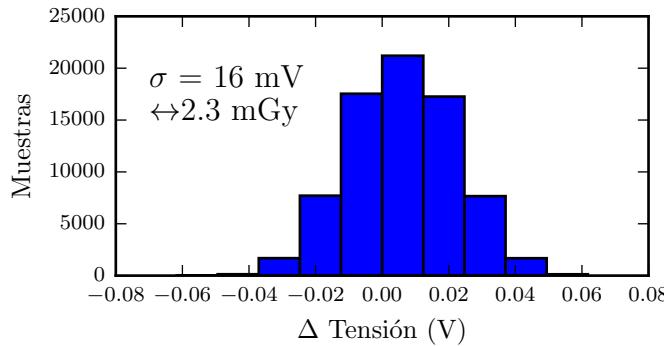


Figura 43: Ruido a la salida del APS de $40\text{ }\mu\text{m} \times 40\text{ }\mu\text{m}$, calculado tomando diferencias entre muestras y escalando para que represente el ruido en un promedio de 10 valores.

Podemos convertir estos valores de ruido en dosis usando la sensibilidad calculada. Así llegamos a una resolución de 2.0 mGy y 2.3 mGy para el APS de $4\text{ }\mu\text{m} \times 4\text{ }\mu\text{m}$ y $40\text{ }\mu\text{m} \times 40\text{ }\mu\text{m}$, respectivamente.

9.9 Resumen de características. El dosímetro APS diseñado, fabricado y construido presenta una sensibilidad..., rango...

10. Dosímetro Floating Gate

El dosímetro FG se basa en un MOSFET con gate aislado (floating gate). Esto significa que el gate normalmente retiene su carga por mucho tiempo. Esto

tiene aplicaciones comerciales en memorias no volátiles: una vez que se coloca cierta carga (representando información) en el gate, tiene permanencia y puede medirse en base a las curvas IV del MOSFET.

Para realizar dosimetría con un FG, explotamos la descarga del gate debido a la radiación. Antes de irradiar, se coloca carga en el gate mediante una corriente de túnel (figura 44). Esta carga altera la tensión de gate, prendiendo el transistor lector.

La radiación incidente produce pares electrón-hueco en el óxido de gate, descargando el gate (figura 45). Esto va apagando el lector, reduciendo su corriente de drain si se aplica tensión constante (figura 46) o aumentando su tensión de drain si se aplica corriente constante (figura 47). Calibraremos estas cantidades contra la dosis recibida para construir un dosímetro.



10.1. Trabajos previos (emprolijar)

[40] carga FG=4V en 5s con -18V.

[41] carga entre -20V y -40V en 10s. También monitorea $Id@Vsd=100mV$. Calculó 5mV/rad, midió 3mV/rad.

10.2. Acoplamiento capacitivo

Ya que el FG está aislado, su tensión es función de la carga que almacena y de la capacidad entre este y otros nodos del circuito. Sumando la carga en cada capacidad se llega a la relación

$$Q_{FG} = (C_R + C_W)V_{FG} + C_C(V_{FG} - V_C) + C_I(V_{FG} - V_I) \quad (5)$$

*Es que me con
los capacitores
indexados.*

10.3. Sensibilidad

*durante la
irradiación*

Un modelo simple para predecir la sensibilidad del dosímetro es plantear que todos los aislantes que rodean al floating gate le aportan una carga proporcional a la dosis y al volumen del aislante. A su vez, cada aislante forma parte de un capacitor que aporta a la capacidad total del FG y reduce su corrimiento de tensión para una carga dada.

Esto determina la variación de la sensibilidad con la geometría que rodea al FG,

$$S = \frac{dV}{dE} \propto \frac{\sum_i A_i t_i}{\sum_j A_j / t_j} \quad (6)$$

, con A_i y t_i las áreas y espesores de los óxidos que rodean al FG. Tanto los óxidos de campo como de gate consisten de SiO_2 , de modo que la permitividad sale como constante, de proporcionalidad.

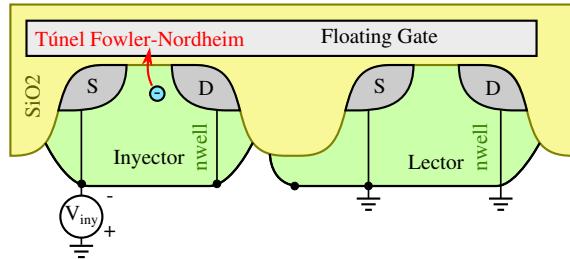


Figura 44: Inyección de carga en el FG a través de una corriente de túnel. La tensión en el inyector produce un campo eléctrico en su óxido de gate, que facilita una corriente de túnel Fowler-Nordheim. La carga que pasa al FG prende el transistor lector.

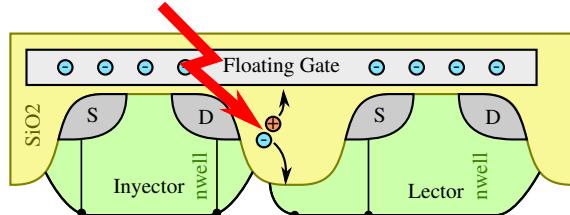


Figura 45: Descarga del FG debido a pares electrón-hueco creados por radiación. Los huecos son atraídos a la carga negativa del FG y se recombinan con la misma, descargándolo.

