

UNIVERSIDAD DE GRANADA

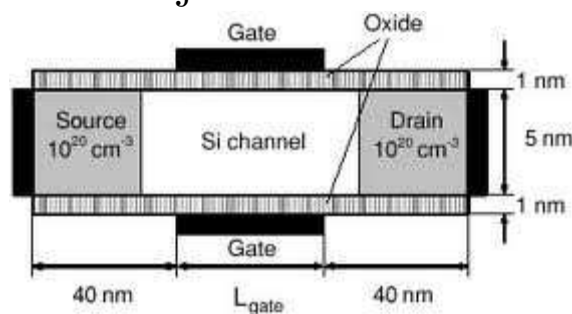
FACULTAD DE CIENCIAS



Departamento de Electrónica y Tecnología de Computadores

Modelado analítico del potencial eléctrico y la carga en inversión en MOSFET de doble puerta nanométricos incluyendo efectos cuánticos

Trabajo Fin de Master



Juan José Urbano Mayorgas

Granada 2013

ÍNDICE

ÍNDICE.....	1
1. INTRODUCCIÓN.....	2
2. MODELOS PREVIOS DE POTENCIAL DE SUPERFICIE PARA DGMOSFETs.....	7
3. DESCRIPCIÓN DEL SIMULADOR UTILIZADO: SCHRED. ECUACIONES PRINCIPALES DEL SIMULADOR	9
3.1. Fundamento teórico	9
3.2. El método auto-consistente para resolver las ecuaciones de Schrödinger y de Poisson.....	9
3.4. Efectos cuánticos en estructuras MOS.....	11
3.5. El programa SCHRED	13
4. RESULTADOS DE SIMULACIÓN Y PROPUESTA DEL NUEVO MODELO.....	14
4.1. Resultados SCHRED	14
4.2. Simulación	21
4.3. Resultados Simulación.....	24
5. TENSIÓN UMBRAL	35
6. CONCLUSIONES.....	39
7. REFERENCIAS	40

APÉNDICE

A. Resolución analítica de la ecuación de Poisson en el DGMOSFET simétrico.....	45
--	----

1. INTRODUCCIÓN

Los dispositivos MOSFETS multipuerta (*multi-gate*) son considerados como una alternativa interesante para sustituir a los MOSFETs *bulk* convencionales en las siguientes generaciones de circuitos integrados [ITRS-2011]. En particular, los dispositivos de dos puertas (*Double-Gate* MOSFETs) son una opción tecnológica que ha sido investigada con profundidad en los últimos diez años [Roldán-2010, Roldán-2008b, Roldán-2008a, Sampedro-2010, Iñiguez-2005, Iñiguez-2006, ITRS-2011].

Estos dispositivos permiten importantes disminuciones de la longitud del canal debido a sus reducidos efectos de canal corto (SCE). Entre las características más destacadas están la reducción del *threshold voltage roll-off*, *drain-induced barrier lowering (DIBL)*, *sub-threshold swing* y también disminución de las capacidades parásitas [Tsormpatzoglou-2008, Lime-2008, Celler-2003].

En estos últimos años es importante destacar los avances en el modelado compacto de dispositivos multipuerta [Nazarov-2011, Celler-2003, Colinge-2008]. Las características más importantes están siendo descritas de manera analítica para incorporar nuevos efectos físicos que aparecen cuando se reducen a escala manométrica los dispositivos electrónicos. Entre los efectos cuánticos [Balaguer-2011a, Balaguer-2011b], se encuentran el aumento del confinamiento estructural (*structural confinement- SC*) y el confinamiento eléctrico (*electrical confinement -EC*). En este contexto es necesario que los nuevos modelos describan con precisión la física de los dispositivos multipuerta. Los modelos se complican debido a la complejidad de las estructuras geométricas, aumentando la complejidad algebraica en las expresiones analíticas [Auth-1987, Gnani-2004, Iñiguez-2005, Jiménez-2004, Kang-2008, Lázaro-2008, López-Villanueva-2000, Roldán-1997, Roldán-2000, Roldán-2008b, Roldán-2010, Tsormpatzoglou-2008, Trivedi-2004, Trivedi-2005]. Aun así, hay una gran necesidad de obtener estos modelos para introducirlos en simuladores circuitales y desarrollar por completo estas tecnologías poniendo a disposición de los diseñadores de circuitos herramientas de simulación más fiables.

La continua reducción del tamaño de estos dispositivos está llevando a la tecnología a su límite de escalado. Los MOSFET bulk requerirán un alto dopado en el canal para mantener un control electrostático adecuado. Este aumento implica un mayor *tunneling band-to-band*, *gate induced drain leakage* y gran variabilidad producida por las fluctuaciones estadísticas del dopado del canal [Adell-2007, Tucker-1994].

Los candidatos para proseguir el escalado de dispositivos MOSFETs son los dispositivos de simple puerta SOI (FDSOI) y también multipuerta, con bajos dopados en el canal

[[Sampedro-2010](#), [Colinge-2004](#), [Faynot-2011](#), [Gámiz-1998](#), [Omura-1993](#), [Uchida-2001](#)].

Para ello se debe obtener en los dispositivos SOI el control del grosor de la lámina de silicio y de su variabilidad, y también la optimización de los contactos de fuente y drenador para aprovechar el comportamiento intrínseco.

Las tecnologías multipuerta presentan importantes ventajas desde el punto de vista electrostático y del transporte frente a la llamada tecnología Bulk. Diferentes modelos de control de carga han sido publicados utilizando la aproximación clásica sin tener en cuenta los efectos cuánticos [[Cho-2007](#), [Iñiguez-2005](#), [Lázaro-2008](#)] o incluyéndolos [[Balaguer-2011b](#)].

La estructura que vamos a usar es el DG MOSFET, *Double gate MOSFET*, que muestra un excelente control de los efectos de canal corto. Bastantes modelos diferentes de control de carga han sido publicados utilizando la aproximación clásica sin tener en cuenta los efectos cuánticos.

En aplicaciones digitales existen varias estructuras: de alto rendimiento (*High Performance- HP*), de baja potencia (*low operating power LOP*) y de baja potencia en reposo *low stand-by power – LSTP*).

Las aplicaciones HP representan circuitos integrados de gran complejidad (que requieren altas frecuencias de reloj) y alta potencia (microprocesadores en general). El objetivo es disminuir el tiempo intrínseco de conmutación,

$$\tau = \frac{C \cdot V}{I} \quad (1)$$

donde C representa la capacidad de puerta, V la tensión de alimentación e I la corriente de conducción del dispositivo.

Para aumentar el rendimiento, en la tecnología LOP, el procedimiento más eficiente es disminuir la puerta del dispositivo y aumentar la corriente de conducción [[Amara-2009](#)]. Esta tecnología se utiliza en aplicaciones portátiles. El objetivo fundamental no es sólo aumentar el rendimiento del circuito, sino reducir al máximo el consumo mientras el circuito está activo. Para ello hay que disminuir la potencia consumida.

$$P \cdot \tau = C \cdot V^2 \quad (2)$$

donde C representa la capacidad de puerta, V la tensión de alimentación del dispositivo. El procedimiento más eficiente para disminuir la potencia dinámica consiste en disminuir la tensión de alimentación tanto como sea posible.

La tecnología de baja potencia en reposo (LSTP) se utiliza en aplicaciones de bajo coste y en economía a escala global (por ejemplo teléfonos móviles). En este caso el objetivo

es incrementar el rendimiento manteniendo el consumo de energía bajo. A nivel de transistor el consumo estático está dominado por las corrientes de fugas, por lo que la tecnología requerida debe proveer una baja corriente de corte (*off current*) [[Amara-2009](#), [Nazarov-2011](#)].

Las perspectivas de evolución tecnológica del ITRS sugieren que:

- Para mantener una baja corriente de corte (I_{off}) y a la vez una gran corriente de conducción (I_{on}) se debe mejorar el control electrostático del transistor.
- Hay que controlar la variabilidad intrínseca de los dispositivos.
- Hay que reducir las corrientes de fugas parásitas e incrementar el acoplamiento capacitivo puerta-canal utilizando dieléctricos de alta permitividad y puertas de metal.
- Minimizar las resistencias series y las capacidades parásitas.

Con esto quedan establecidas las ventajas tecnológicas y la proyección futura de los dispositivos multipuerta.

Se puede establecer una clasificación de estos dispositivos según su estructura:

- a) los transistores planares en los que las puertas y el canal son horizontales,
- b) FinFETs en los que el canal es vertical y la conducción es paralela a la superficie de la oblea,
- c) los transistores verticales en los que la dirección de conducción es vertical.

Aunque las estructuras se comportan de manera similar en cuando al control electrostático (salvando las diferencias que las distintas orientaciones cristalográficas del semiconductor de canal producen), las secuencias de los procesos de integración son diferentes. Estas diferencias geométricas y operativas fuerzan la utilización de diferentes modelos compactos para caracterizar el comportamiento de los dispositivos en aplicaciones de distinta potencia y frecuencia.

Los modelos compactos para dispositivos MOSFET deben satisfacer los requerimientos específicos de las aplicaciones donde van a ser utilizados:

- Para el diseño analógico: condiciones estrictas para la continuidad numérica de la corriente de drenador y sus derivadas en todas las regiones de operación.
- En las aplicaciones de radiofrecuencia: la incorporación de ruido y de distorsión.

En la actualidad los modelos incorporan un gran número de parámetros físicos además de un buen número de parámetros empíricos. Existen también varios tipos de modelos

compactos que describen con bastante precisión las tecnologías existentes de dispositivos MOSFET. En la figura siguiente se presentan las tres categorías de modelos compactos con más difusión.

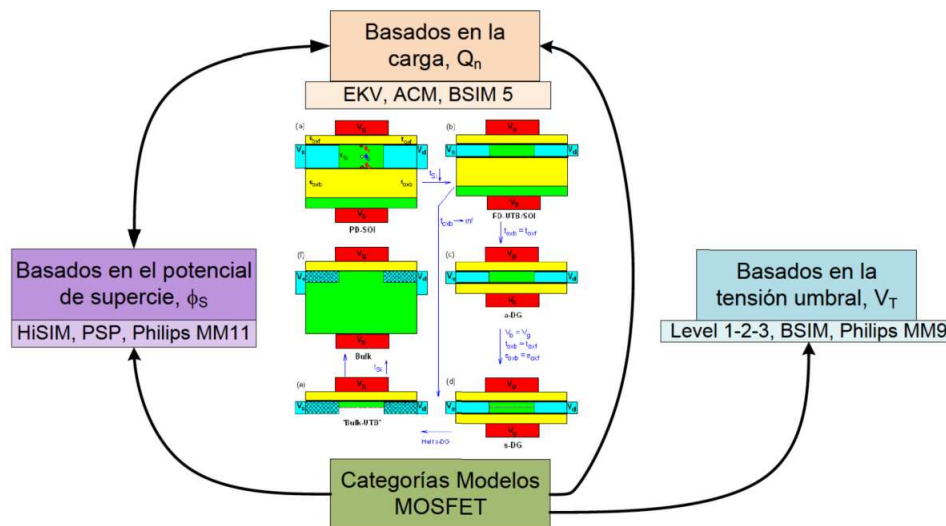


Ilustración 1. Categorías de modelos compactos con más difusión. Ilustración extraída de [RoldánA-2012].

Las categorías más relevantes son [Watts-2005]

- Modelos basados en la tensión umbral (V_T *Threshold Voltage Model* –TVM): Este modelo puede describirse como una función a trozos en la zona de inversión débil y fuerte, diferenciadas por la tensión V_T .
- Modelos basados en carga (Q_i *Inversion Charge Model* –ICM): En este tipo de modelos se obtiene la corriente de drenador en función de la densidad de carga en inversión en la fuente y el drenador. Mejoran los modelos basados en tensión umbral en aspectos como la continuidad, sobretodo en aplicaciones analógicas.
- Modelos basados en el potencial de superficie (ϕ_s *Surface Potential Model* –SPM): describen las cargas y la corriente en función del potencial de superficie ϕ_s , que se puede resolver explícita o iterativamente. Estos modelos obtienen una expresión continua para la corriente a partir de las ecuaciones del transporte de difusión y deriva, y sus derivadas son continuas en todo el régimen de operación usual.

En estos últimos años se están desarrollando modelos compactos que tienen como objetivo definir un estándar normalizado que unifique los procesos de caracterización, obtención de parámetros, diseño y simulación, frente a los variados modelos compactos que sólo sirven para aplicaciones concretas. Estos modelos deben describir

correctamente numerosos fenómenos físicos, permitir las simulaciones de circuitos integrados en tiempos razonables y facilitar datos que se ajusten a la realidad.

Los modelos deben de describir el comportamiento dinámico. El diseño de circuitos analógicos de altas prestaciones requiere además la exactitud en el modelo de pequeña señal, el ruido y el análisis armónico.

El modelado de dispositivos multipuerta tiene que satisfacer las necesidades generales de una aplicación electrónica que necesita un dispositivo general con la mayoría de las particularidades de estos dispositivos que poseen una gran variedad de características y que por su pequeño tamaño presenta una alta influencia de efectos cuánticos, de efectos de *overshoot* de la velocidad, etc.

En nuestro estudio distinguiremos dos tipos básicos de DGMOSFETs: 1) simétrico: ambas puertas tienen funciones de trabajo idénticas de manera que las laminas de inversión se forman al mismo voltaje de la puerta. Vamos a tratar exclusivamente de este tipo de dispositivos.

2) asimétrico: tienen funciones de trabajo para las puertas y solo una lámina de inversión se activa si la tensión de puerta supera la tensión umbral.

Cuando reducimos la longitud de la puerta de un dispositivo MOSFET a escala nanométrica pueden aparecer grandes campos eléctricos transversales en la interfaz Si/aislante. En esta situación, se estudia el potencial eléctrico y la cuantización de la carga. Cuando se tiene en cuenta la cuantización, se observa que el nivel más bajo de energía permitido para los electrones no coincide con la parte inferior de la banda de conducción.

Para incluir numéricamente esta cuantización utilizamos los modelos basados en el potencial de superficie. El potencial de superficie será la variable intensiva para obtener los modelos de corriente y capacidad. Para ello hemos obtenido en primer lugar el potencial de superficie clásico [[Taur-2001](#)], y hemos desarrollado un modelo, más sencillo que otros propuestos con anterioridad [[Chaves-2010](#)], que obtiene el potencial de superficie incluyendo los efectos cuánticos en el cálculo. Una vez obtenido este potencial se puede calcular la carga de inversión, tanto en la aproximación clásica como cuántica.

Resumiendo, vamos a desarrollar un modelo de potencial de superficie para DGMOSFETs que tiene en cuenta los efectos cuánticos. Para ello se realizarán simulaciones numéricas que servirán para comparar y validar las expresiones analíticas desarrolladas, obteniendo los efectos cuánticos.

2. MODELOS PREVIOS DE POTENCIAL DE SUPERFICIE PARA DGMOSFETs.

Los modelos simulados hasta ahora nos dan directrices a tomar para crear nuestro modelo analítico. Nuestro principal interés es reproducir analíticamente el potencial de superficie de un transistor MOSFET de doble puerta (DGMOSFET) cuando se incorpora la cuantización. Desafortunadamente, no existen unas ecuaciones exactas que permitan la extracción analítica de un modelo explícito, como para el modelo clásico usamos [[Taur-2001](#)]. En este contexto hemos desarrollado un modelo que reproduce razonablemente los resultados simulados.

A lo largo del tiempo se han desarrollado diferentes modelos de potencial para DGMOSFETs. El modelo más representativo, y antiguo, para obtener el potencial de superficie de un MOSFET doble puerta fue descrito por Yuan Taur [[Taur-2001](#)] en la aproximación clásica. Se describe un DGMOSFET a partir de la anchura del óxido, de la capa de silicio y de la tensión de puerta; el potencial de superficie y el potencial en el centro de la capa de silicio a través de dos ecuaciones auto-consistentes (concatenadas). A continuación, se obtienen las demás variables como la carga de inversión y la corriente de drenador.

El desarrollo realizado por Taur se describe en el Apéndice A, donde desarrolla la ecuación de Poisson para el dispositivo DGMOSFET simétrico. Este desarrollo lo hemos usado como un primer paso para nuestro modelo.

Otros modelos de potencial podemos obtenerlos del artículo de Fossum et al [[Ge-2002](#)], en donde, siguiendo los desarrollos de las ecuaciones de Poisson y Schrödinger, obtiene el potencial a través del campo eléctrico. Este potencial eléctrico se obtiene a partir de la relación entre el grosor de la anchura de silicio y las cargas eléctricas. Este modelo proporciona una buena percepción física en relación con el aumento de la tensión de umbral y la disminución de la capacitancia total de la puerta y densidades de carga de inversión debido al confinamiento.

El último modelo de potencial importante se describe en el artículo de [[Chaves-2010](#)]. En este artículo, a partir de las ecuaciones de Poisson que pueden verse en el Apéndice A, introduciendo varios parámetros de ajuste en ellas, se obtienen los potenciales de superficie para un DGMOSFET incluyendo los efectos cuánticos.

En este trabajo se obtiene el valor del potencial de superficie cuántico a partir del máximo valor del potencial en el centro de la anchura de silicio (en la aproximación

clásica) y una ecuación empírica que depende de parámetros geométricos del dispositivo y constantes de ajuste.

Podemos comprobar del último artículo mencionado que se aproxima correctamente el potencial de superficie para anchuras de la lámina de silicio altas, pero para valores bajos de esta el potencial en el centro del canal empieza a fallar.

La motivación general de este trabajo se enfoca hacia el desarrollo de un modelo que obtenga estos resultados de manera más eficiente y con una ecuación más sencilla, tratando en la medida de lo posible, de incluir la física del dispositivo. Para ello se utilizará un simulador que sirva para validar el modelo, SCHRED.

3. DESCRIPCIÓN DEL SIMULADOR UTILIZADO: SCHRED. ECUACIONES PRINCIPALES DEL SIMULADOR

3.1. Fundamento teórico

Es bien conocido desde finales de los años sesenta que para describir mejor la estructura MOS el enfoque semi-clásico convencional no es adecuado. En el enfoque semi-clásico se supone que la densidad de estados por encima de la banda de conducción es continua y del uso de esta densidad continua de estados y la función de Fermi se puede obtener la descripción clásica de la concentración de electrones. Este enfoque funciona bien si las bandas

varían lentamente en comparación con la longitud de onda del electrón de De Broglie. Sin embargo, en caso de una capacidad MOS C , la ilustración 2 muestra que la banda de energía cerca de la superficie puede formar un pozo cuántico, que introduce la cuantización de la energía de los portadores. Por este motivo el enfoque clásico no funciona bien en algunas ocasiones, y para obtener una descripción precisa debe de ser utilizado un enfoque basado en la mecánica cuántica.

En la siguiente sección se describe brevemente el enfoque mecánico-cuántico. Para una revisión exhaustiva del enfoque de la mecánica cuántica y los efectos sobre capacidades MOS y MOSFETs se pueden leer el artículo de revisión de Stern [Taur-1998], también se describe el tratamiento semi-clásico en muchos libros de texto como [Janik-1994].