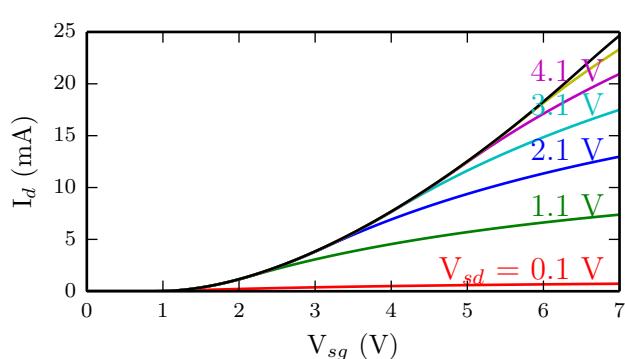


Figura 46: Variación de la corriente de drain del lector con la tensión de gate, para distintos valores de V_{sd} .

10.4. Diseño

El desempeño del dosímetro depende de cocientes de capacidades entre FG y distintos nodos del circuito. Estos cocientes se reducen a relaciones entre las áreas del lector, inyector y FG. Debido a limitaciones del proceso de fabricación, las áreas tienen un valor mínimo y varían de a pasos discretos. Por otro lado, hay un área total máxima para el dosímetro. Para elegir las dimensiones óptimas, exploramos el espacio de soluciones mirando dos parámetros de calidad: sensibilidad a la radiación, y eficiencia de inyección.

La ecuación 6 dice que la sensibilidad se maximiza asignando mayor área al óxido más grueso, que es el óxido de campo entre FG y el well del lector.

Por otro lado, la ecuación 5 dice que la tensión de túnel $V_{FG} - V_I$ se maximiza, para un V_I dado, minimizando la relación C_I/C_{FG} . Dado que hay un área mínima para el inyector, es necesario aumentar las otras capacidades para reducir esa relación.

Exploramos el espacio de soluciones graficando las curvas de nivel de ambos parámetros en función de dos variables de diseño: la relación área lector / área inyector, y la relación área de well del lector / área inyector. Esto se ve en las figuras 48 y 49.

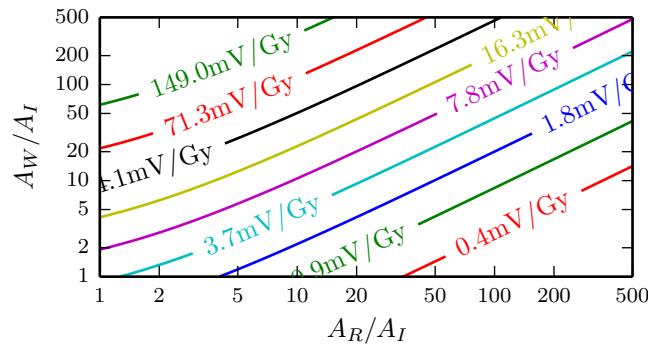


Figura 48: Sensibilidad del floating gate en función de la relación de áreas de inyector (A_I), lector (A_R) y well del lector (A_W).

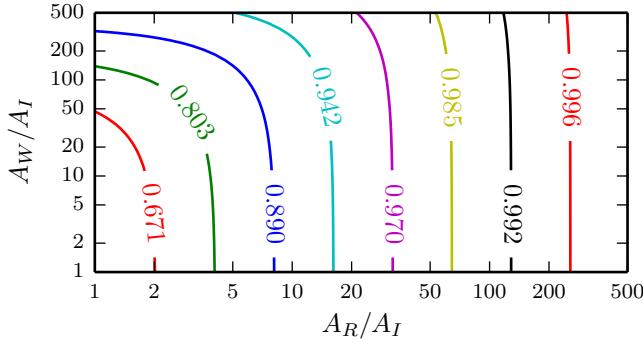


Figura 49: Fracción de la tensión de inyección que cae en el óxido del inyector, en función de la relación de áreas de inyector (A_I), lector (A_R) y well del lector (A_W).

De la observación de los graficos surge que ...

10.5. Medición de la carga

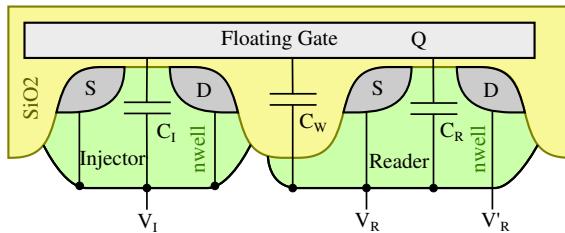


Figura 51: Modelo de acoplamiento capacitivo en un MOSFET con floating gate.

La tensión del floating gate controla el canal de un MOSFET. Para determinar esa tensión usamos el acoplamiento capacitivo [42] entre floating gate y otros nodos, llegando a la ecuación

$$V_{FG} = \frac{C_I V_I + C_L V_L + Q}{C_I + C_L} \quad \text{Eq. (5)?}$$

con los términos ilustrados en la figura 51.

Durante la lectura se usa $V_I = V_R = 0$. En función de V_{FG} y V'_R , la corriente del lector es *-referenciar a esp. anteriores o ref. externa -*

$$I'_R = \begin{cases} I_{D0} \left(\frac{W}{L}\right)_L \exp\left(\frac{V_{FG}-V_T}{nkT/q}\right) & V_{FG} > -V_T \\ \beta_n \left(\frac{W}{L}\right)_L (V_{FG} + V_T + \frac{V'_R}{2}) V'_R & -V'_R - V_T < V_{FG} < -V_T \\ \frac{\beta_n}{2} \left(\frac{W}{L}\right)_L (V_{FG} + V_T)^2 & -V'_R - V_T > V_{FG}. \end{cases}$$

Estas ecuaciones nos indican que, polarizando el lector con una tensión V_{sd} pequeña (usamos 0.1 V), estamos en la situación del medio y la corriente de drain varía linealmente con V_{FG}

10.6. Cargado del floating gate

10.6.1. Mecanismo de inyección

Dado que el floating gate está aislado, no intercambia carga en condiciones normales. Por eso lo cargamos con una corriente de túnel Fowler-Nordheim[43]. Aplicamos una tensión entre el gate y un transistor inyector. Esto genera un campo eléctrico en el óxido de gate, reduciendo el ancho de la barrera de potencial. Así aumenta la probabilidad de túnel y en consecuencia la corriente (figura 52).

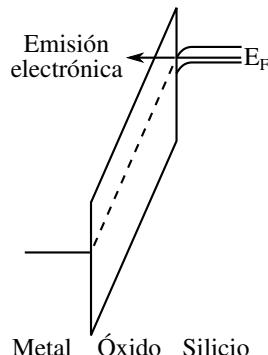


Figura 52: Diagrama de bandas de la emisión de electrones del canal al gate de un MOS. El campo eléctrico en el óxido de gate reduce el ancho de la barrera de potencial del óxido, facilitando el tuneldeo. Reproducido de [43]

Esta corriente se ajusta a una expresión del tipo

$$J_{FN} = AF_{ox}^2 \exp(-B/F_{ox}).$$

El campo en el óxido F_{ox} está dado por

$$V_{FG} - V_I = F_{ox}t_{ox} + \psi_s + V_{FB},$$

con $V_{FB} = (\Phi_S - \Phi_M)/e$ y ψ_s la caída de tensión sobre el Si del inyector.

Para llevar el floating gate de 0V a una tensión negativa que entre encienda el lector. Debido a la rectamente, reducimos su valor fijando $V_R = 0$. Así obtenemos una corriente electrónica de túnel hacia el floating gate. Bajo esta polarización, el inyector se encuentra en acumulación y se puede despreciar ψ_s .

Jake el inyector

relección de capacidah
del FG con cada uno
de estos nodos, el
potencial del FG se
cargalo es muy cercano
al IL lector.

10.6.2. Experimental

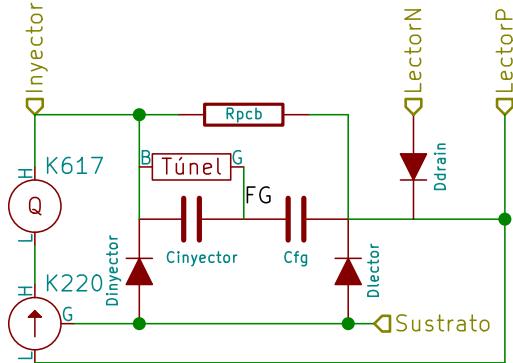


Figura 53: Setup experimental para inyectar corriente en el FG, con todos los caminos de pérdidas relevantes. La conexión del sustrato a la guarda de la fuente de corriente anula la tensión a través del diodo sustrato-bulk del inyector.

Cargamos el floating gate aplicando corriente constante entre el inyector y el well del lector. Durante la inyección, cualquier conductancia parásita entre esos nodos va a llevarse parte de la corriente, reduciendo la carga inyectada. Al mismo tiempo, parte de la carga proporcionada va a cargar las capacidades del sistema. Si aplicamos una corriente pequeña (para cambiar lentamente la carga del FG), el setup de inyección está la mayoría del tiempo cargando estas capacidades hasta que se alcanza la tensión necesaria para el tuneleo de inyector a FG.

Usamos la guarda de la fuente de corriente para eliminar algunos caminos de pérdida (figura 53). Conectándola al sustrato evitamos la corriente en inversa del diodo de bulk del inyector. Ya que el inyector está bondeado al pin siguiente al well del lector, no es posible interponer una guarda entre ellos para evitar pérdidas en el PCB.

10.6.3. Curvas de carga y descarga

La tensión del inyector (figuras 54 y 56) varía linealmente mientras se carga la capacidad de los cables a corriente constante. Cuando alcanza una diferencia de potencial suficiente respecto del FG, la corriente de túnel crece rápidamente y frena el crecimiento de la tensión.^{* Las curvas IV (figuras 55 y 57) saturan a corrientes cada vez más grandes/chicas, confirmando la variación de tensión del FG entre cada tramo de inyección.}

* Describir en detalle el procedimiento y resultados de Figs. 54-57

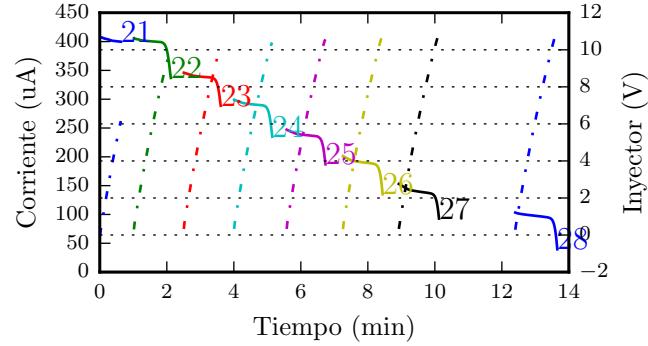


Figura 54: Descarga del FG midiendo tensión del inyector (línea punteada) y corriente de drain del lector (línea sólida) a $V_{sd}=100$ mV. Esta corriente de drain es una indicación directa de la cantidad de carga en el FG.