3.2. El método auto-consistente para resolver las ecuaciones de Schrödinger y de Poisson.

Para obtener una descripción de la mecánica cuántica de las estructuras MOS, tenemos que solucionar el acoplamiento de las ecuaciones Schrödinger y Poisson. Para un electrón, en el seno de potencial creado en la banda de conducción $E_C(x)$, su función de onda y energías permitidas se puede encontrar mediante la resolución de la ecuación de Schrödinger en la aproximación de la masa efectiva,

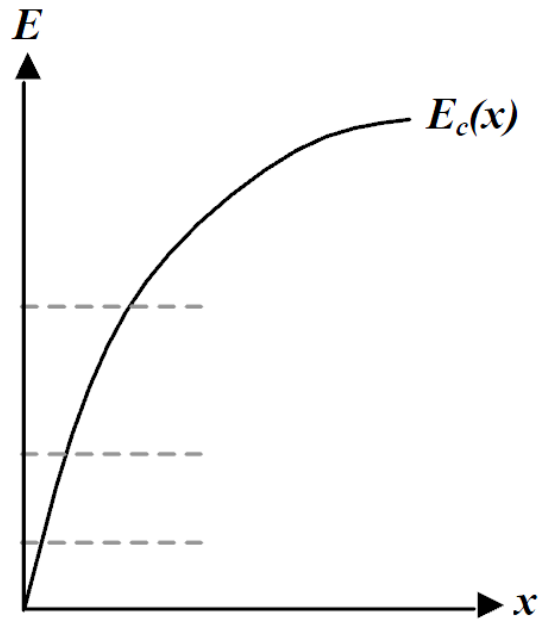


Ilustración 2. Potencial bien formado en la interfase semiconductor de óxido. Ilustración extraída de [SCHRED-2003].

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2m^*} \frac{d^2}{dx^2} + [E_c(x)] \right) \psi_i(x) = E_i \psi_i(x). \quad (3)$$

Esta ecuación da un conjunto de autovalores de energía $\{E_i\}$ y de las correspondientes funciones de onda $\{\psi_i(x)\}$. Las energías disponibles por encima de la banda de conducción se denominan subbandas. Tan pronto como sabemos los autovalores permitidos y la distribución espacial de un electrón en ese estado propio ($|\psi_i(x)|^2$), podemos calcular la densidad de electrones por cm cuadrado en ese estado de acuerdo con:

$$N_i = F_{2D}(\mu - E_i) = \frac{m^* K_B T}{2\pi \hbar^2} \ln \left(1 + \exp \left(\frac{\mu - E_i}{K_B T} \right) \right) \quad (4)$$

Donde N_i es la densidad de electrones por unidad de área en la subbanda i -ésima y donde μ representa el nivel de Fermi de la estructura.

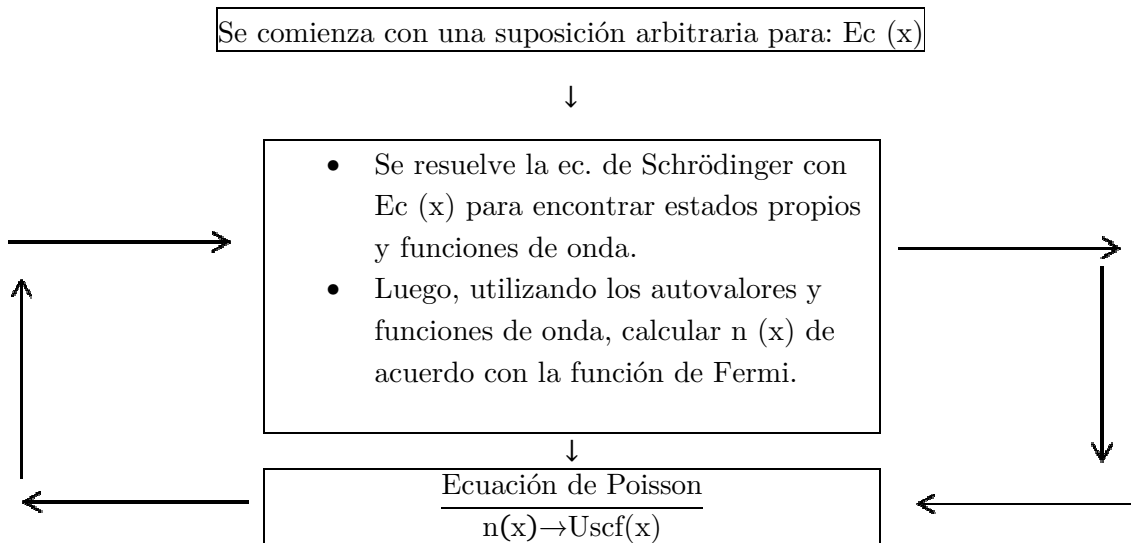
Pero si hay más de un electrón en el sistema, comienzan a repelerse entre sí. Así, la energía potencial de cada electrón será determinada no sólo por los bordes de la banda de conducción sino también por la interacción electrón-electrón, que tiene que ser calculada a través de la ecuación de Poisson,

$$\frac{d}{dx} \left(\epsilon_r(x) \frac{dE_c(x)}{dx} \right) = \frac{q^2}{\epsilon_0} [p(x) - n(x) + N_D(x) - N_A(x)] \quad (5)$$

La densidad total de electrones se puede calcular como:

$$n(x) = \sum_i n_i(x) = \sum_i N_i |\psi_i(x)|^2 \quad (6)$$

Por lo tanto las ecuaciones (3) (5) están acopladas y tienen que ser resueltas de manera auto-consistente. El método es el siguiente:



Este proceso continúa hasta que, tanto de $n(x)$ y $E_C(x)$ satisfacen la ecuación de Schrödinger y la ecuación de Poisson simultáneamente. En otras palabras, hasta que la diferencia de $E_C(x)$ entre las iteraciones sucesivas se hacen más pequeñas que un pequeño número predefinido.

3.3. Estructura Bandas

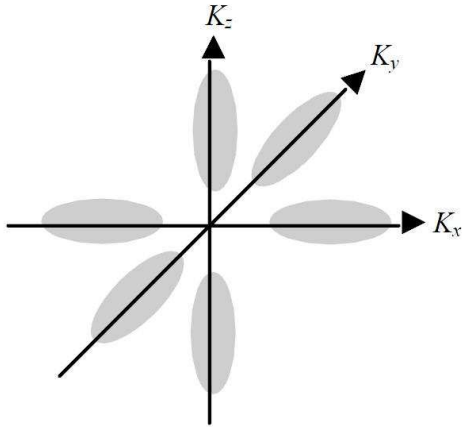


Ilustración 3. Elipsoides energía constante en la banda de conducción de silicio (100). Ilustración extraída de [SCHRED-2003].

Hay una pequeña modificación del procedimiento anterior cuando se aplica a los dispositivos MOS de silicio. Esto se debe a la estructura de bandas del silicio (fig. 3). En la ecuación de Schrödinger deberemos utilizar la masa efectiva longitudinal, que es $0.916m_0$ (donde m_0 es la masa de electrón libre) con degeneración 2 y la transversal $0.19m_0$ con degeneración 4 [Gámiz-1998].

La ecuación de Schrödinger tiene que ser resuelta dos veces, una vez para la masa efectiva longitudinal y de nuevo por la masa efectiva transversal. Por lo cual para cada masa efectiva se obtendrá un conjunto de subbandas.

Cada conjunto de subbandas puede ser visualizado como una familia. Debido a esto se obtendrán dos familias de subbandas diferentes para cada una de las masas efectivas. La familia de subbandas correspondientes a la masa efectiva longitudinal, se denominan subbandas “NO PRIMA”, y la otra familia de subbandas se denominan subbandas “PRIMA”.

La familia de subbandas no prima tiene asociada una masa efectiva mayor, por lo que sus energías son relativamente más pequeñas que para las subbandas prima. Normalmente, las subbandas más bajas (3 o 4 no primas) y las subbandas primas más bajas (2-3) están ocupadas a temperatura ambiente, otras subbandas se pueden ignorar en la mayoría de casos ya que tienen una población baja.

3.4. Efectos cuánticos en estructuras MOS

En las secciones previas hemos esbozado el cálculo mecánico cuántico para estructuras MOS. Hemos clarificado por qué necesitamos un enfoque cuántico y cómo resolver el problema. Sin embargo, nos queda saber cómo estos resultados cuánticos difieren del resultado clásico. El efecto directo en las estructuras MOS es un aumento de la tensión de umbral (aproximadamente el voltaje de puerta necesario para que se forme la capa de carga de inversión).

Sin embargo, debido a la cuantización, el nivel más bajo que los electrones ocupan no es la parte inferior de la banda de conducción, sino el primer nivel de energía, más alto que el extremo de la banda de conducción. Así que para conseguir la misma carga en inversión que en el caso clásico se necesita un voltaje de puerta mayor. Esto da lugar a un aumento de tensión en el umbral de MOSFET cuando se incluyen los efectos cuánticos.

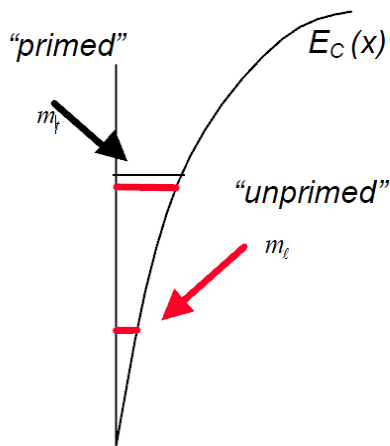


Ilustración 4 Potencial formado en la interfase semiconductor de óxido. Las líneas horizontales representan las sub-bandas. Ilustración extraída de [\[SCHRED-2003\]](#).

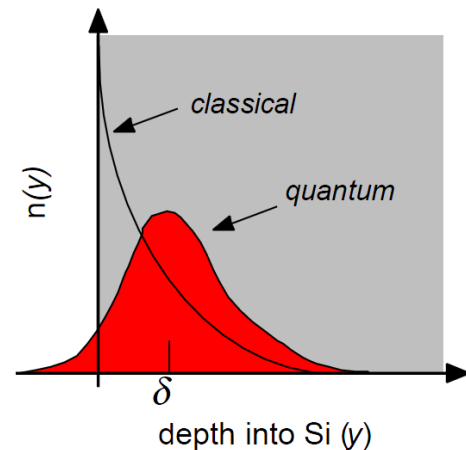


Ilustración 5 Distribución de la carga mecánica clásica y cuántica dentro de semiconductor. Ilustración extraída de [\[SCHRED-2003\]](#).

Otro efecto en el que se aprecian que los efectos cuánticos están relacionados con la distribución espacial de carga de inversión (se muestran ambas distribuciones, clásica y cuántica de la carga de inversión en la dirección del sustrato, dirección x , en la ilustración 5). La distribución clásica muestra un pico en la interfase semiconductor óxido, mientras que la distribución cuántica es completamente diferente y muestra un pico en el interior. El efecto neto es que el perfil real (mecánica cuántica) tiene una distancia media de la superficie mayor que la predicha por los cálculos clásicos. Como sabemos, la distancia promedio de la carga de inversión respecto a la superficie del óxido tiene el efecto de aumentar el espesor de óxido eficaz. Así, el cálculo de la mecánica cuántica predice un espesor de óxido efectivo mayor, lo que significa una capacidad de puerta inferior.

De este modo, para un cierto voltaje de la puerta, la cantidad de carga inversión será algo menor que el predicho por el análisis clásico.

3.5. El programa SCHRED

Schred 2.0 (que puede encontrarse en la web www.nanohub.org) calcula las funciones de onda y las correspondientes energías en estructuras MOS, SOS o SOI mediante la resolución de autoconsistencia de las ecuaciones 1D de Poisson y Schrödinger. La versión 2.0 tiene las siguientes características:

1. Se pueden simular cuerpos de silicio de tipo p y n para estructuras SOI o Bulk y puede asumir polisilicio de tipo n y p o metales con funciones trabajo específicas como contacto de puerta.
2. La simulación puede hacerse con y sin cuantización. En una simulación clásica pueden ser utilizados distribuciones de Fermi-Dirac o de Maxwell-Boltzmann.
3. Para el caso que incluye cuantización, la simulación con Schred 2.0 asume que el óxido se forma sobre silicio (100).
4. En la aproximación cuántica la versión 2.0 puede resolver tanto las regiones de operación de inversión y acumulación. Sin embargo, en cada región sólo un tipo de portador es tratado con mecánica cuántica, siempre en la aproximación de la masa efectiva.
5. La densidad de carga en la puerta se calcula siempre clásicamente. La versión 2.0 permite el uso de diferentes dieléctricos de puerta.
6. En las simulaciones cuánticas se utilizan masas efectivas longitudinales y transversales para electrones, lo que dan a lugar a las familias de sub-bandas no prima y prima respectivamente.
7. Para huecos, considera la banda de valencia con masas efectivas asociadas a los heavy-hole y light-hole.
8. Se consideran funciones de onda sin penetración en el óxido.
9. En el modo de simulación cuántico existe la posibilidad de corregir la correlación por intercambio.
10. Schred 2.0 produce las siguientes salidas: perfil del mínimo de la banda de conducción, densidad de carga en el canal, distancia media de los portadores a la superficie del óxido, capacidad total de puerta C_{TOT} y del óxido. Cuando se elige el modo de simulación cuántica también proporcionan las energías de las sub-bandas y funciones de onda.

4. RESULTADOS DE SIMULACIÓN Y PROPUESTA DEL NUEVO MODELO

4.1. Resultados SCHRED

Usando el simulador se ha obtenido una serie de resultados que han servido para poder representar:

- los potenciales de superficie,
- potenciales en centro del canal
- las cargas de inversión

en función de la tensión en puerta.

Se han realizado varios estudios mediante la elaboración de gráficas.

En uno de estos estudios se obtiene el comportamiento del transistor DGMOSFET modificando los valores de la anchura de la capa de silicio, Tsi (donde hemos tomado valores de 5, 8, 10, 15, 20 y 30 nm) y modificando paralelamente el grosor del oxido de puerta, Tox (tomando los valores de 1 y 2 nm).

Utilizando el simulador se han calculado a la vez los datos variando también la función de distribución y los efectos cuánticos. Por lo que se han obtenido diversos casos: para una función de distribución de Boltzmann sin efectos cuánticos, para una distribución de Fermi sin efectos cuánticos y también una distribución de Fermi con efectos cuánticos.

En las figuras 1, 2, 3, 4, 5 y 6 se representan estos resultados.

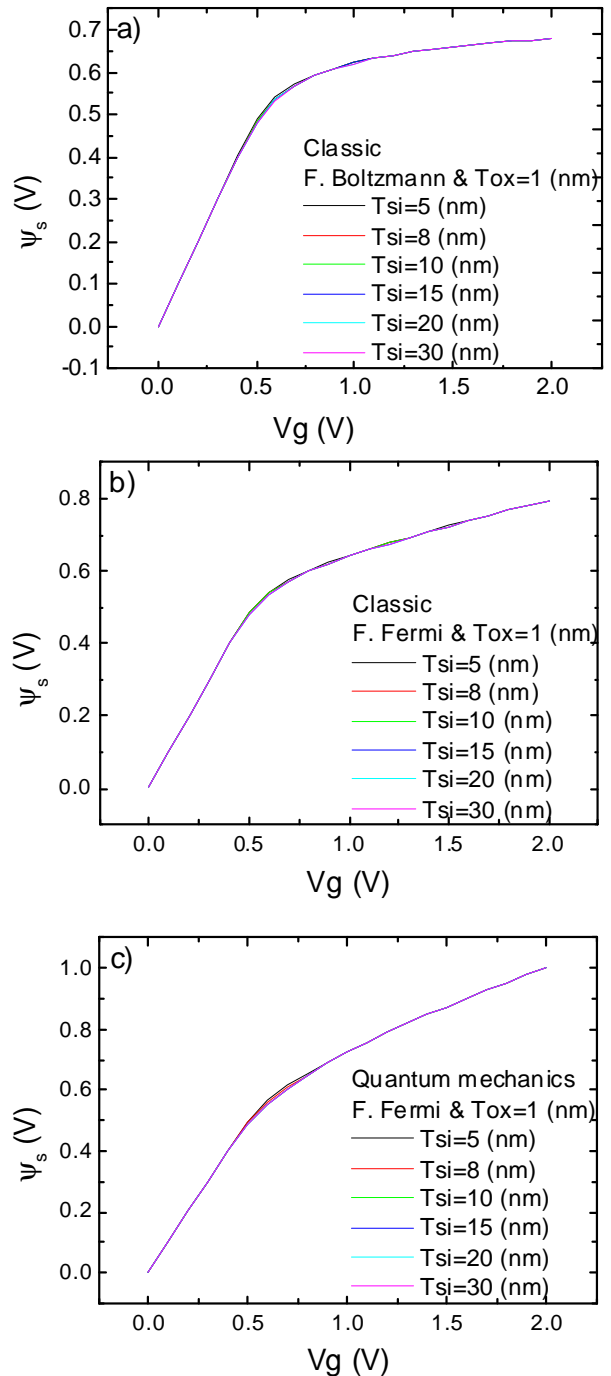


Figura 1. Potencial de superficie frente a la tensión en puerta para varias anchuras de la capa de silicio Tsi (5, 8, 10, 15, 20, 30 nm), y un grosor del oxido de puerta de Tox=1 nm. Estas gráficas se han calculado a) con una función de distribución de Boltzmann sin efectos cuánticos, b) con una función de distribución de Fermi sin efectos cuánticos y c) con una función de distribución de Fermi con efectos cuánticos.

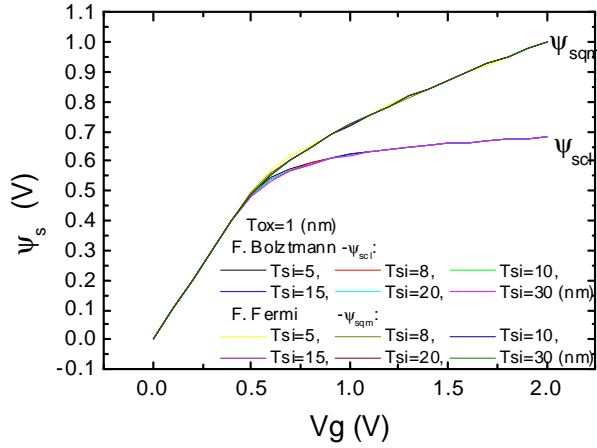


Figura 2. Potencial de superficie clásico (distribución de Boltzmann sin efectos cuánticos) y cuántico (distribución de Fermi con efectos cuánticos) frente a la tensión en puerta para varias anchuras de la capa de silicio Tsi (5, 8, 10, 15, 20, 30 nm) y un grosor del oxido de puerta de Tox=1 nm.

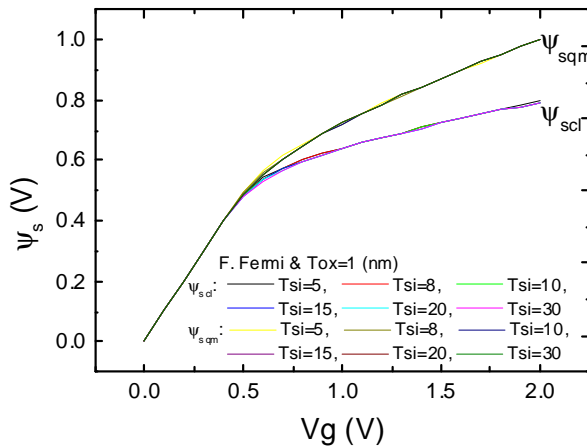


Figura 3. Potencial de superficie clásico (distribución de Fermi sin efectos cuánticos) y cuántico (distribución de Fermi con efectos cuánticos) frente a la tensión en puerta para varias anchuras de la capa de silicio Tsi (5, 8, 10, 15, 20, 30 nm), y un grosor del oxido de puerta de Tox=1 nm.

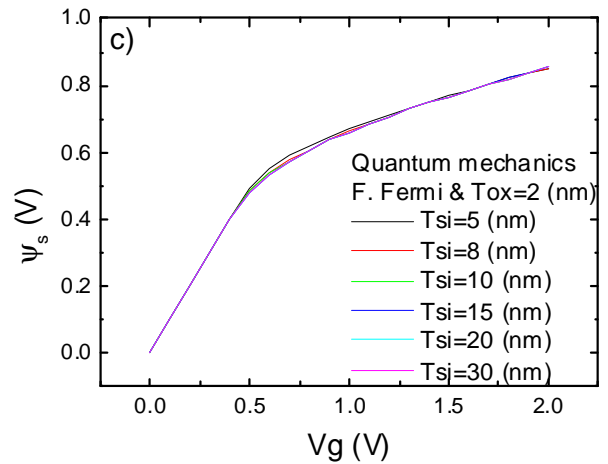
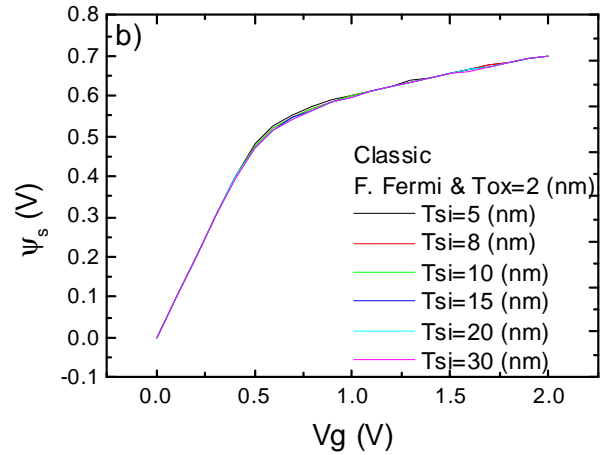
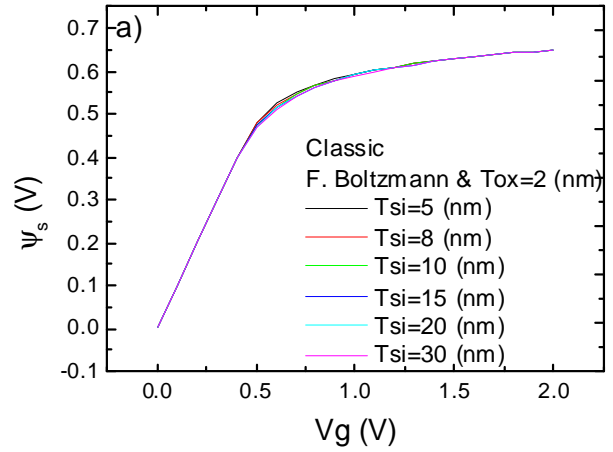


Figura 4. Potencial de superficie frente a la tensión en puerta para varias anchuras de la capa de silicio Tsi (5, 8, 10, 15, 20, 30 nm), y un grosor del oxido de puerta de Tox=2 nm. Estas gráficas se han calculado a) con una función de distribución de Boltzmann sin efectos cuánticos, b) con una función de distribución de Fermi sin efectos cuánticos y c) con una función de distribución de Fermi con efectos cuánticos.

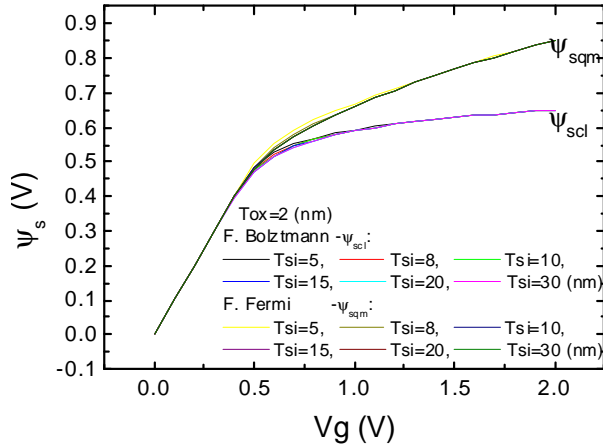


Figura 5. Potencial de superficie clásico (distribución de Boltzmann sin efectos cuánticos) y cuántico (distribución de Fermi con efectos cuánticos) frente a la tensión en puerta para varias anchuras de la capa de silicio Tsi (5, 8, 10, 15, 20, 30 nm) y un grosor del óxido de puerta de $Tox=2$ nm.

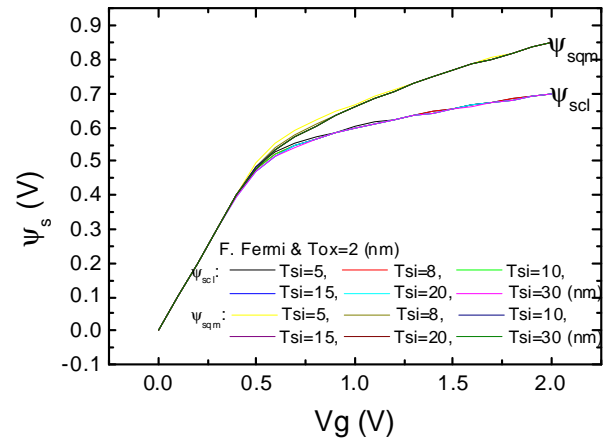


Figura 6. Potencial de superficie clásico (distribución de Fermi sin efectos cuánticos) y cuántico (distribución de Fermi con efectos cuánticos) frente a la tensión en puerta para varias anchuras de la capa de silicio Tsi (5, 8, 10, 15, 20, 30 nm) y un grosor del óxido de puerta de $Tox=2$ nm.

Se ha comprobado que los potenciales de superficie al igual que para la carga de inversión frente a la tensión de puerta, para las mismas distribuciones y mismo grosor del óxido de puerta, son iguales (con errores del orden de mV y un poco mayor en la zona de la tensión umbral para anchuras de dimensión menor) para todos los valores de las anchuras de la capa de silicio. Es decir, que la variación del valor de estos potenciales es tan pequeña entre los distintos potenciales de las distintas capas de silicio, que podíamos considerar la evolución del potencial frente a la tensión de puerta como una constante independientemente del valor de la anchura de la capa de silicio.

Comparando los potenciales de las distintas distribuciones, sin efectos cuánticos, podemos comprobar cómo la distribución de Fermi se curva para tensiones de puerta altas dándonos valores de potencial mayores. De donde podemos deducir que estos potenciales depende, además de la tensión en puerta, del grosor del óxido.

Por otro lado, observando ahora las gráficas obtenidas con resultados cuánticos, se observa que la curva de potencial con efectos cuánticos está por encima de la curva del potencial sin efectos cuánticos, sin embargo, la carga de inversión es menor en las curvas cuánticas. Por otro lado, el potencial en el centro del canal de silicio posee un comportamiento diferente. A medida que aumentamos la anchura de la capa de silicio, como cabría de esperar, disminuye su valor. Este comportamiento lo tiene en todos los casos, tanto incluyendo como obviando la cuantización, como podemos comprobar en las gráficas 7, 8, 9, 10, 11 y 12.

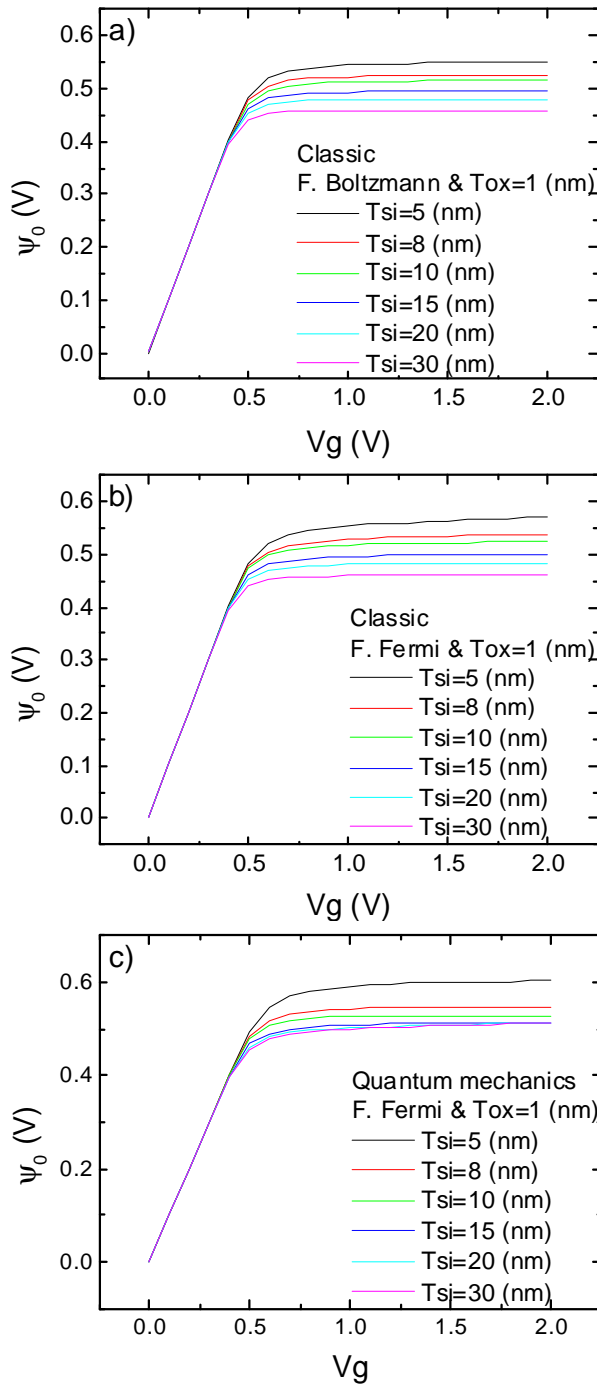


Figura 7. Potencial en el centro del cuerpo de silicio frente a la tensión en puerta para varias anchuras de la capa de silicio Tsi (5, 8, 10, 15, 20, 30 nm), y un grosor del oxido de puerta de $T_{ox}=1$ nm. a) Se ha calculado con una función de distribución de Boltzmann sin efectos cuánticos. b) Se ha calculado con una función de distribución de Fermi sin efectos cuánticos. c) Se ha calculado con una función de distribución de Fermi con efectos cuánticos.

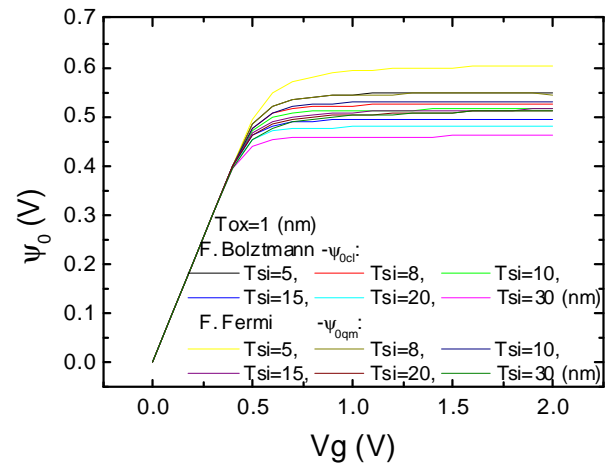


Figura 8. Potencial en el centro del cuerpo de silicio clásico (distribución de Boltzmann sin efectos cuánticos) y cuántico (distribución de Fermi con efectos cuánticos) frente a la tensión en puerta para varias anchuras de la capa de silicio Tsi (5, 8, 10, 15, 20, 30 nm) y un grosor del oxido de puerta de $T_{ox}=1$ nm.

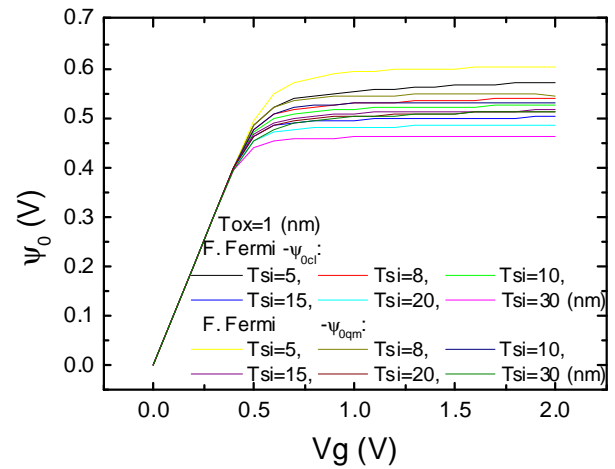


Figura 9. Potencial en el centro del cuerpo de silicio clásico (distribución de Fermi sin efectos cuánticos) y cuántico (distribución de Fermi con efectos cuánticos) frente a la tensión en puerta para varias anchuras de la capa de silicio Tsi (5, 8, 10, 15, 20, 30 nm), y un grosor del oxido de puerta de $T_{ox}=1$ nm.

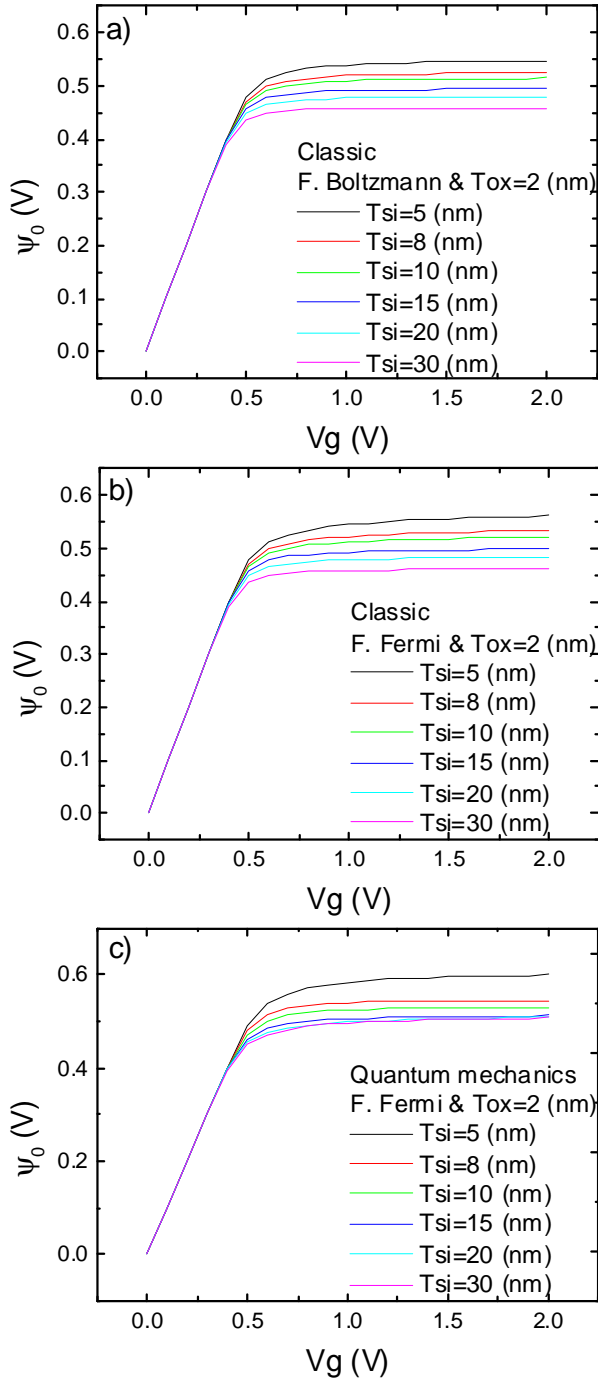


Figura 10. Potencial en el centro del cuerpo de silicio frente a la tensión en puerta para varias anchuras de la capa de silicio Tsi (5, 8, 10, 15, 20, 30 nm), y un grosor del oxido de puerta de $Tox=2$ nm. Estas gráficas se han calculado a) con una función de distribución de Boltzmann sin efectos cuánticos, b) con una función de distribución de Fermi sin efectos cuánticos y c) con una función de distribución de Fermi con efectos cuánticos.

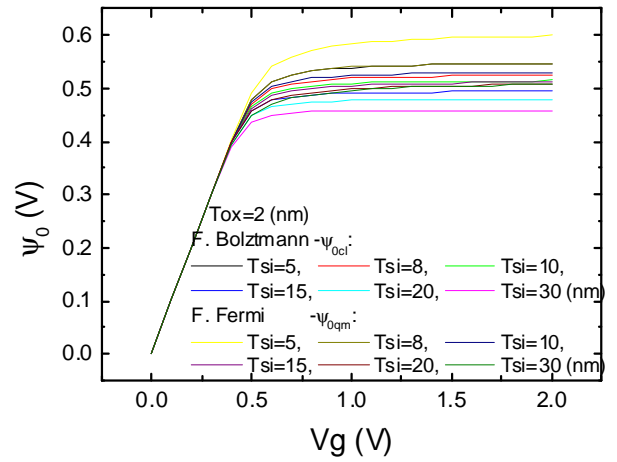


Figura 11. Potencial en el centro del cuerpo de silicio clásico (distribución de Boltzmann sin efectos cuánticos) y cuántico (distribución de Fermi con efectos cuánticos) frente a la tensión en puerta para varias anchuras de la capa de silicio Tsi (5, 8, 10, 15, 20, 30 nm) y un grosor del oxido de puerta de $Tox=2$ nm.

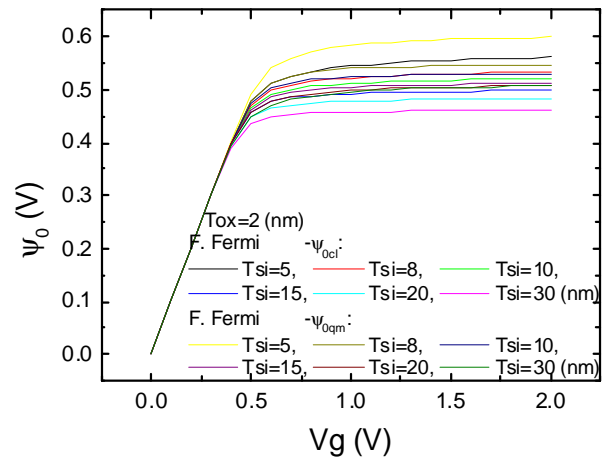


Figura 12. Potencial en el centro del cuerpo de silicio clásico (distribución de Fermi sin efectos cuánticos) y cuántico (distribución de Fermi con efectos cuánticos) frente a la tensión en puerta para varias anchuras de la capa de silicio Tsi (5, 8, 10, 15, 20, 30 nm) y un grosor del oxido de puerta de $Tox=2$ nm.

Por lo tanto los valores de esta tensión tienen una dependencia con la anchura de la lámina de silicio además de depender a su vez del grosor del oxido.

Para modelar posteriormente los datos con efectos cuánticos (ya que los clásicos podemos obtenerlos siguiendo el modelo de TAUR, Apéndice A), usando los resultados de SCHRED, restamos a estas tensiones cuánticas las tensiones de las distribuciones sin efectos cuánticos.