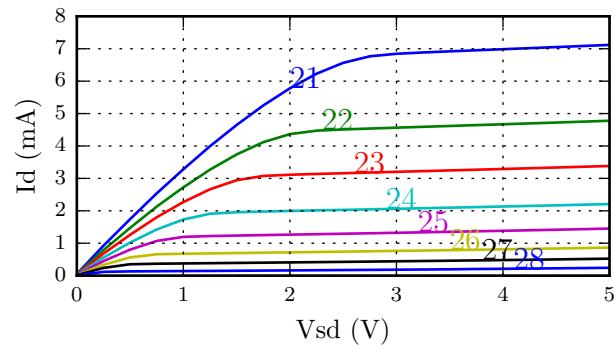


Figura 55: Curvas IV del lector medidas entre tramos de la descarga de la figura 54.

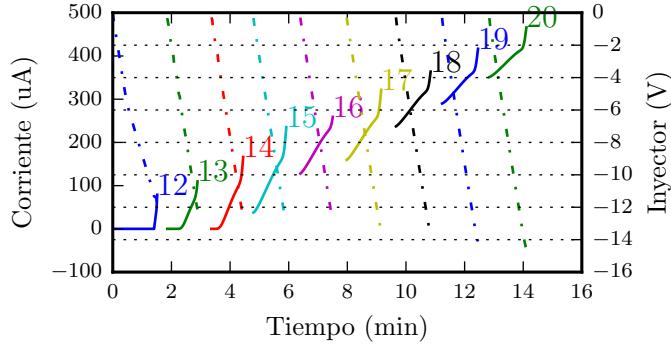


Figura 56: Carga del FG midiendo tensión del inyector (línea punteada) y corriente de drain (línea sólida) a $V_{sd}=100$ mV.

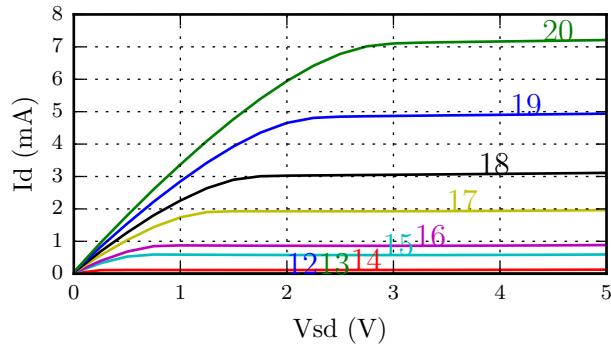
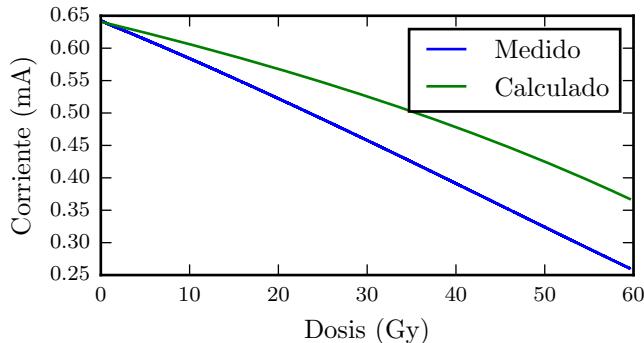


Figura 57: Curvas IV del lector medidas entre tramos de la carga.

10.7. Irradiación con ^{90}Sr

Expusimos el dosímetro, previamente cargado, a una fuente de ^{90}Sr . La figura 58 muestra que la corriente responde de manera casi lineal a la dosis. La variación de la sensibilidad se ve con más detalle en la figura 59.

- pendiente de la curva -



Indicar a qué corresponde la calculada.

Figura 58: Corriente del lector del FG polarizado con $V_{sd}=100$ mV en función de la dosis recibida. La corriente calculada parte de la sensibilidad inicial extraída de la medición. Esta sensibilidad va variando a medida que la descarga de la juntura reduce el campo eléctrico y por lo tanto el yield de generación de pares electrón-hueco. Al mismo tiempo, cambia el punto de operación del transistor.

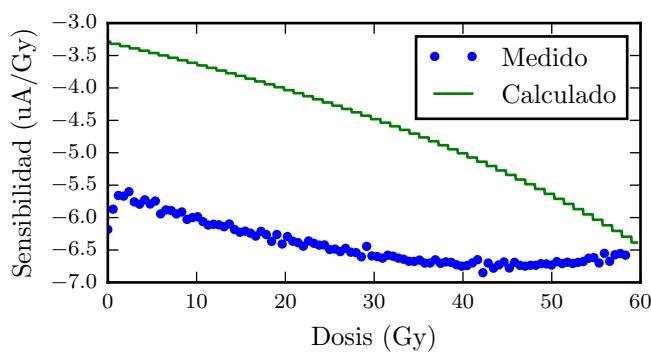


Figura 59: Sensibilidad del FG polarizado con $V_{sd}=100$ mV en función de la dosis recibida.

La sensibilidad aumenta con la dosis porque $\frac{dI_D}{dV_G}$ crece al reducirse la corriente (figura 60).

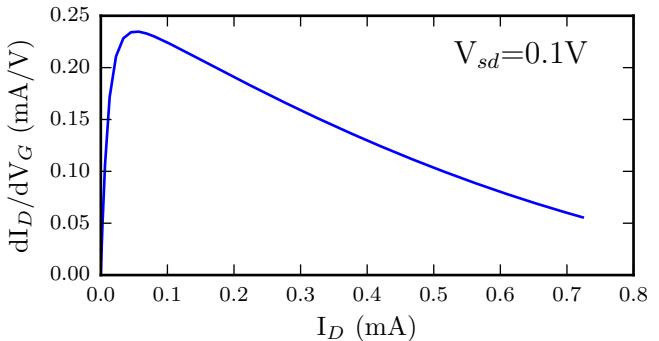


Figura 60: La pendiente de la curva $I_D(V_G)$ del lector aumenta a medida que I_D cae, incrementando la sensibilidad del FG.