En estas nuevas gráficas (figuras 13, 14, 15 y 16) se observan unos comportamientos interesantes para las distintas tensiones.

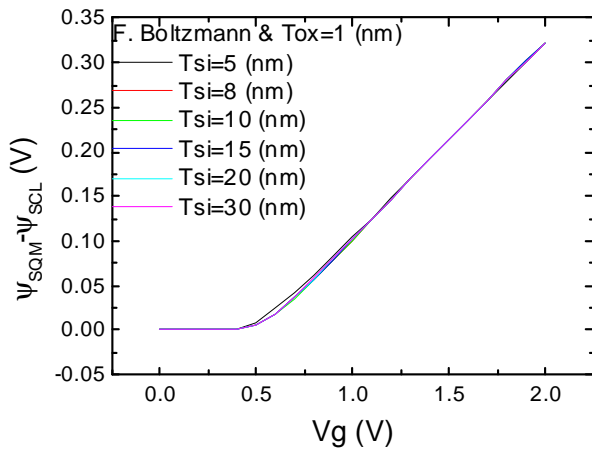


Figura 13. Diferencia de los potenciales de superficie clásicos (distribución de Boltzmann sin efectos cuánticos) y cuánticos (distribución de Fermi con efectos cuánticos) para varias anchuras de la capa de silicio Tsi (5, 8, 10, 15, 20, 30 nm) y un grosor del oxido de puerta de Tox=1 nm.

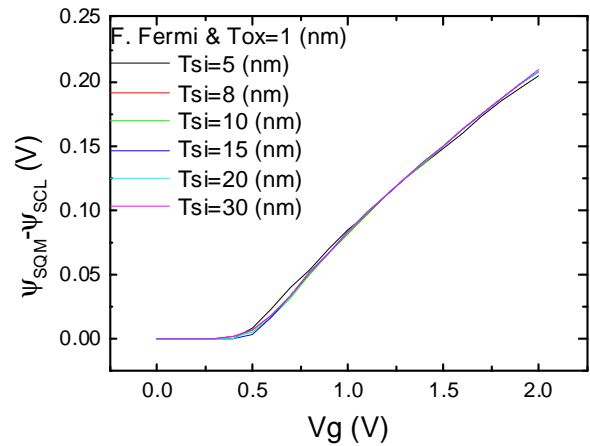


Figura 14. Diferencia de los potenciales de superficie clásicos (distribución de Fermi sin efectos cuánticos) y cuánticos (distribución de Fermi con efectos cuánticos) para varias anchuras de la capa de silicio Tsi (5, 8, 10, 15, 20, 30 nm) y un grosor del oxido de puerta de Tox=1 nm.

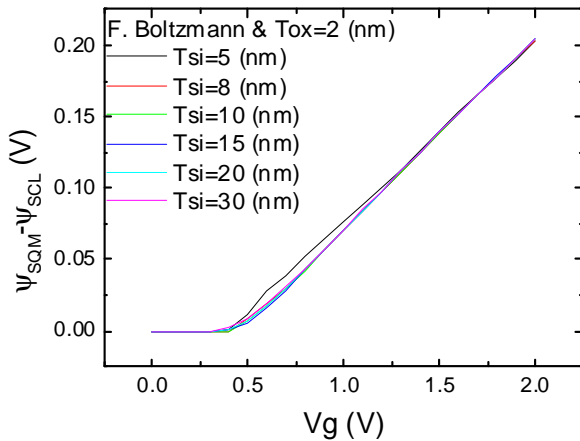


Figura 15. Diferencia de los potenciales de superficie clásicos (distribución de Boltzmann sin efectos cuánticos) y cuánticos (distribución de Fermi con efectos cuánticos) para varias anchuras de la capa de silicio Tsi (5, 8, 10, 15, 20, 30 nm) y un grosor del oxido de puerta de Tox=2 nm.

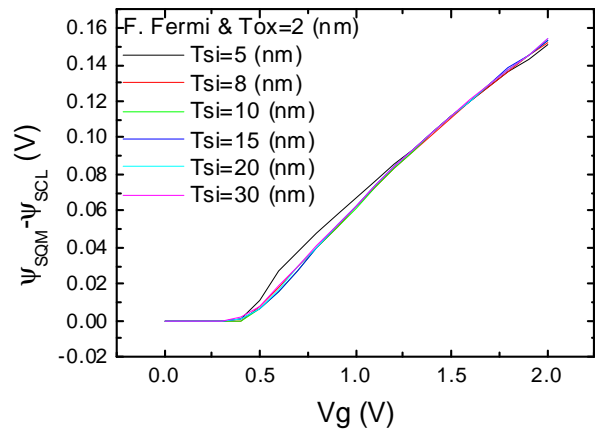


Figura 16. Diferencia de los potenciales de superficie clásicos (distribución de Fermi sin efectos cuánticos) y cuánticos (distribución de Fermi con efectos cuánticos) para varias anchuras de la capa de silicio Tsi (5, 8, 10, 15, 20, 30 nm) y un grosor del oxido de puerta de Tox=2nm.

Podemos ver que la diferencia del potencial de superficie ($\Psi_{\text{SQM}} - \Psi_{\text{SCI}}$) tiene un comportamiento igual para un ancho del oxido de puerta y las mismas distribuciones sin apreciar muchas diferencias para las distintas anchuras de la capa de silicio. La diferencia del potencial es nula hasta llegar a una tensión de puerta cercana a 0.52, sin embargo luego, y este es uno de los resultados importantes del estudio, la diferencia aumenta de forma lineal con una pendiente fija independientemente de T_{Si} . Esta tensión de puerta en la que la diferencia del potencial aumenta debe de estar relacionada con la tensión umbral. Más tarde la estudiaremos con más detenimiento, comprobando también las distintas maneras de obtenerla.

Para la distribución de Fermi sin efectos cuánticos no es una línea totalmente recta, aunque a efectos prácticos una recta con una pendiente fija aproxima los datos obtenidos. Por este motivo calculamos los potenciales de superficie clásicos sólo para una distribución de Boltzmann. En definitiva a partir de aquí estudiamos sólo los datos para una distribución de Boltzmann sin efectos cuánticos y una distribución de Fermi con efectos cuánticos. Estas gráficas si podremos simularlas con facilidad.

En el caso del potencial en el centro de la capa de silicio es un tanto diferente. Al depender de la anchura de la capa de silicio hay una expresión diferente para cada valor de esta. Y las líneas presentan unas figuras que no podemos modelar porque no presentan un comportamiento predecible.

Para ver como varía la diferencia del potencial de superficie con el grosor de las puertas de oxido, se ha dejado fija la anchura de la capa de silicio y se han obtenido los potenciales para distintas anchuras del óxido de puerta: 0.2, 0.6, 0.8, 1, 1.5, 2, nm donde se comprueba que a mayor T_{ox} menor pendiente, Figura 17.

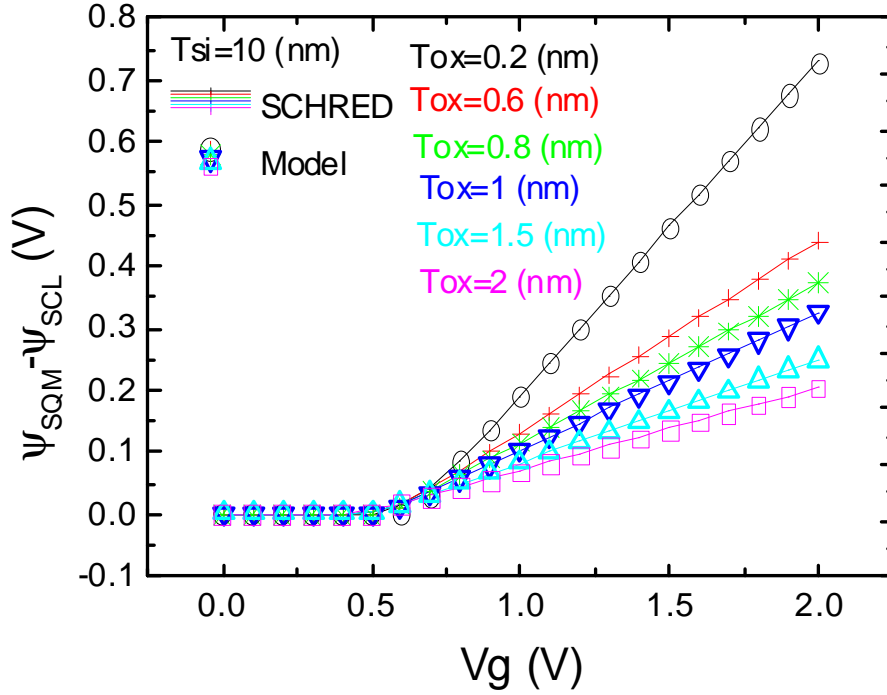


Figura 17. Diferencia de los potenciales de superficie clásicos (distribución de Boltzmann sin efectos cuánticos) y cuánticos (distribución de Fermi con efectos cuánticos) para una anchura de la capa de silicio $T_{si}=10$ nm y varios grosores del óxido de puerta T_{ox} (0.2, 0.6, 0.8, 1, 1.5, 2 nm). Las líneas en puntos con símbolos provienen del cálculo de estas diferencias de tensión ajustando con la ecuación obtenida para nuestro modelo.

4.2. Simulación

Para obtener los potenciales de superficie y las cargas de inversión con efectos cuánticos basta con modelar la diferencia entre los potenciales de superficie. Las gráficas de las diferencias de potenciales de superficie clásico y cuántico frente a la tensión de puerta muestran un comportamiento lineal antes y después de la tensión umbral.

Por lo que considerando este aspecto, el diferencial de potencial de superficie se aproxima a una ecuación por partes de dos rectas:

$$\Delta\psi_s = \begin{cases} 0 & V_G < V_T \\ m \cdot V_G + n & V_G \geq V_T \end{cases} \quad (7)$$

En donde, usando los datos de SCHRED, se han obtenido las pendientes y las ordenadas usando ajustes por mínimos cuadrados.

Nuestra gráfica no representa una función por partes como tal, por lo que para conseguir un mejor ajuste cerca de la tensión umbral y una expresión continua se recurre a la **función escalón de Heaviside**.¹

Para una aproximación correcta mediante una función de derivada continua a la función escalón, se puede usar la función:

$$H(x) \approx \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \tanh(kx) = \frac{1}{1 + e^{-2kx}} \quad (8)$$

donde una k más grande corresponde a una transición más abrupta en $x = 0$.

En nuestras gráficas el punto donde se produce ese cambio está relacionado con la tensión umbral, por lo tanto tenemos que modificar la ecuación anterior y en la exponencial introduciremos esta variación $-(V_G - V_T)$.

En nuestro estudio hemos aproximado este punto de cambio de pendiente, donde inicia el crecimiento la carga de inversión, a los valores de n/m (la ordenada en el origen entre la pendiente de la segunda recta, ver ecuación (7)) ya que los datos obtenidos de este modo se ajustan mejor a los resultados de SCHRED, como más tarde veremos, que los resultados obtenidos con la tensión umbral como punto de cambio de pendiente.

Donde se ha elegido $k=1000$, para que se muy abrupto, para así disminuir el error, y para mantener la correcta dimensional de la ecuación tendrá unidades de V^{-1} .

Para completar el modelo, se agrupa todo en una sola función, una vez obtenidos las pendientes y las ordenadas en función de la anchura de la capa de oxido, quedando la siguiente ecuación:

$$\Delta\psi_s = \frac{1}{1 + e^{\frac{(\frac{n}{m} - V_G)}{0.001}}} (mV_g + n); \quad (9)$$

¹ La **función escalón de Heaviside**, también llamada **función escalón unitario**, debe su nombre al matemático inglés Oliver Heaviside. Es una función discontinua cuyo valor es 0 para cualquier argumento negativo, y 1 para cualquier argumento positivo:

$$\forall x \in \mathbb{R}: \quad u(x) = H(x) = \begin{cases} 0 & \text{si } x < 0 \\ 1 & \text{si } x \geq 0 \end{cases} \quad (H)$$

Donde m es la pendiente de la recta y n (V) es la ordenada en el origen, V_g (V) la tensión puerta y donde hemos introducido la k como $1/0.001$ (V).

Podemos ver los resultados comparados con los datos de SCHRED en la figura 17 y 19.

Lo último que quedaría por modelar son los valores de m y n que se obtienen a través de unas ecuaciones para las condiciones que hemos predicho en SCHRED. Ajustando los datos de simulación se obtiene m y n , a través del método de mínimos cuadrados.

Para las anchuras de la capa de óxido, con valores entre 0.2 y 3 nm, (la franja de valores más usados en los artículos anteriormente mencionados) se ha tenido que dividir estas ecuaciones en dos regiones: $0 \leq T_{ox} \leq 2$ y $T_{ox} > 2$, ya que de no haberlo hecho así habiéramos obtenido una ecuación polinomial con mucho más de 6 términos.

$$\begin{aligned} m &= A T_{ox}^6 + B T_{ox}^5 + C T_{ox}^4 + D T_{ox}^3 + E T_{ox}^2 + F T_{ox} + G \\ n &= A' T_{ox}^6 + B' T_{ox}^5 + C' T_{ox}^4 + D' T_{ox}^3 + E' T_{ox}^2 + F' T_{ox} + G' \end{aligned} \quad (10)$$

La pendiente carece de unidades, y por tanto las constantes² de la pendiente tienen unidades que compensan las unidades a las que están elevados los T_{ox} de nm^{-1} .

$$A = -0,0353 \left(-3 \cdot 10^{-10}\right) \text{nm}^{-6}; B = 0,1712 \left(5 \cdot 10^{-9}\right) \text{nm}^{-5}; C = -0,1628 \left(-3 \cdot 10^{-8}\right) \text{nm}^{-4};$$

$$D = -0,4829 \left(-0,011\right) \text{nm}^{-3}; E = 1,3399 \left(0,0901\right) \text{nm}^{-2}; F = -1,3698 \left(-0,277\right) \text{nm}^{-1};$$

$$G = 0,7623 \left(0,417\right).$$

La ordenada en el origen por el contrario tiene unidades de potencial (V) y sus constantes tienen las unidades que se enumeran a continuación.

$$A' = 0,0299 \left(-2 \cdot 10^{-10}\right) \text{V/nm}^{-6}; B' = -0,1483 \left(3 \cdot 10^{-9}\right) \text{V/nm}^{-5}; C' = 0,1565 \left(-2 \cdot 10^{-8}\right) \text{V/nm}^{-4};$$

$$D' = 0,3596 \left(0,0088\right) \text{V/nm}^{-3}; E' = -1,0467 \left(0,0688\right) \text{V/nm}^{-2}; F' = 1,4035 \left(0,1992\right) \text{V/nm}^{-1},$$

$$G' = -0,5152 \left(-0,2582\right) \text{V}.$$

En este estudio m y n se resuelven para modelos con una distribución de Boltzmann, pero podemos observar representando con estas funciones las variaciones de los valores entre ambas distribuciones en la primera región de la anchura del óxido en la figura 18.

² Para no complicar la lectura las constantes vendrán dadas para la región $0 \leq T_{ox} \leq 2$ y entre paréntesis los valores para la región $T_{ox} > 2$

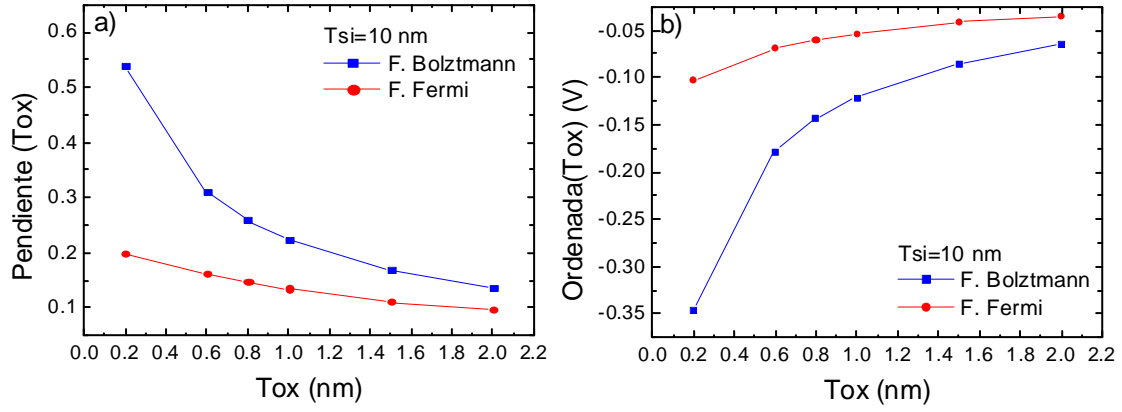


Figura 18. Representación para las distintas distribuciones de la a) pendiente y la b) ordenada de la recta de la diferencia de potencial de superficie.

4.3. Resultados Simulación

Obtenemos a continuación los ψ_s . Para los resultados de la distribución clásica usamos el Apéndice A usando el modelo de Taur [Taur-2001]. A continuación para la distribución cuántica sumamos $\Delta\psi_s$ y el potencial clásico que acabamos de obtener.

$$\psi_{SQM} = \Delta\psi_s + \psi_{SCI} \quad (11)$$

Podemos observar estos resultados en las Figuras 20-23.

Ahora para obtener la Q_i clásica y cuántica usamos la relación que podemos obtener de: [Taur-2001] (Ecuación 12 de Taur.).

$$V_G - \Delta\phi_i = \psi_s + \frac{Q_i}{2C_{ox}}; \Delta\phi_i = 0; \text{ por lo que } \frac{Q_i}{2C_{ox}} = V_G - \psi_s.$$

$$Q_i = (V_G - \psi_s) \cdot 2 \cdot C_{ox}; \quad (12)$$

Donde $C_{ox} = \epsilon_{ox}/T_{ox}$. Figuras 24-27. En estos dispositivos se desprecia la carga en depleción por utilizarse bajos dopados en la lámina de silicio.