Hasta 0.05 mA opera,

10.8. Corriente de ruido

Establecimos que una medición con este dosímetro consiste en promediar 10 muestras de corriente. Así podemos definir el ruido como la desviación estándar de este promedio. Medimos la corriente del lector en ausencia de radiación y tomamos la diferencia entre muestras sucesivas para eliminar derivas (figura 61). Esto resulta en una desviación estándar $\sigma = 27 \text{ nA} \leftrightarrow 4 \text{ mGy}$, correspondiente a una dosis de 4 mGy.

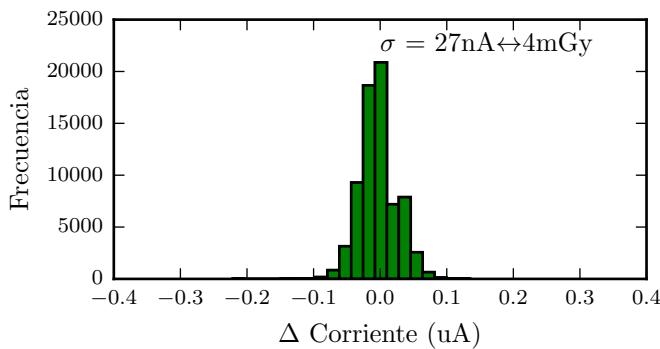


Figura 61: Diferencia entre mediciones sucesivas de corriente del lector, escaladas para representar el ruido en promedios de 10 muestras.

10.9 Resumen de características:

El dosímetro F.S. diseñado, fabricado y caracterizado, posee una sensibilidad de ..., resolución ..., rango..., tensión de coraje..., etc...

Parte IV

Discusión y conclusiones

11. Discusión

11.1. Uso de procesos CMOS estándar

La dificultad central en el diseño de dosímetros en procesos CMOS estándar se debe a que el proceso no está diseñado con este fin. La sensibilidad del dosímetro depende de manera sutil de la geometría y composición de las distintas estructuras del circuito. Para circuitos analógicos convencionales, alcanza con que el proceso controle y reporte al diseñador distintos parámetros de dispositivos: capacidades entre capas, corrientes de fuga, tensiones de umbral de MOS, etc. Si bien fue posible diseñar los dosímetros en base a estos parámetros, es deseable optimizar el diseño con información más detallada (posiblemente confidencial) acerca del proceso.

11.2. Biasing para simulaciones Monte-Carlo

La simulación Monte-Carlo del irradiador empleó un modelo con simetría esférica para obtener un estimado de dosis worst-case minimizando el tiempo de cálculo. El problema se debe a que nos interesa la fracción ínfima de partículas que escapan del irradiador, y la simulación pierde tiempo simulando aquellas que se detienen adentro. Una mejora posible para trabajos posteriores sería utilizar técnicas de biasing en la simulación. Esta es una técnica usada en cálculos de protección que permite explorar en más detalle un tipo de resultado reduciendo el tiempo que se dedica a otros resultados. Esto se logra sesgando la generación de números aleatorios y luego corrigiendo los resultados para compensar.

11.3. Estructuras de protección ESD

La cantidad de mediciones se vio limitada por la fragilidad de los circuitos, probablemente dañados por descargas electrostáticas (ESD). Si bien se incorporaron estructuras de protección a las entradas de reset de los dosímetros APS, los diseños futuros deberían explorar medidas adicionales. En particular, una forma de proteger el transistor inyector del dosímetro FG que permita aplicar las tensiones elevadas de inyección.

11.4. Layout para minimizar corrientes de fuga

El layout de los dosímetros no prestó particular atención a los distintos caminos de fuga presentes en el circuito fabricado, cuando ambos dosímetros son sensibles a fugas pequeñas ya sea antes o durante la irradiación. Iteraciones futuras deberían explorar el uso de guardas y posiblemente cambios en el circuito que permitan controlar las corrientes de fuga.

11.5. Curvas de descarga de APS

Las curvas de descarga medidas en los APS de área grande y chica tienen tiempos de descarga muy distintos. Tanto esto como la forma particular de las curvas no tienen explicación inmediata. Si bien la medición con LED confirma que responden a la luz incidente, es deseable explicar la forma detallada de estas curvas para entender el fenómeno y construir un dosímetro robusto.

11.6. Adición de un Control Gate al FG

Resulta interesante desarrollar una variante del dosímetro FG que use una capa de metalización como Control Gate. Esto daría mayor flexibilidad a la hora de cargar y medir el dosímetro, permitiendo por ejemplo medir el corrimiento de la tensión umbral en esta nueva terminal.

11.7. Variación anómala de la sensibilidad de FG

No se pudo ajustar la curva de sensibilidad del dosímetro FG de forma satisfactoria. Esto apunta a que el modelo usado para el ajuste no captura algunos procesos necesarios como creación de estados de interfaz o captura de carga en el óxido. Esta falla del modelo no impide una calibración del sensor a la curva empírica, pero sugiere cambiar el diseño para minimizar estos procesos y obtener un dosímetro menos sensible a variables poco controladas del proceso.

12. Conclusiones

En este trabajo explicamos la aplicación, el principio de funcionamiento, la forma de diseño y el resultado de las mediciones de dos dosímetros. Ambos diseños fueron elegidos porque representan una tendencia no sólo de la dosimetría sino de toda la microelectrónica: la integración de circuitos especializados en procesos CMOS.

Dimos un repaso de la física necesaria para entender el principio de funcionamiento de ambos dosímetros, centrándonos en la operación del transistor MOS. Para esto cubrimos sus regiones de operación y resumimos los principales efectos de la radiación.

Tanto en el diseño del irradiador como del dosímetro APS presentamos los cálculos Monte-Carlo con los que contrastamos las dosis calculadas analíticamente. En ambos casos detallamos la geometría simplificada que usamos para la simulación, ya sea para minimizar el tiempo de cálculo (caso del irradiador) o por falta de información acerca de las dimensiones (caso del APS).

Para cada circuito partimos de la topología elegida explicando los valores a elegir, y las medidas de desempeño que buscamos maximizar. Para eso mostramos los cálculos y simulaciones que guiaron el proceso de diseño.

Finalmente presentamos las mediciones realizadas sobre los dosímetros fabricados. Extrajimos un subconjunto de las medidas de desempeño anteriores y

las comparamos con los valores esperados en base a la simulación del diseño final.

En la discusión evaluamos en detalle los aspectos positivos y negativos de todo el trabajo y aquellos cambios, mejoras o profundizaciones que quedan abiertos para trabajos futuros.

Referencias

- [1] Erik Hollnagel, Christopher P. Nemeth y Sidney Dekker. *Resilience Engineering Perspectives: Remaining sensitive to the possibility of failure*. Ashgate Publishing, Ltd., 1 de ene. de 2008. 360 págs. ISBN: 978-0-7546-7127-5.
- [2] Qiuwen Wu, Jian Liang y Di Yan. “Application of dose compensation in image-guided radiotherapy of prostate cancer”. En: *Physics in Medicine and Biology* 51.6 (2006), pág. 1405. ISSN: 0031-9155. DOI: 10.1088/0031-9155/51/6/003. URL: <http://stacks.iop.org/0031-9155/51/i=6/a=003> (visitado 12-01-2016).
- [3] Andrew Holmes-Siedle y Leonard Adams. “RADFET: A review of the use of metal-oxide-silicon devices as integrating dosimeters”. En: *International Journal of Radiation Applications and Instrumentation. Part C. Radiation Physics and Chemistry* 28.2 (1986), págs. 235-244. URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/1359019786901347> (visitado 29-09-2014).
- [4] J. Lipovetzky y col. “Field Oxide n-channel MOS Dosimeters Fabricated in CMOS Processes”. En: *IEEE Transactions on Nuclear Science* 60.6 (dic. de 2013), págs. 4683-4691. ISSN: 0018-9499. DOI: 10.1109/TNS.2013.2287256.
- [5] Yanjie Wang y col. “A temperature, supply voltage compensated floating-gate MOS dosimeter using VTH extractor”. En: *Fifth International Workshop on System-on-Chip for Real-Time Applications, 2005. Proceedings*. Jul. de 2005, págs. 176-179. DOI: 10.1109/IWSOC.2005.30.
- [6] E. Garcia-Moreno y col. “Floating gate CMOS dosimeter with frequency output”. En: *Nuclear Science, IEEE Transactions on* 59.2 (2012), págs. 373-378. URL: http://ieeexplore.ieee.org/xpls/abs_all.jsp?arnumber=6151199 (visitado 08-09-2014).
- [7] W. Dulinski y col. “CMOS monolithic active pixel sensors for minimum ionizing particle tracking using non-epitaxial silicon substrate”. En: *IEEE Transactions on Nuclear Science* 51.4 (ago. de 2004), págs. 1613-1617. ISSN: 0018-9499. DOI: 10.1109/TNS.2004.832947.
- [8] S. M. Sze. *Physics of semiconductor devices*. 3rd ed. Hoboken, N.J: Wiley-Interscience, 2007. ISBN: 0471143235.

- [9] Gordon E. Moore. “Cramming more components onto integrated circuits”. En: *IEEE Solid-State Circuits Society Newsletter* 11.5 (sep. de 2006), págs. 33-35. ISSN: 1098-4232. DOI: 10.1109/N-SSC.2006.4785860.
- [10] Adel S. Sedra. *Microelectronic circuits*. Col. de Kenneth Carless Smith. 6th ed. The Oxford series in electrical and computer engineering. New York: Oxford University Press, 2010. 1397 págs. ISBN: 9780195323030.
- [11] M.J. Berger y col. *ESTAR, PSTAR, and ASTAR: Computer Programs for Calculating Stopping-Power and Range Tables for Electrons, Protons, and Helium Ions (version 1.2.3)*. <http://physics.nist.gov/Star>. [Online; accessed 10-April-2015]. URL: <http://physics.nist.gov/Star> (visitado 10-03-2015).
- [12] John David Jackson. *Classical Electrodynamics*. en. Wiley, ago. de 1998. ISBN: 9780471309321.
- [13] H. A. Kramers. “XCIII. On the theory of X-ray absorption and of the continuous X-ray spectrum”. En: *Philosophical Magazine Series 6* 46.275 (1 de nov. de 1923), págs. 836-871. ISSN: 1941-5982. DOI: 10.1080/14786442308565244. URL: <http://dx.doi.org/10.1080/14786442308565244> (visitado 13-05-2015).
- [14] JH Hubbell y SM Seltzer. *NISTIR 5632: Tables of X-Ray Mass Attenuation Coefficients and Mass Energy-Absorption Coefficients*. 1996. URL: <http://physics.nist.gov/PhysRefData/XrayMassCoef/>. Washington.
- [15] James E. Martin. *Physics for Radiation Protection*. en. Wiley, mar. de 2013. ISBN: 9783527667062.
- [16] IAEA. *Radiation Protection and Safety of Radiation Sources: International Basic Safety Standards*. URL: http://www-pub.iaea.org/MTCD/publications/PDF/p1531interim_web.pdf (visitado 23-04-2014).
- [17] International Commission on Radiological Protection. URL: <http://www.icrp.org/> (visitado 01-07-2015).
- [18] International Atomic Energy Agency (IAEA). *Official Web Site of the IAEA*. URL: <https://www.iaea.org/> (visitado 01-07-2015).
- [19] Monica J. Washington. “Practice of Peer Review in the International Nuclear Safety Regime, The”. En: *NYUL Rev.* 72 (1997), pág. 430. URL: http://heinonlinebackup.com/hol-cgi-bin/get_pdf.cgi?handle=hein.journals/nylr72§ion=26 (visitado 30-06-2015).
- [20] Ervin B. Podgoršak. *Radiation Oncology Physics: A Handbook for Teachers and Students*. en. International Atomic Energy Agency, ene. de 2005. ISBN: 9789201073044.
- [21] C J Martin. “Effective dose: how should it be applied to medical exposures?” En: *The British Journal of Radiology* 80.956 (ago. de 2007), págs. 639-647. ISSN: 0007-1285, 1748-880X. DOI: 10.1259/bjr/25922439. URL: <http://www.birpublications.org/doi/abs/10.1259/bjr/25922439> (visitado 12-01-2016).