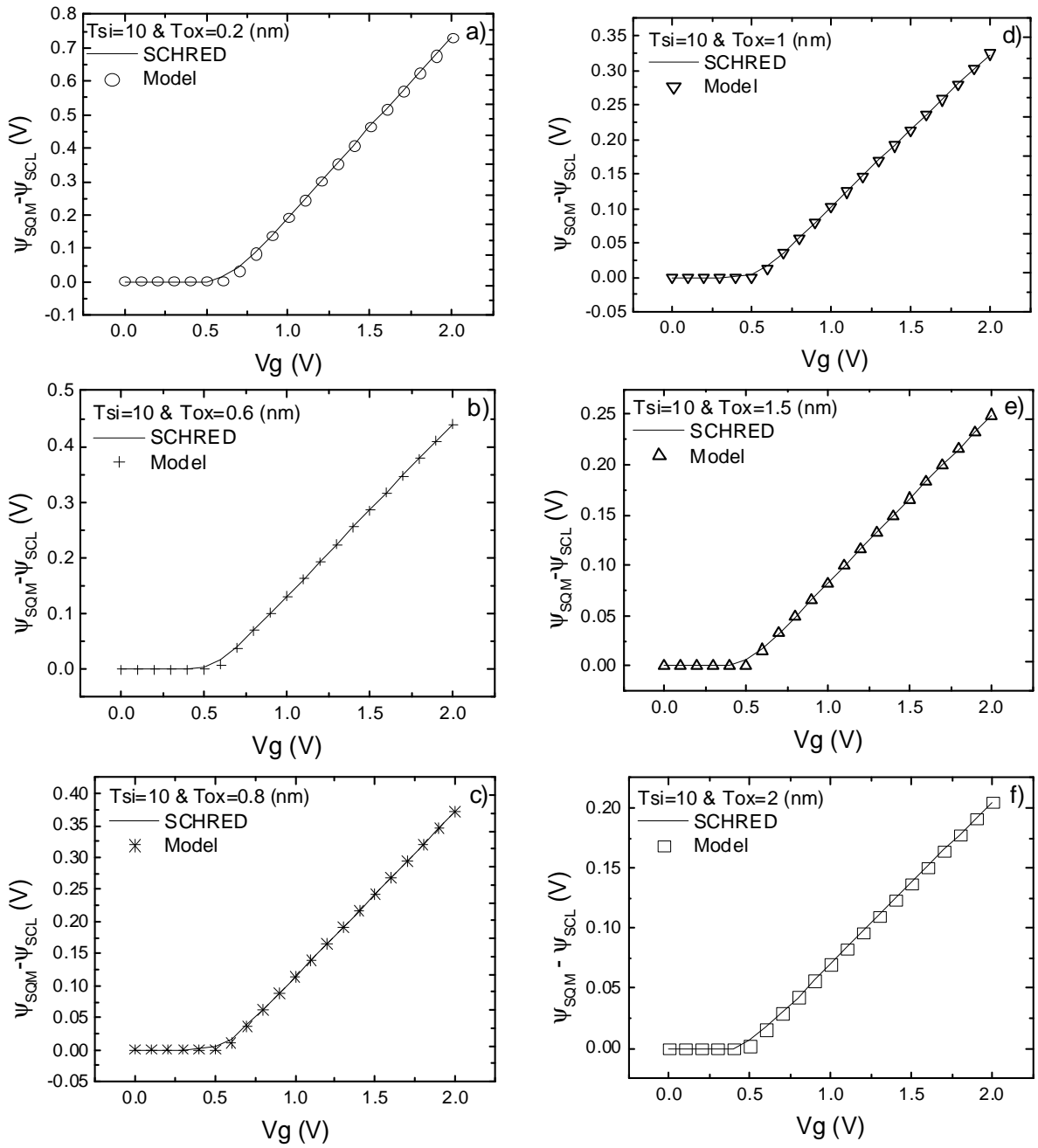


Figura 19. Diferencia de los potenciales de superficie para una anchura de la capa de silicio $T_{si}= 10$ nm y un grosor del oxido de puerta de a) $T_{ox}=0.2$ nm, b) $T_{ox}=0.6$ nm, c) $T_{ox}=0.8$ nm, d) $T_{ox}=1$ nm, e) $T_{ox}=1.5$ nm, f) $T_{ox}=2$ nm. Los símbolos son los datos obtenidos con nuestro modelo.

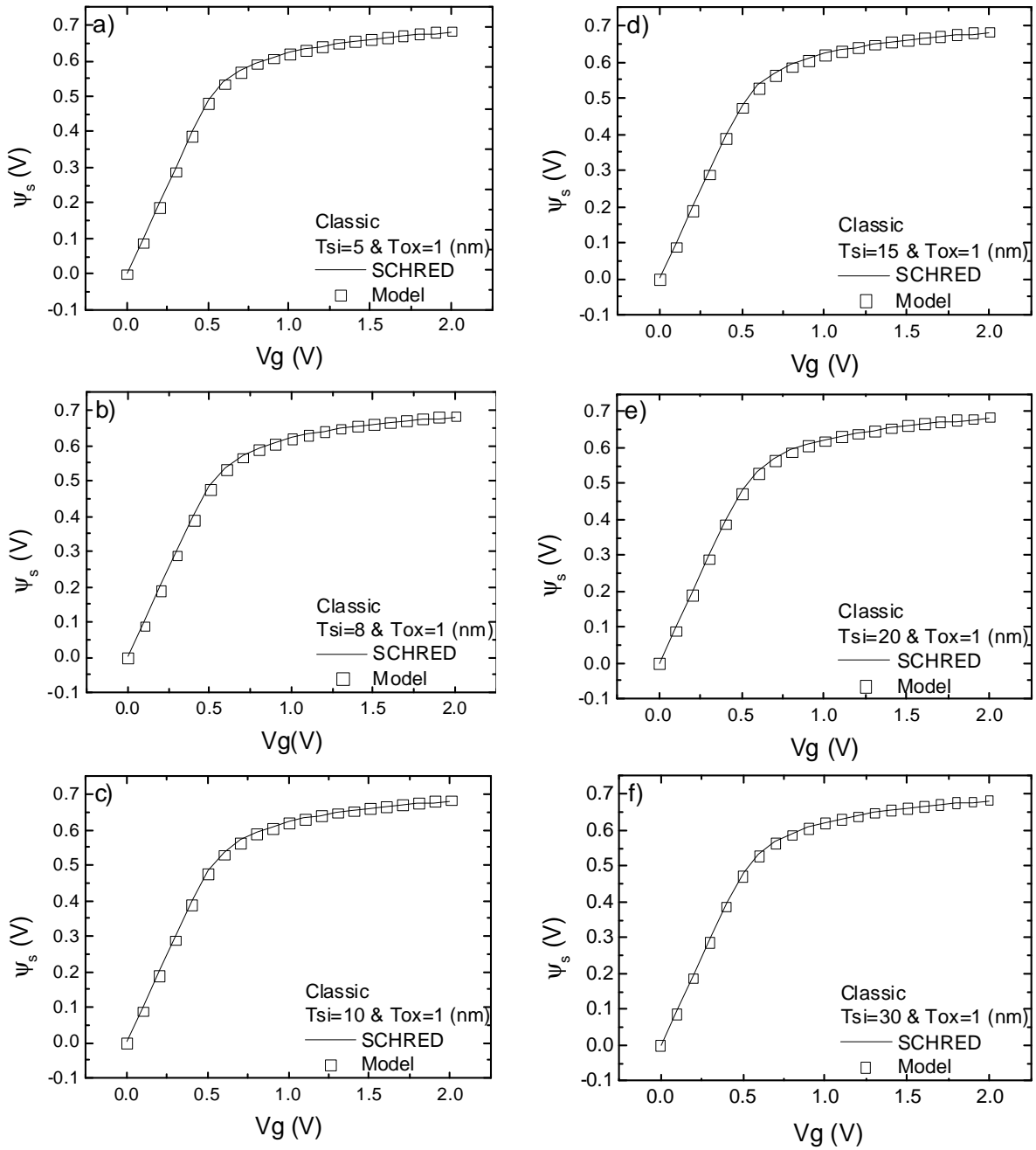


Figura 20. Comparación de potenciales de superficie frente a la tensión en puerta para varias anchuras de la capa de silicio (a) 5, b) 8, c) 10, d) 15, e) 20, f) 30 nm), y un grosor del oxido de puerta de $T_{ox}=1$ nm, de SCHRED y el modelo. Se ha calculado con una función de distribución de Boltzmann sin efectos cuánticos.

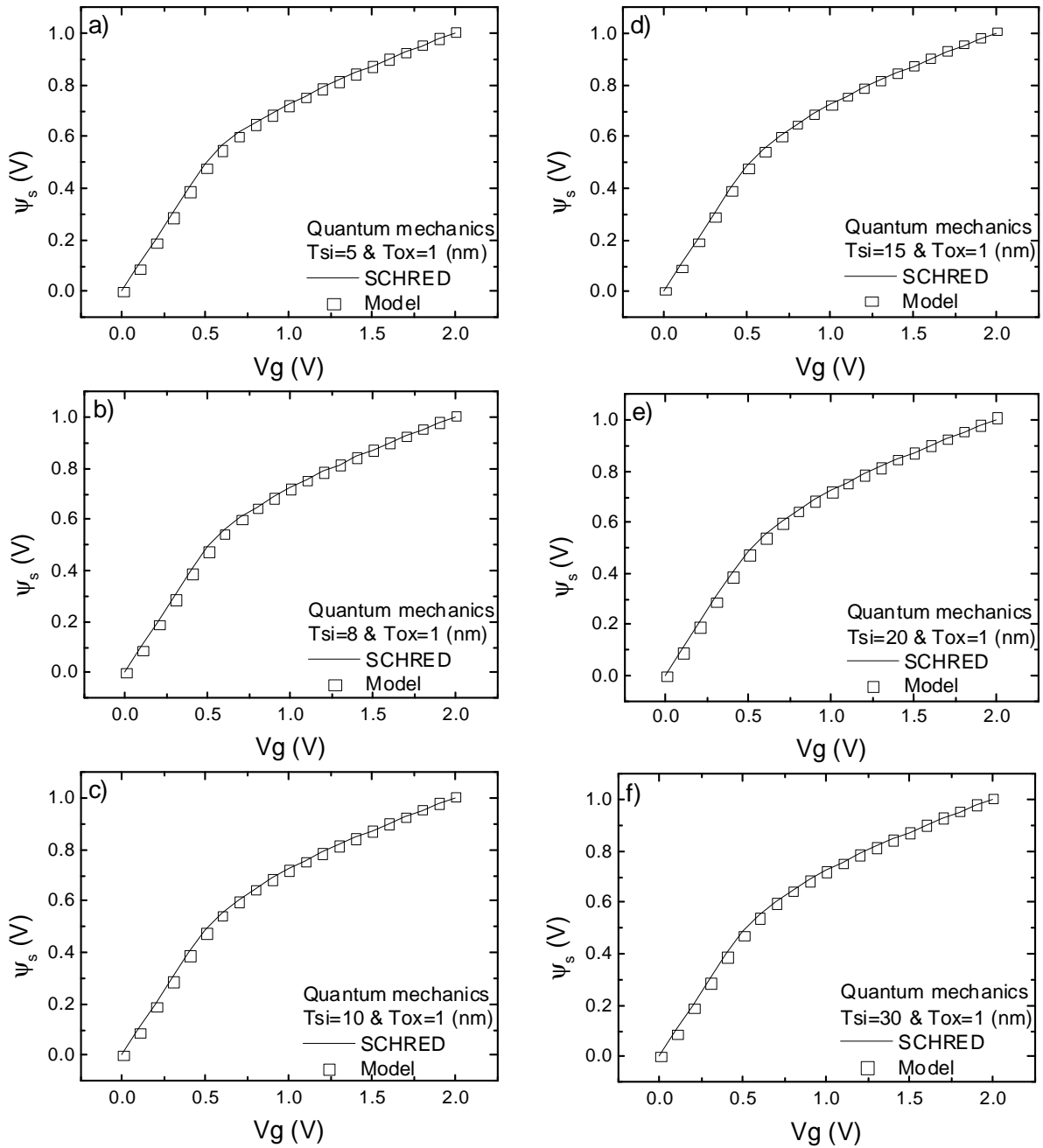


Figura 21. Comparación de potenciales de superficie frente a la tensión en puerta para varias anchuras de la capa de silicio T_{si} (a) 5, b) 8, c) 10, d) 15, e) 20, f) 30 nm), y un grosor del oxido de puerta de $T_{ox}=1$ nm, de SCHRED y el modelo. Se ha calculado con una función de distribución de Fermi con efectos cuánticos.

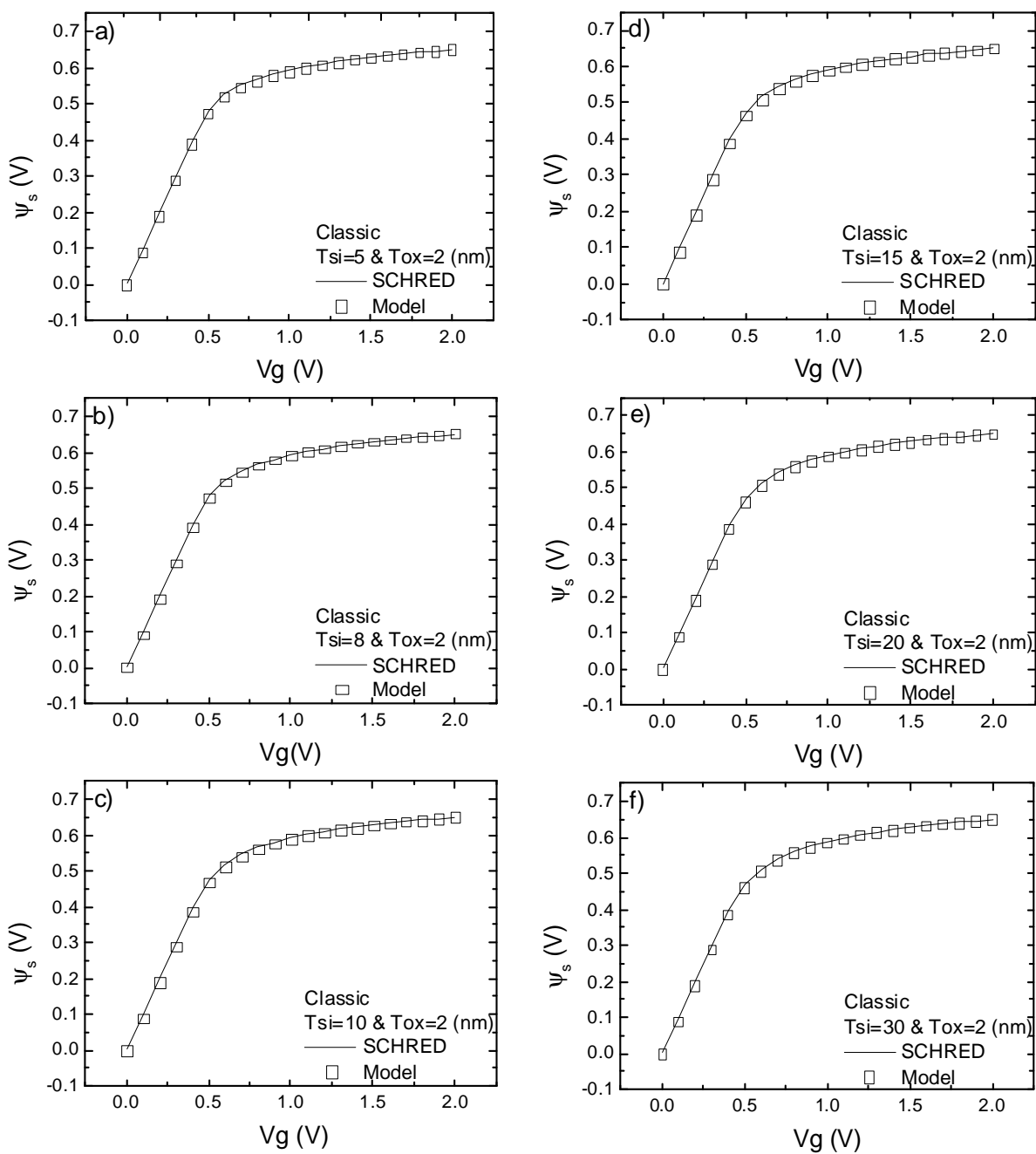


Figura 22. Comparación de potenciales de superficie frente a la tensión en puerta para varias anchuras de la capa de silicio T_{si} (a) 5, b) 8, c) 10, d) 15, e) 20, f) 30 nm), y un grosor del oxido de puerta de $T_{ox}=2$ nm, de SCHRED y el modelo. Se ha calculado con una función de distribución de Boltzmann sin efectos cuánticos.

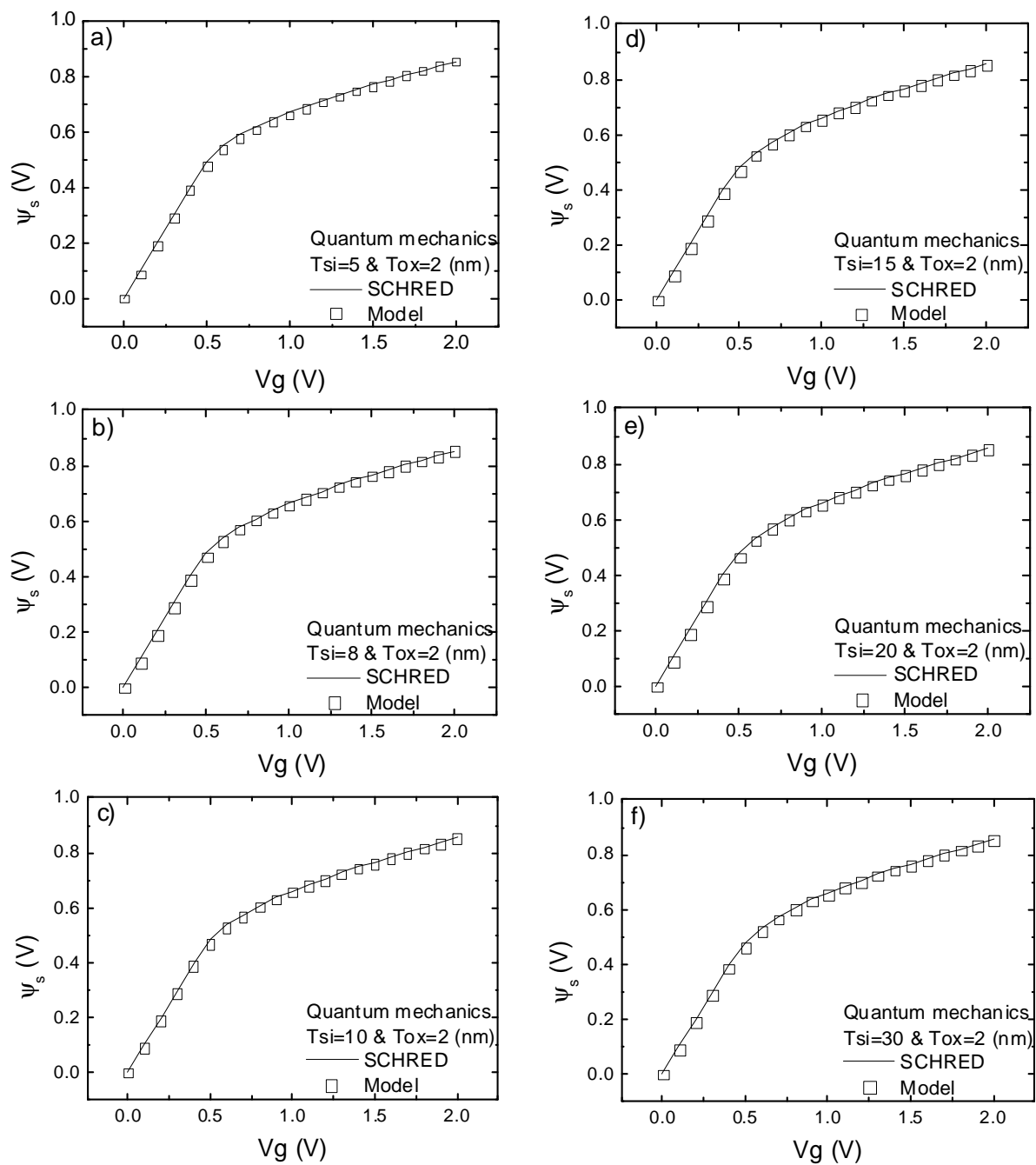


Figura 23. Comparación de potenciales de superficie frente a la tensión en puerta para varias anchuras de la capa de silicio T_{si} (a) 5, b) 8, c) 10, d) 15, e) 20, f) 30 nm), y un grosor del oxido de puerta de $T_{ox}=2$ nm, de SCHRED y el modelo. Se ha calculado con una función de distribución de Fermi con efectos cuánticos.