- [22] Krzysztof Iniewski, ed. *Radiation effects in semiconductors*. Devices, circuits, and systems. Boca Raton: CRC Press, 2011. ISBN: 9781439826942.
- [23] Jan Bogaert y Bart Dierickx. “Total dose effects on CMOS active pixel sensors”. En: *Electronic Imaging*. International Society for Optics y Photonics, 2000, págs. 157-167. URL: <http://proceedings.spiedigitallibrary.org/proceeding.aspx?articleid=920897> (visitado 10-04-2015).
- [24] Glenn F. Knoll. *Radiation detection and measurement*. 4th ed. Hoboken, N.J: John Wiley, 2010. ISBN: 9780470131480.
- [25] Y. M. Liu y J. A. Coleman. “Electron Radiation Damage Effects in Silicon Surface-Barrier Detectors”. En: *Nuclear Science, IEEE Transactions on* 18.1 (1971), págs. 192-199. URL: http://ieeexplore.ieee.org/xpls/abs_all.jsp?arnumber=4325863 (visitado 25-06-2015).
- [26] Timothy R. Oldham y F. B. McLean. “Total ionizing dose effects in MOS oxides and devices”. En: *IEEE Transactions on Nuclear Science* 50.3 (2003), págs. 483-499. URL: http://radhome.gsfc.nasa.gov/radhome/papers/tns03_oldham_TID.pdf (visitado 07-04-2014).
- [27] Byron P. Roe. *Probability and statistics in experimental physics*. New York: Springer-Verlag, 1992. 208 págs. ISBN: 0387978496.
- [28] J. Allison y col. “Geant4 developments and applications”. En: *IEEE Transactions on Nuclear Science* 53.1 (feb. de 2006), págs. 270-278. ISSN: 0018-9499. DOI: [10.1109/TNS.2006.869826](https://doi.org/10.1109/TNS.2006.869826).
- [29] Keithley Instruments Inc. *Keithley Model 617 Programmable Electrometer Instruction Manual*. 1984.
- [30] Alan Rich. *Application Note 347 - Shielding and Guarding*. 1983. URL: http://www.analog.com/media/en/technical-documentation/application-notes/41727248AN_347.pdf (visitado 01-09-2015).
- [31] KF Eckerman y AL Sjoreen. “Radiological Toolbox Ver. 2.0. 0”. En: *Oak Ridge National Laboratory* (2006).
- [32] K. Eckerman y A. Endo. “ICRP Publication 107. Nuclear decay data for dosimetric calculations.” En: *Annals of the ICRP* 38.3 (2007), págs. 7-96. URL: <http://europepmc.org/abstract/med/19285593> (visitado 19-05-2015).
- [33] Daniel Delacroix y col. “Radionuclide and radiation protection data handbook 2002”. En: *Radiation Protection Dosimetry* 98.1 (2002), págs. 1-168. URL: <http://rpd.oxfordjournals.org/content/98/1/1.short> (visitado 23-04-2014).
- [34] M. Dressel. *Geometrical importance sampling in Geant4: from design to verification*. Inf. téc. CERN-OPEN-2003-048, 2003.