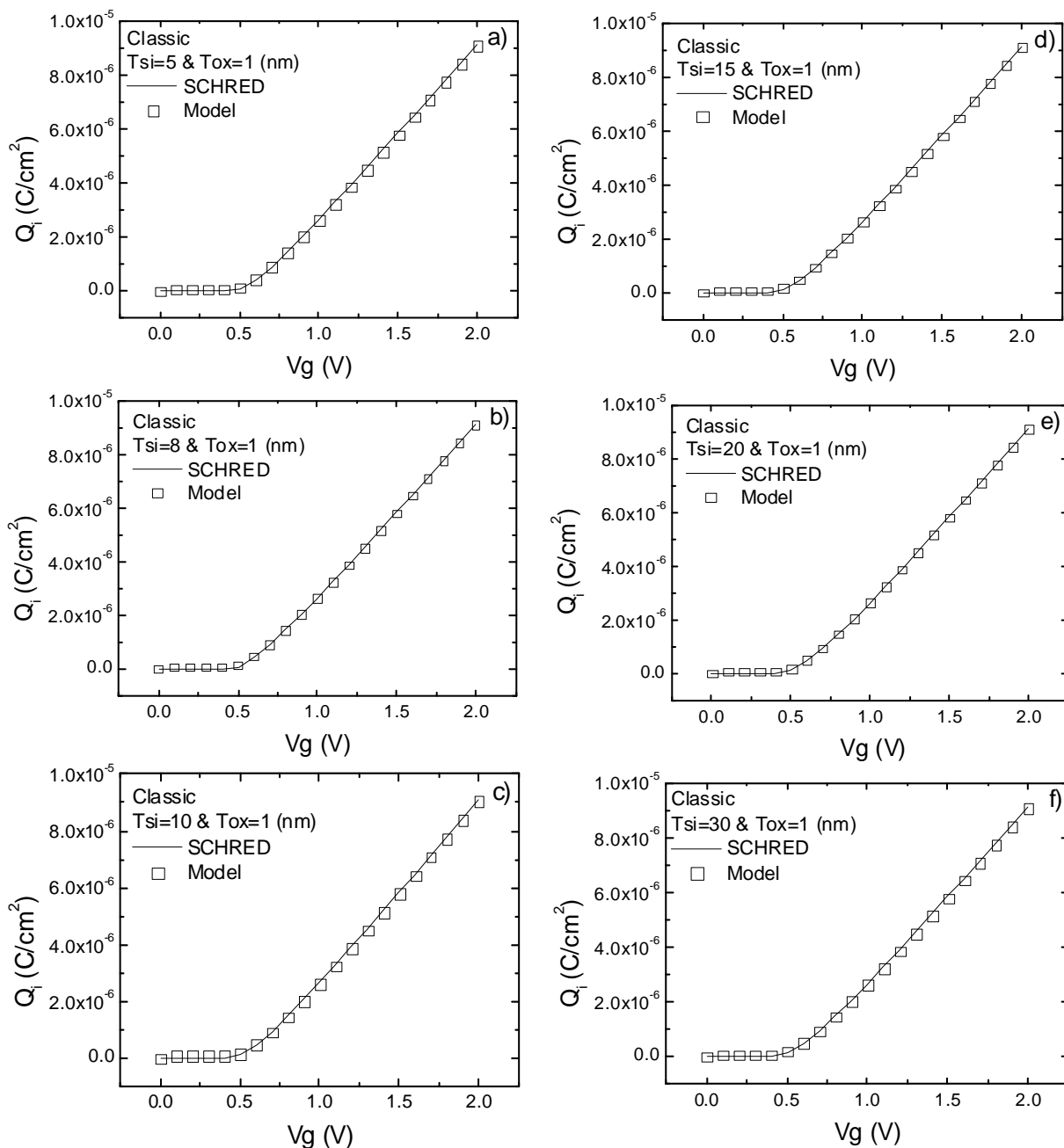


Figura 24. Comparación de la carga en inversión frente a la tensión en puerta para varias anchuras de la capa de silicio T_{si} (a) 5, b) 8, c) 10, d) 15, e) 20, f) 30 nm), y un grosor del oxido de puerta de $T_{ox}=1$ nm, de SCHRED y el modelo. Se ha calculado con una función de distribución de Boltzmann sin efectos cuánticos.

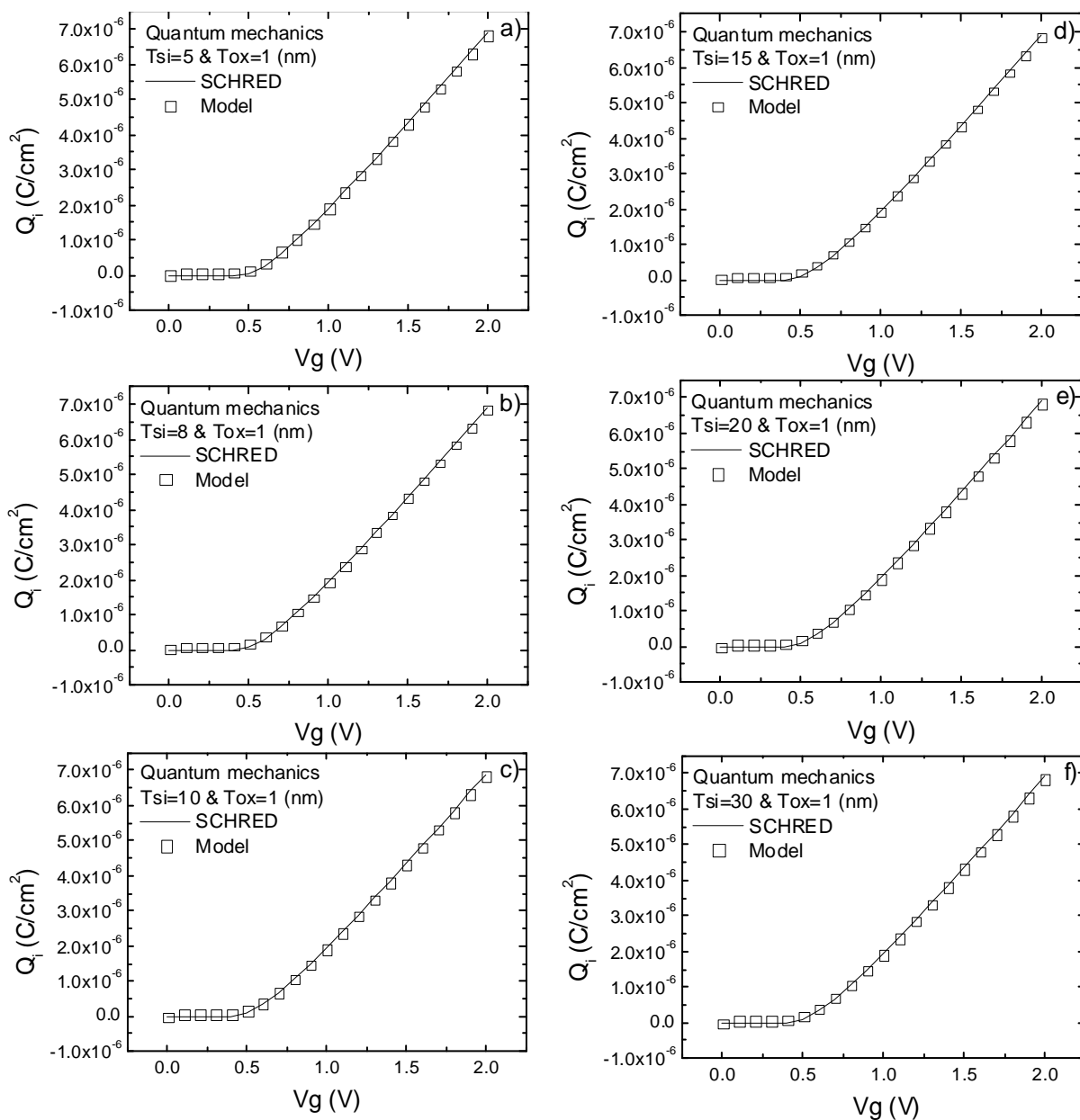


Figura 25. Comparación de la carga en inversión frente a la tensión en puerta para varias anchuras de la capa de silicio T_{si} (a) 5, b) 8, c) 10, d) 15, e) 20, f) 30 nm), y un grosor del oxido de puerta de $T_{ox}=1$ nm, de SCHRED y el modelo. Se ha calculado con una función de distribución de Fermi con efectos cuánticos.

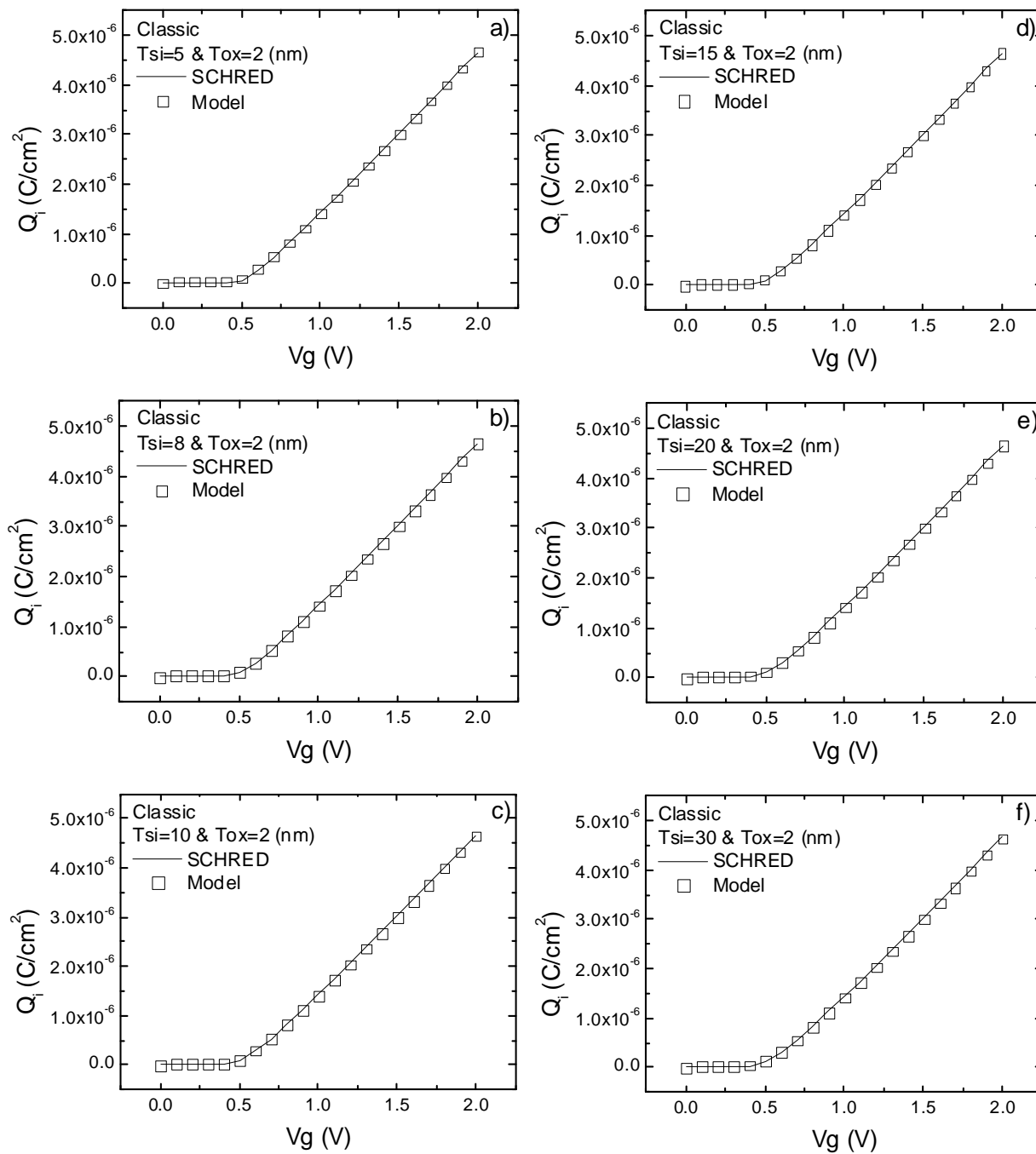


Figura 26. Comparación de la carga en inversión frente a la tensión en puerta para varias anchuras de la capa de silicio T_{si} (a) 5, b) 8, c) 10, d) 15, e) 20, f) 30 nm), y un grosor del oxido de puerta de $T_{ox} = 2$ nm, de SCHRED y el modelo. Se ha calculado con una función de distribución de Boltzmann sin efectos cuánticos.

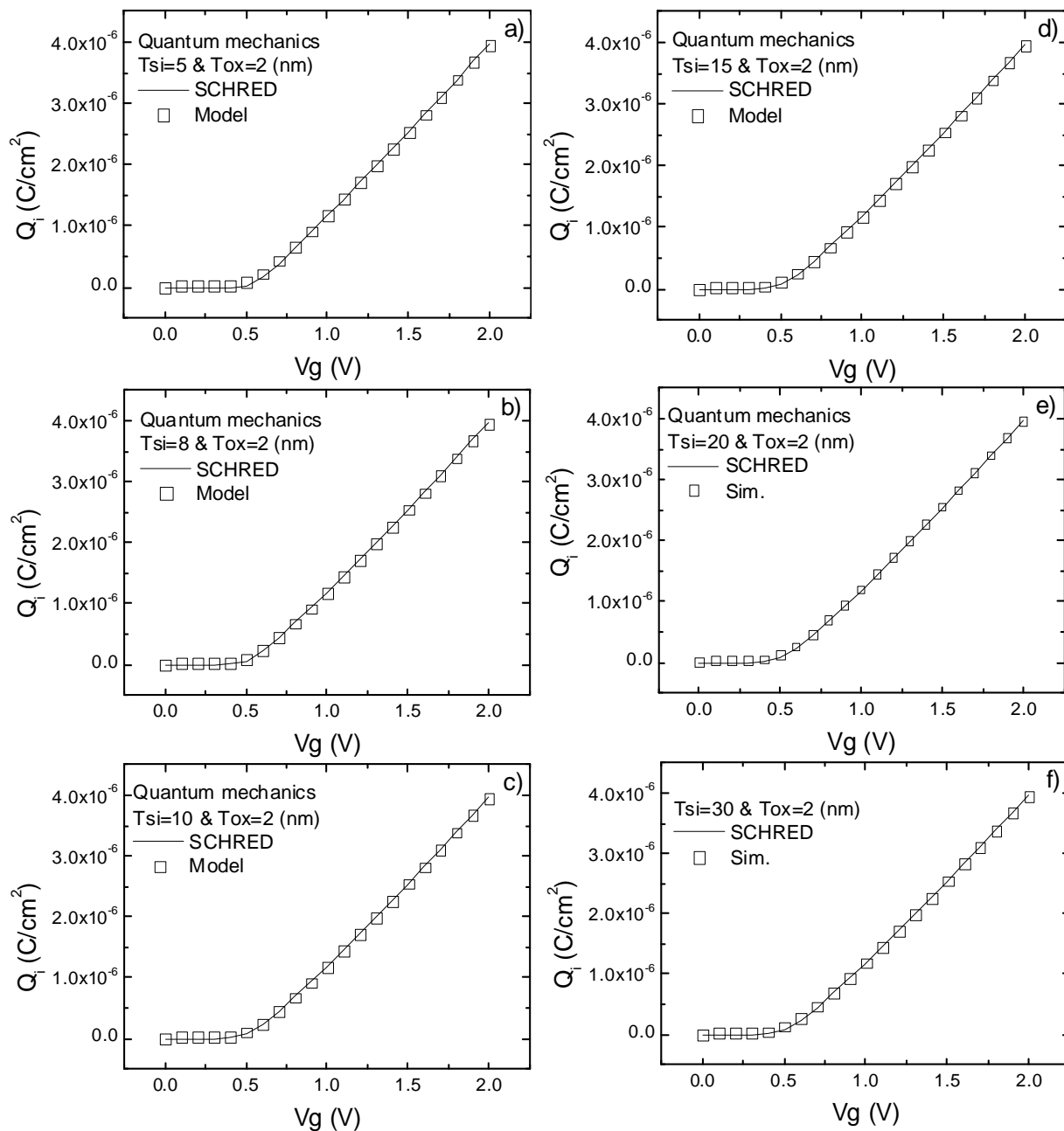


Figura 27. Comparación de la carga en inversión frente a la tensión en puerta para varias anchuras de la capa de silicio T_{si} (a) 5, b) 8, c) 10, d) 15, e) 20, f) 30 nm), y un grosor del oxido de puerta de $T_{ox}=2$ nm, de SCHRED y el modelo. Se ha calculado con una función de distribución de Fermi con efectos cuánticos.

Viendo los resultados de las figuras podemos deducir que el modelo se ajusta perfectamente a las simulaciones.

Una vez obtenidas estas gráficas, hacemos notar que los ajustes son mejores que en otros artículos: [Chaves-2010]. Figura 12.

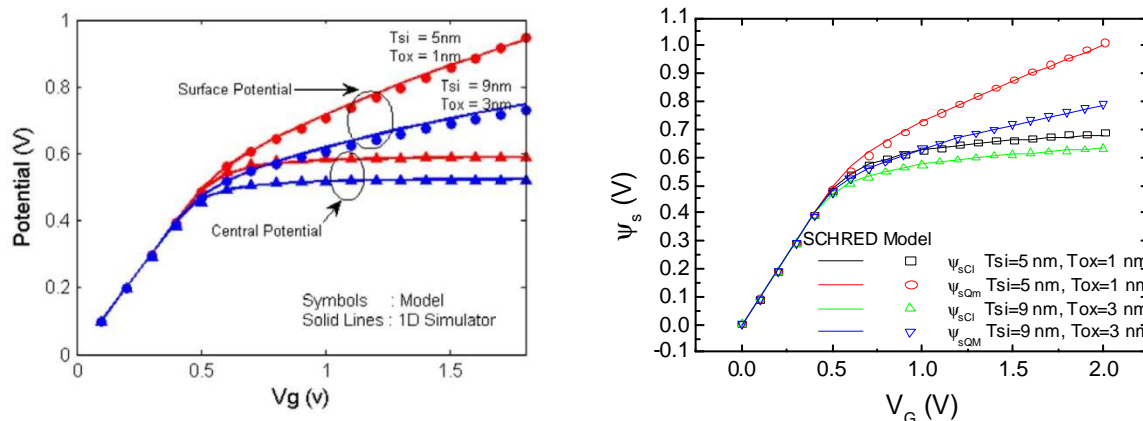


Figura 28. Comparando los resultados de [Chaves-2010](#), imagen de la izquierda, con el modelo que hemos desarrollado.

Otro comportamiento notable es la evolución del cociente de n/m . Esta es muy similar a la de la tensión Umbral con la anchura de la capa de oxido.

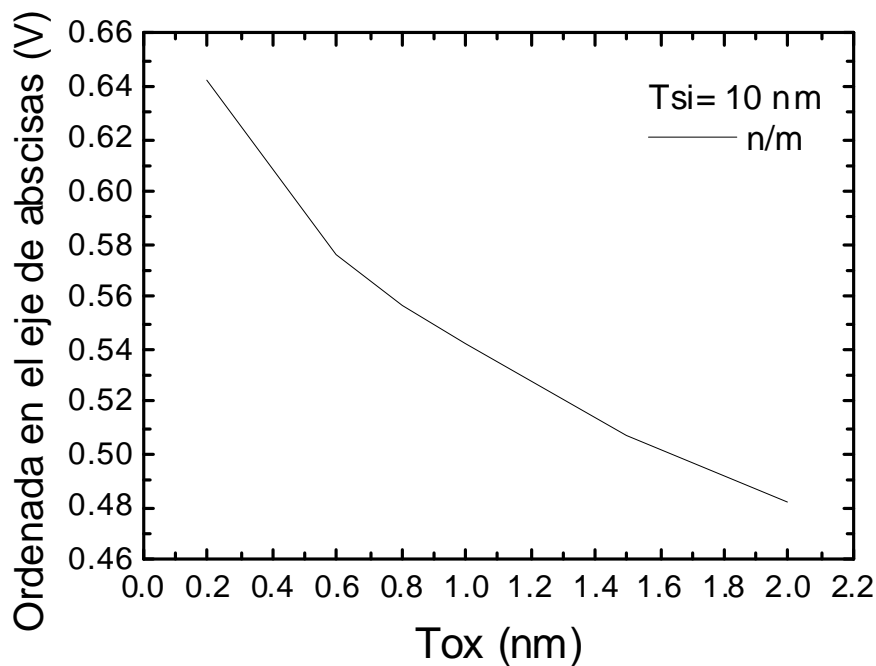


Figura 29. Representación de la tensión de puerta donde la pendiente de la diferencia de tensiones de superficie frente a la tensión de puerta corta el eje de abscisas frente a la anchura del oxido de puerta.

A la vista de esta gráfica advertimos que habría que modelar la tensión umbral en función del grosor del oxido de puerta. Este desarrollo se lleva a cabo en el siguiente apartado.

5. TENSIÓN UMBRAL

La tensión umbral (V_T) es tal vez el parámetro más descriptivo del dispositivo MOSFET. En general se define como el voltaje de puerta (V_G) a partir del cual se forma la carga de inversión y por tanto la corriente de drenador puede fluir si se aplica una tensión de drenador.

Existen diferentes métodos de extracción de este parámetro:

- (1) Método de la carga de inversión constante, se define la V_T como la tensión de puerta que corresponde a una determinada carga de inversión constante. [[Autran-2005](#)],
- (2) Método de la segunda derivada, donde se define V_T como el voltaje de la puerta a la que la doble derivada de la Q_i respecto a la tensión de puerta, manteniendo la tensión de drenador a un valor bajo y fijo, alcanza un máximo [[Ortiz-Conde-2013](#)].

- (1) Método de la carga de inversión constante:

Este método iguala a la tensión umbral V_T con la tensión de puerta para una carga de inversión Q_i en el canal de transistor. La carga en inversión viene descrita por la siguiente expresión:

$$Q_i = \frac{kT}{q} C_{ox} \quad (13)$$

Cuando Q_i sea igual que el valor de kTC_{ox}/q , su correspondiente valor de tensión de puerta equivaldrá a la tensión umbral. Se obtiene por tanto la tensión umbral para los distintos casos: con distinta anchura de la capa de silicio, distintos grosores de óxido de puerta y para las distintas distribuciones estadísticas para los portadores.

Con estos valores de las tensiones umbrales obtenidas de los distintos casos se representa la tensión umbral frente a la anchura de la capa de silicio para poder observar los cambios que sufre cuando hacemos más pequeñas las dimensiones del transistor.

Para obtener unos resultados más compactos y que nos reflejen mejor el estudio comparando los modelos se calcula la diferencia de tensión umbral.

Es decir:

$$\Delta V_T = V_{TQM} - V_{TCI}; \quad (14)$$

al igual que hicimos con la tensión en la superficie.

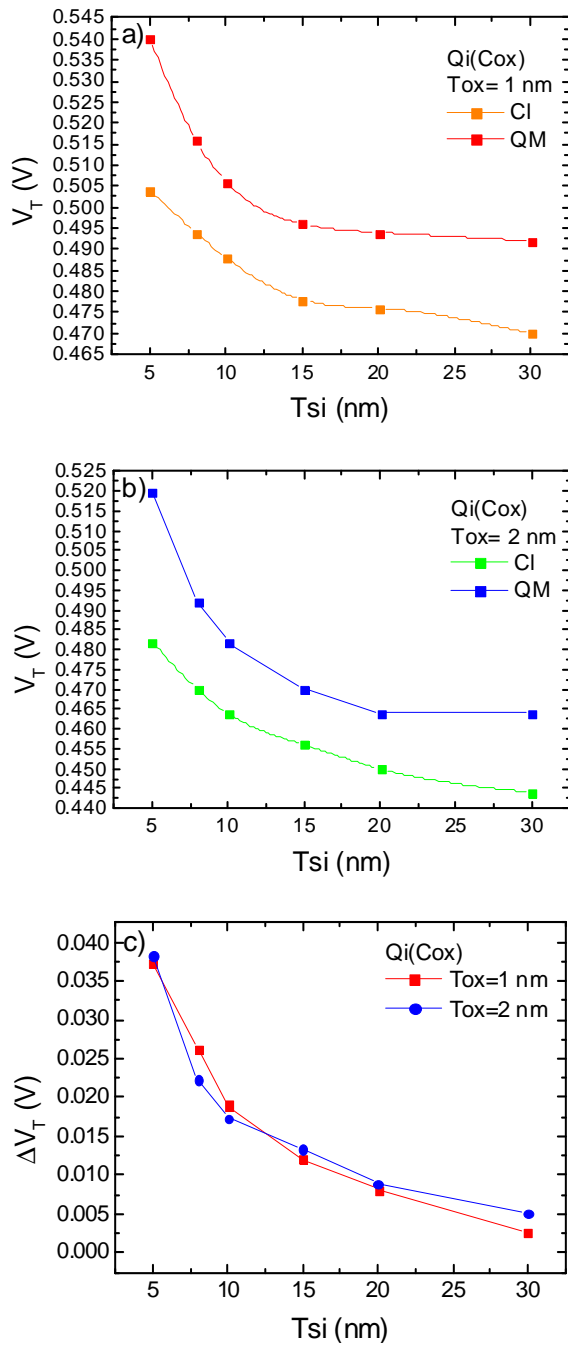


Figura 30. Tensión umbral frente a la anchura de la capa de silicio para varios grosores del oxido de puerta usando el método de la carga de inversión. a) $Tox=1\text{nm}$, b) $Tox=2\text{nm}$. c) Diferencia de tensión umbral.

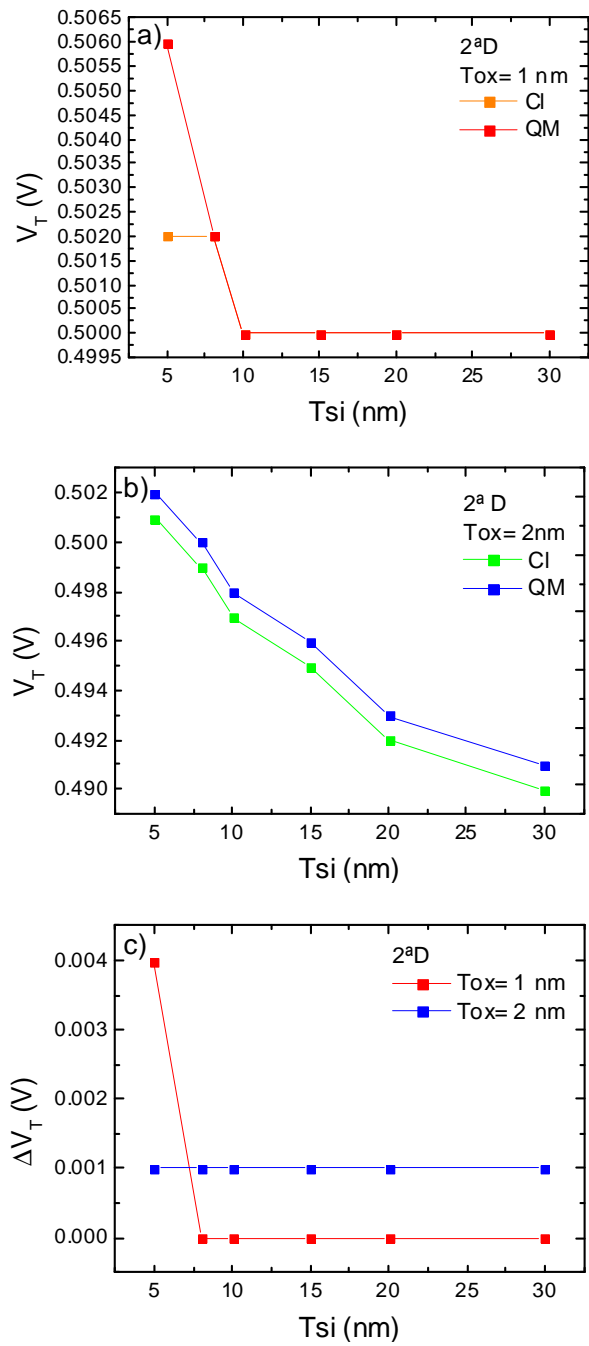


Figura 31. Tensión umbral frente a la anchura de la capa de silicio para varios grosores del oxido de puerta usando el método de la segunda derivada. a) $Tox=1\text{nm}$, b) $Tox=2\text{nm}$. c) Diferencia de tensión umbral.

(2) Método de la segunda derivada:

Determina el valor de V_T cuando el valor de la derivada segunda de V_G a la Q_i (es decir, $d^2 Q_i/dV_G^2$) presenta un máximo. Podemos describir un caso ideal en donde $Q_i=0$ para $V_G < V_T$, siendo Q_i directamente proporcional a V_G para $V_G > V_T$. Asumiendo esto, dQ_i/dV_G se convierte en una función de paso, que es cero para $V_G < V_T$ y es una constante positiva para $V_G > V_T$. Por lo tanto la segunda derivada divergiría exactamente en $V_G = V_T$. Tal suposición no es plausible en un dispositivo real, y por lo tanto ese valor no será infinito en V_T , pero si un máximo.

Calculando para los mismos casos que en el caso anterior vemos que aquí existen discrepancias respecto a la técnica anterior, figura 31.

El comportamiento de la tensión umbral en este método no es el que debería tener, o por lo menos no tan abrupto, por ello se ha recurrido a comprobar esta diferencia a través del cambio de tensión de umbral debido a los efectos cuánticos. [Wang-2010]

Hemos tratado de estimar teóricamente la diferencia entre los valores de la tensión umbral en la aproximación cuántica y clásica. Realizando un cálculo inicial podemos obtener aproximadamente el cambio de tensión umbral debido a los efectos cuánticos utilizando el menor nivel de energía debido a la cuantización, E_1 , a través de la siguiente ecuación, [Wang-2010] (ecuación 5):

$$V_T^{QM} - V_T^{Cl} = \Delta V_T = \frac{E_1}{q} = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2q m^* t_{si}^2}; \quad (15)$$

Pero debemos diferenciar los dos tipos de masa m^* , que es la masa a lo largo de la dirección de confinamiento: masa efectiva longitudinal, $0.916m_0$ (donde m_0 es la masa de electrón libre); masa efectiva transversal, $0.19m_0$.

La aproximación asociado a la primera subbanda nos da en realidad un valor del desplazamiento de tensión umbral mínimo y funciona con precisión para un DGMOSFET, en la que la primera subbanda acoge la mayoría de electrones debido a que las subbandas superiores se separan en energías mucho mayores que kT . La validez de esta aproximación se debilita a medida que la capa de silicio crece debido a la estrecha separación de las subbandas de energía.

Sin embargo, en este estudio se ha querido contar con la mayoría de los niveles de energía asociados tanto a subbanda prima y no-prima.

Para ello obtendremos esta diferencia de tensión umbral a través de la siguiente expresión:

$$\Delta V_T = (f_{11}E_{11} + f_{21}E_{21} + f_{31}E_{31} + f_{41}E_{41} + f_{12}E_{12} + f_{22}E_{22})/q \quad (16)$$

Los datos de las subbandas de la energía del electrón, E_{ij} , y el porcentaje de los niveles de ocupación, f_{ij} , se han obtenido usando el programa de simulación SCHRED, siendo i y j los subíndices que nos indican el nivel de energía asociado y el tipo de subbanda al que pertenece respectivamente.

Representando las diferencias de tensión umbral (eliminando quitando la modelada por la segunda derivada) mostramos que los datos obtenidos por el primer método se reproducen razonablemente.

Con estos datos elaboramos la figura 32.

Siguiendo nuestro estudio de la obtención de las propiedades cuánticas del DGMOSFET, observamos en el apartado anterior que el corte de la pendiente de la diferencia tensión de superficie con el eje de ordenadas tenía un comportamiento muy similar a la tensión umbral.

Si calculamos con estos métodos la variación de la tensión umbral respecto al grosor Tox , en vez de respecto a la anchura del silicio Tsi , observamos que usando el método de la carga de inversión constante, obtenemos una variación de la tensión umbral ínfimo.

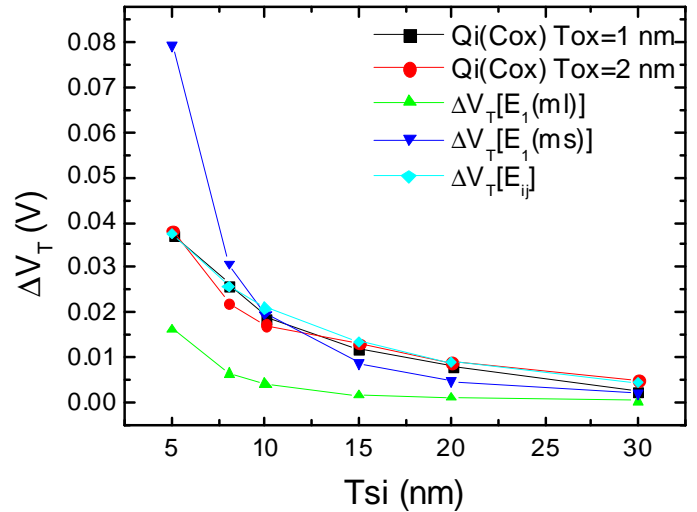


Figura 32. Diferencia de tensión umbral frente a la anchura de la capa de silicio obtenida mediante distintos métodos.

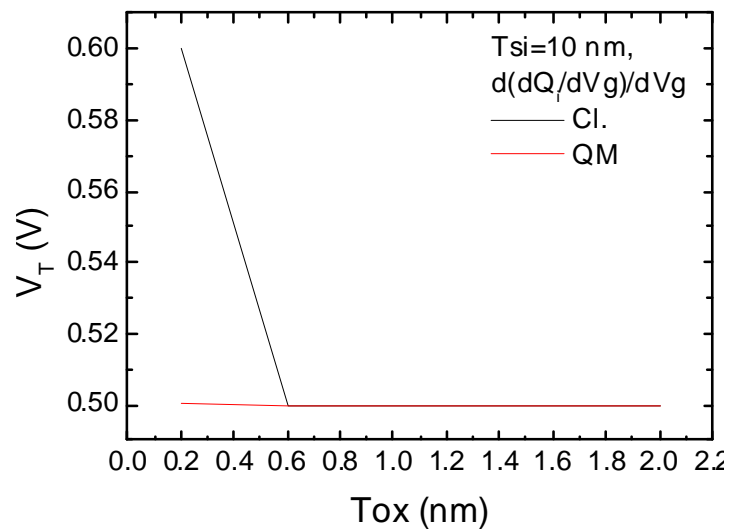


Figura 33. Cálculo de la tensión umbral usando el modelo de la derivada segunda para clásico y cuántico.

Además carece de un comportamiento lineal con la evolución de T_{ox} y esto no es lo que queremos estudiar.

Sin embargo mediante la obtención de la tensión umbral por el método de la segunda derivada conseguiremos unos resultados que tienen un comportamiento más acorde con la dependencia de la anchura.

Si comparamos las gráficas observamos, que la ordenada en el origen (n/m) en función del grosor del oxido en efecto se comporta como una tensión umbral, con una caída más suave (como podemos ver en la figura 34). Esta nueva tensión umbral pertenecería a la diferencia de potencial de superficie.

6. CONCLUSIONES

Hemos profundizado en el modelado del potencial de superficie y la carga en inversión en transistores DG MOSFET simétricos de bajo dopado. Se han utilizado la aproximación clásica y cuántica, y diferentes funciones de distribución estadística para los portadores de carga.

Se presenta un modelo analítico para el potencial de superficie y la carga en inversión para la aproximación clásica y cuántica que reproduce correctamente datos simulados. Se consideran dispositivos del diferente tamaño y para las distintas regiones de operación.

El modelo analítico depende del grosor de oxido de puerta a través de una variable que tiene un comportamiento similar al que tiene la tensión umbral con la anchura de la capa de silicio.

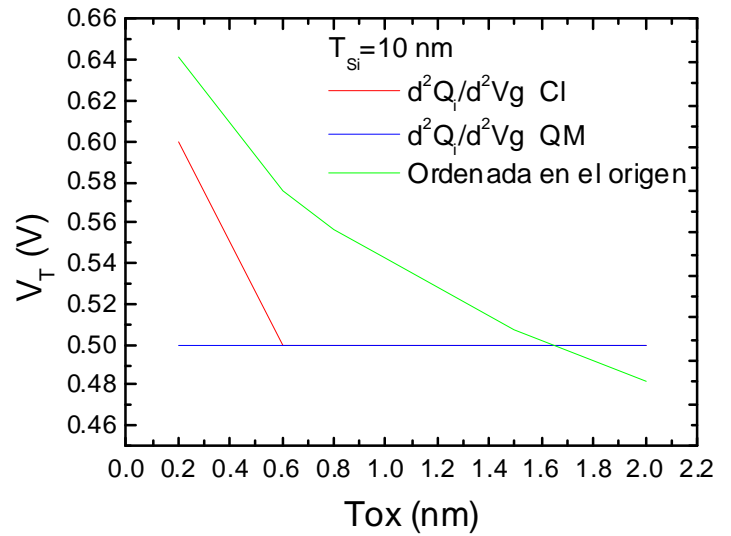


Figura 34. Diferentes modelados de la tensión umbral en comparación con la ordenada en el origen.