- [35] X-FAB. *0.6 Micron Modular Mixed Signal Technology with Embedded Non Volatile Memory and High Voltage Options*. Jul. de 2008. URL: http://www.xfab.com/index.php?eID=tx_nawsecuredl&u=0&g=0&t=1452715800&hash=b81f827a29b48682cd9f6bd0a99dbb82200b4e11&file=fileadmin/X-FAB/ResourceXplorer/Datasheets/XC06_Data_sheet.pdf (visitado 12-01-2016).
- [36] M. J. Berger y col. “Response of silicon detectors to monoenergetic electrons with energies between 0.15 and 5.0 MeV”. En: *Nuclear Instruments and Methods* 69.2 (mar. de 1969), págs. 181-193. ISSN: 0029-554X. DOI: 10.1016/0029-554X(69)90411-X. URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0029554X6990411X> (visitado 25-06-2015).
- [37] M. Raine, M. Gaillardin y P. Paillet. “Geant4 physics processes for silicon microdosimetry simulation: Improvements and extension of the energy-range validity up to 10 GeV/nucleon”. En: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms* 325.0 (2014), págs. 97 -100. ISSN: 0168-583X. DOI: <http://dx.doi.org/10.1016/j.nimb.2014.01.014>. URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168583X14001839>.
- [38] R. Jacob Baker. *CMOS Circuit Design, Layout, and Simulation, 3rd Edition*. English. 3 edition. Piscataway, NJ : Hoboken, NJ: Wiley-IEEE Press, sep. de 2010. ISBN: 9780470881323.
- [39] Marvin H. White y col. “Characterization of surface channel CCD image arrays at low light levels”. En: *Solid-State Circuits, IEEE Journal of* 9.1 (1974), págs. 1-12. URL: http://ieeexplore.ieee.org/xpls/abs_all.jsp?arnumber=1050448 (visitado 26-05-2015).
- [40] J. Cesari y col. “Floating Gate P-MOS Radiation Sensor Charging Cycles Characterization”. En: *2014 IEEE Radiation Effects Data Workshop (REDW)*. 2014 IEEE Radiation Effects Data Workshop (REDW). Jul. de 2014, págs. 1-4. DOI: 10.1109/REDW.2014.7004572.
- [41] N.G. Tarr y col. “A sensitive, temperature-compensated, zero-bias floating gate MOSFET dosimeter”. En: *IEEE Transactions on Nuclear Science* 51.3 (jun. de 2004), págs. 1277-1282. ISSN: 0018-9499. DOI: 10.1109/TNS.2004.829372.
- [42] Paolo Pavan, Luca Larcher y Andrea Marmiroli. *Floating gate devices operation and compact modeling*. English. Boston: Kluwer Academic, 2004. ISBN: 1402026137 9781402026133. URL: <http://public.eblib.com/choice/publicfullrecord.aspx?p=225991> (visitado 06-04-2015).
- [43] M. Lenzlinger y E. H. Snow. “Fowler-Nordheim Tunneling into Thermally Grown SiO₂”. En: *Journal of Applied Physics* 40.1 (1 de ene. de 1969), págs. 278-283. ISSN: 0021-8979, 1089-7550. DOI: 10.1063/1.1657043. URL: <http://scitation.aip.org/content/aip/journal/jap/40/1/10.1063/1.1657043> (visitado 27-05-2015).

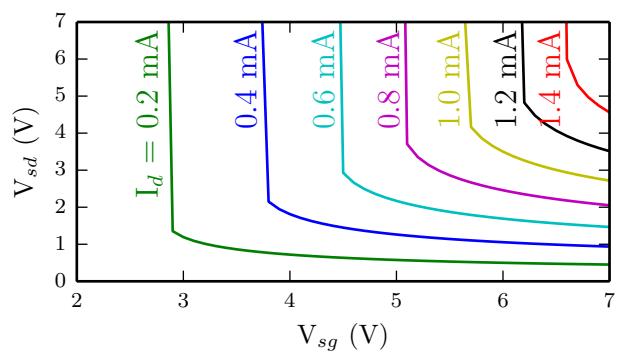


Figura 47: Variación de la tensión de drain del lector con la tensión de gate, para distintos valores de I_d .

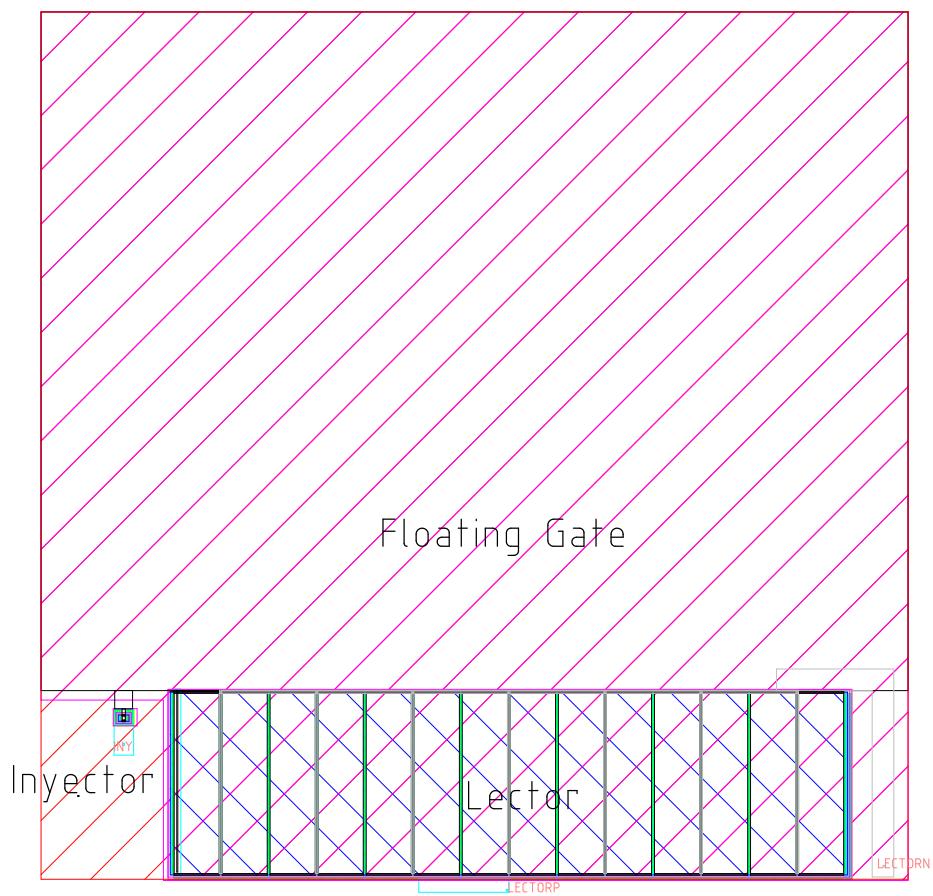


Figura 50: Layout del dosímetro FG.