7. REFERENCIAS

- [Adell-2007] P. Adell, H.J.Barnaby., R.D. Schrimp, B. Vermeire, “Band to band tunneling (BBT) induced leakage current enhancement in irradiated fully depleted SOI devices”, *IEEE Transaction on Nuclear Science*, Vol. 5, nº 6, pp. 2174-2180, 2007.
- [Amara-2009] A. Amara, O. Rozeau, “Planar Double-Gate Transistor - From Technology to Circuit”, Springer, 2009.
- [Autran-2005] J. L. Autran, K. Nehari, D. Munteanu, “Compact modeling of the threshold voltage in silicon nanowire MOSFETs including 2D-quantum confinement effects”, *Molecular simulation*, Vol. 31, pp. 839-843, 2005.
- [Auth-1987] C.P. Auth, J.D. Plummer, “Scaling theory for cylindrical, fully-depleted, surrounding gate MOSFETs”, *IEEE Electron Device Lett.*, Vol. 8. nº9, pp. 410-412, 1987.
- [Balaguer-2011a] M. Balaguer, J.B. Roldán, F. Gámiz, “In-Depth Study of Quantum Effects in SOI DGMOSFETs for Different Crystallographic Orientations”, *IEEE Trans. Electron Devices*, Vol. 58, nº 12, pp. 4438-4441, 2011.
- [Balaguer-2011b] M. Balaguer, J.B. Roldán, L. Donetti, F. Gámiz, “An inversion charge model for n-type and p-type DGMOSFETs accounting for different substrate Orientations”, *EUROSOI, 2011 (Seventh Workshop of the Thematic Network on Silicon on Insulator technology, devices and circuits)*, Granada (Spain), January 17-19, 2011.
- [Celler-2003] G. Celler, S. Cristoloveanu, “Frontiers of silicon-on-insulator”, *J. Appl. Phys.* 93, pp.4955-4979, 2003.
- [Chaves-2010] F. Chaves, D. Jiménez, J. Suñé, “Explicit quantum potential and charge model for double-gate MOSFETs”, *Solid State Electronics* 54, pp. 530-535, 2010.
- [Cho-2007] H.J. Cho and J. D. Plummer. “Modeling of surrounding gate mosfets with bulk trap states”, *Electron Devices, IEEE transaction on*, 54(1):166-169, Jan 2007

- [Colinge-2004] J. P. Colinge, “Multiple-gate SOI MOSFETs”, *Solid-State Electronics*, 48, pp. 897–905, 2004.
- [Colinge-2008] J. P. Colinge, “FinFETs and Other Multi-Gate Transistors”, Springer Verlag, 2008.
- [Faynot-2011] O. Faynot, “Benefits and Challenges of FDSOI Technology for 14nm Node”, Tutorial at the SOI Conference. IEEE International SOI Conference, 2011.
- [Gámiz-1998] F. Gámiz, J.A. López-Villanueva, J.B. Roldán, A. Godoy, J.E. Carceller and P. Cartujo “Monte Carlo simulation of electron transport properties in extremely thin SOI MOSFETs” *IEEE Trans. Electron. Devices* 45, pp. 1122–1128, 1998.
- [Ge-2002] L. Ge, J. Fossum, “Analytical Modeling of Quantization and Volume Inversion in Thin Si-Film DG MOSFETs”, *IEEE Transactions on Electron Devices*, 49(2), pp. 287–294, February 2002.
- [Gnani-2004]. E. Gnani, S. Reggiani, M. Rudan, G. Baccarani, “A new approach to the self-consistent solution of the Schrödinger-Poisson equations in nanowire MOSFETs”, *ESSDERC 2004*, pp.177-180, 2004.
- [Iñiguez-2005] B. Iñiguez, D. Jiménez, J. Roig, H. A. Hamid, L. F. Marsal and J. Pallares, “Explicit Continuous Model for Long-Channel Undoped Surrounding Gate MOSFETs”, *IEEE Transactions on Electron Devices*, Vol.52, n°8, pp. 1868-1873, August 2005.
- [Iñiguez-2006] B. Iñiguez, T.A. Fjeldly, A. Lázaro, F. Danneville, M.J. Deen, “Compact-modeling solutions for nanoscale double-gate and gate all-around MOSFET”, *IEEE Transaction on Electron Devices*, 53, pp. 2128-2142, 2006.
- [ITRS-2011] Internacional Technology Roadmap for semiconductors 2011 edition and 2012 update.
- [Janik-1994] Tomasz Janik and Bogdan Majkusiak, “Influence of carrier energy quantization on threshold voltage of metal oxide semiconductor transistor”, *J. Appl. Phys*, vol. 75, pp. 5186-5190, May 1994.

- [Jiménez-2004] D. Jiménez, B. Íñiguez, J. Sune, L.F. Marsal, J. Pallarés, J. Roig et al., “Continuous analytic current-voltage model for surrounding gate MOSFETs”, *IEEE Electron Device Letters*, 25, pp. 571-573, 2004.
- [Kang-2008] H. Kang, J. Han, Y. Choi, “Analytical threshold voltage model for double-gate MOSFETs with localized charges”, *IEEE Electron Device Letters*, Vol. 29, n° 8, pp. 927-930, 2008.
- [Lázaro-2008] A. Lazaro and B. Iniguez, “RF and noise model of gate-all-around MOSFETs,” *Semicond. Sci. Technol.*, Vol. 23, n° 7, p. 075 022, May 2008.
- [Lime-2008] F. Lime, B. Iniguez and O. Moldovan, “A quasi two-dimensional compact drain current model for undoped symmetric double gate MOSFETs including shortchannel effects” *IEEE Transaction on Electron Devices* 55, Issue 6, pp. 1441–1448, 2008.
- [López-Villanueva-2000] J.A. López-Villanueva, P. Cartujo-Cassinello, F. Gámiz, J. Banqueri, and A.J. Palma, “Effects of the inversion layer centroid on the performance of double gate MOSFETs”, *Trans. on Electron Devices*, Vol. 47, n° 1, pp. 141 - 146 January 2000.
- [Nazarov-2011] A. Nazarov, J.P. Colinge, F. Balestra, J.P. Raskin, F. Gámiz, V.S. Lysenko, “Semiconductor-on-insulator material for nanoelectronics applications”, Springer, 2011.
- [Omura-1993] Y. Omura, S. Horiguchi, M. Tabe, K. Kishi, “Quantum-mechanical effects on the threshold voltage of ultrathin SOI nMOSFETs”, *IEEE Electron Device Letters*, Vol. 14, n° 12, p. 569, 1993.
- [Ortiz-Conde-2013] A. Ortiz-Conde, F.J. García Sánchez, J. Muci, A. Terán Barrios, J. J. Liou, C-S Ho, “Revisiting MOSFET threshold voltage extraction methods”, *Microelectronics Reliability*, 53, pp. 90-104, 2013.
- [Roldán-1997] J.B. Roldan, F. Gamiz, J.A. Lopez-Villanueva, and J.E. Carceller, “Modeling effects of electron-velocity overshoot in a MOSFET,” *IEEE Trans. Electron Devices*, Vol. 44, n° 5, pp. 841–846, May 1997.

- [Roldán-2000] J.B. Roldán, F. Gámiz, J.A. López-Villanueva, and P. Carujo-Cassinello. “Deep submicrometer soi mosfet drain current model including series resistance, self-heating and velocity overshoot effects”. *Electron Devices Letters, IEEE*, 21(5):239-241, May 2000.
- [Roldán-2008a] J.B. Roldan, M. Balaguer, A. Godoy, F.G. Ruiz, F. Gamiz, “In-depth characterization of quantum effects in SOI MOSFETs for modeling purposes”, Fourth Workshop of the Thematic Network on Silicon-On-Insulator Technology, Devices and Circuits, EUROSIOI 2008, pp. 99-100, Cork (Ireland), 2008.
- [Roldán-2008b] J.B. Roldan, A. Godoy, F. Gamiz, M. Balaguer, “Modeling the Centroid and the Inversion Charge in Cylindrical Surrounding Gate MOSFETs, Including Quantum Effects”, *IEEE Trans. Electrón Devices*, Vol. 55, pp. 411-416. 2008.
- [Roldán-2010] J.B. Roldán, F. Gámiz, F. Jimenez-Molinos, C. Sampedro, A. Godoy, L. Donetti, N. Rodriguez, “Analytic I-V model for surrounding-gate MOSFET including quantum and velocity overshoot effects”, *IEEE Trans. Electrón Devices*, Vol. 57, pp. 2925-2933. 2010.
- [RoldánA-2012] A. Roldán. “Simulación de circuitos basada en la implementación de modelos avanzados de dispositivos y sensores electrónicos en Verilog-A”, Tesis Doctoral, Granada 2012
- [Sampedro-2010] C. Sampedro, F. Gamiz, A. Godoy, R. Valin, A. Garcia-Loureiro, F.G. Ruiz, “Multi-subband monte carlo study of device orientation effects in ultra-short channel DGSOI,” *Solid State Electron.*, Vol. 54, pp. 131-136, January 2010.
- [SCHRED-2003] Sayed Hasan “SCHRED 2.1 Tutorial”, Computational Electronics Purdue University, WL, IN-47906, April 28, 2003.
- [Taur-1998] Yuan Taur and Tak H. Ning, “Fundamentals of Modern VLSI Devices,” Cambridge University press, 1998
- [Taur-2001] Yuan Taur, “Analytic Solutions of Charge and Capacitance in Symmetric and Asymmetric Double-Gate MOSFETs” *IEEE TRANSACTIONS ON ELECTRON DEVICES*, VOL. 48, NO. 12: 2861-2869, December 2001

- [Trivedi-2004] V. Trivedi, J.G. Fossum, and F. Gámiz, “A compact QM mobility model for nanoscale ultra-thin-body CMOS devices,” in IEDM Tech. Dig., pp. 763–766, 2004.
- [Trivedi-2005] V. Trivedi, J.G. Fossum, “Quantum-mechanical effects on the threshold voltage of undoped Double-Gate MOSFETs”, IEEE Electron Device Letters, Vol. 26, nº 8, pp.579-582, 2005.
- [Tsormpatzoglou-2008] A. Tsormpatzoglou, C.A. Dimitriadis, R. Clerc, G. Pananakakis, and G. Ghibaudo “Threshold Voltage Model for Short-Channel Undoped Symmetrical Double-Gate MOSFETs”, IEEE TRANSACTIONS ON ELECTRON DEVICES, VOL. 55, NO. 9: 2512-2516 SEPTEMBER 2008
- [Tucker-1994] J.R. Tucker, C. Wang, and P.S. Carney, “Silicon field-effect transistor based on quantum tunneling”, Applied Physics Letters, 65(5), 1994
- [Uchida-2001] K. Uchida, J. Koga, R. Ohba, T. Numata, S.I. Takagi, “Experimental evidences of quantum-mechanical effects on low-field mobility, gate channel capacitance, and threshold voltage of ultrathin body SOI MOSFETs”, Technical Digest of IEDM, 29.4.1, 2001.
- [Wang-2010] W. Wang, H. Lu, J Song, S-H Lo, Y. Taur, “Compact modeling of quantum effects in symmetric double-gate MOSFETs,” Microelectronics Journal, 41, pp. 688-692, 2010.
- [Watts-2005] J. Watts, C. McAndrew, C. Enz, C. Galup-Montoro, G. Gildenblat, C. Hu, R. Langevelde, M. Miura-Mattausch, R. Ríos, C. Sah” Advanced Compact Models for MOSFETs”, Proc. Workshop on Compact Modeling at Nanotech 2005, Anaheim, Vol. WCM, pp. 3-12, 2005.

APENDICES

A. Resolución analítica de la ecuación de Poisson en el DGMOSFET simétrico

La estructura del DGMOSFET es un transistor MOSFET con la estructura de puerta duplicada una capa de silicio (de anchura t_{si}) con dos capas de óxido de silicio (de anchura t_{ox}) y al otro lado un metal o material que funciona como contacto de puerta.

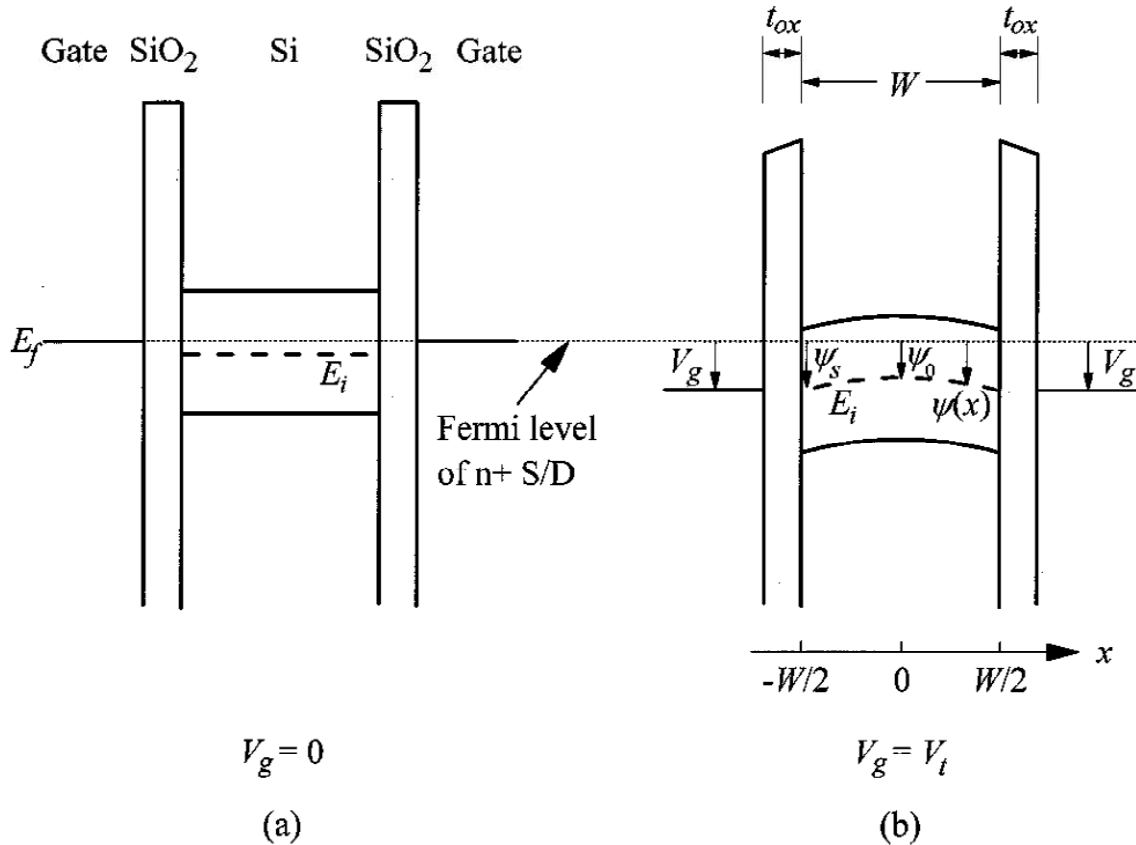


Ilustración 6. Diagramas esquemáticos de un transistor simétrico, sin dopar DG nMOSFET. (a) El voltaje de la puerta cero, las bandas de silicio son planas para la función de trabajo de puerta. (b) Cerca de la tensión de umbral, la banda de conducción del cuerpo de silicio en la superficie se dobla hacia el nivel de Fermi. Ilustración extraída del artículo de [\[Taur-2001\]](#)

En este diagrama se representan las bandas de conducción, la curvatura se obtiene como:

$$E_C(x) = E_{CO} - q\psi(x)$$

donde $\psi(x)$ es el potencial eléctrico en el semiconductor.

Sólo se aplica tensión externa a las puertas (V_G), el potencial eléctrico en toda la estructura, en particular en el semiconductor, se determina con esta tensión de puerta.

En el silicio, o semiconductor, el potencial lo representamos por $\psi(x)$. Este potencial cumple la ecuación de Poisson:

$$\frac{d^2\psi(x)}{dx^2} = -\frac{\rho(x)}{\varepsilon_{Si}}, \quad \rho(x) = -qn(x), \quad n(x) = n_i e^{\frac{E_F - E_i(x)}{kT}}$$

Donde $\rho(x)$ es la densidad de carga, ε_{Si} la constante dieléctrica del semiconductor (depende únicamente del material, es constante), n_i es la concentración intrínseca de portadores (depende únicamente del material) y E_i el nivel de Fermi intrínseco, K es la constante de Boltzmann y T la temperatura.

El nivel de Fermi E_F es constante en todo el silicio para cada tensión de puerta que se le aplica en la puerta. Para los cálculos que vamos a realizar simplificamos estos niveles de Fermi expresándolos del siguiente modo:

$$n(x) = n_i e^{\frac{E_F - E_i(x)}{kT}}, \quad \text{como } E_F - E_i(x) = q\psi(x), \quad \text{por tanto, } n(x) = n_i e^{\frac{q\psi(x)}{kT}}$$

Quedando por tanto la ecuación de Poisson:

$$\frac{d^2\psi(x)}{dx^2} = \frac{qn_i e^{\frac{q\psi(x)}{kT}}}{\varepsilon_{Si}}$$

Para nuestro nMOSFET $\frac{q\psi}{kT} \gg 1$ de modo que la densidad de huecos es insignificante.

Ahora vamos a definir las condiciones de contorno.

La figura anterior corresponde a un DG MOSFET simétrico. En este tipo de dispositivos las capas de óxido son iguales, los metales de puerta y las tensiones de puerta también.

La condición de contorno consiste en que el vector desplazamiento (sólo estamos en 1 dimensión) eléctrico a ambos lados de la superficie de separación óxido-semiconductor es continuo.

El desplazamiento eléctrico $D = \varepsilon E$, donde ε es la constante dieléctrica (en el óxido, ε_{ox} , y silicio ε_{Si} respectivamente). Por tanto, tenemos que la condición de contorno para cada superficie es $\varepsilon_{ox} E_{ox} = \varepsilon_{Si} E_{Si}$.

Condiciones de contorno en el campo eléctrico en el óxido.

No hay carga dentro del óxido, por tanto el campo eléctrico es constante. Se puede calcular como la diferencia de potencial entre las dos superficies del óxido dividido por el grosor del óxido (T_{ox}).

$$\frac{V_{G1} - \Delta\phi - \psi\left(x = -\frac{t_{Si}}{2}\right)}{t_{ox}} \text{ - campo en el óxido a la izquierda de la figura}$$

$$\frac{V_{G2} - \Delta\phi - \psi\left(x = \frac{t_{Si}}{2}\right)}{t_{ox}} \text{ - campo en el óxido a la derecha de la figura}$$

Siendo V_{G1} y V_{G2} las tensiones de puerta aplicadas externamente, $\Delta\phi$ la diferencia de funciones trabajo de metal y semiconductor (constantes para dos materiales fijos de puerta y semiconductor), si las puertas de uno y otro lado fueran de diferente material tendríamos dos diferencias de funciones; $\psi\left(x = -\frac{t_{Si}}{2}\right)$ y $\psi\left(x = \frac{t_{Si}}{2}\right)$ son los potenciales en el semiconductor, solución de la ecuación de Poisson evaluado en la superficie izquierda y derecha, respectivamente, de la interfase óxido-semiconductor.

Condiciones de contorno en el campo eléctrico en el semiconductor:

$$-\left.\frac{d\psi}{dx}\right|_{x = -\frac{t_{Si}}{2}} \text{ - campo en el semiconductor, en la interfase óxido-semic, a la izquierda de la figura}$$

$$-\left.\frac{d\psi}{dx}\right|_{x = \frac{t_{Si}}{2}} \text{ - campo en el semiconductor, en la interfase óxido-semic, a la derecha de la figura}$$

Quedando por las condiciones de contorno:

$$\varepsilon_{ox} \left[\frac{V_{G1} - \Delta\phi - \psi\left(x = -\frac{t_{Si}}{2}\right)}{t_{ox}} \right] = \varepsilon_{Si} E_{Si}\left(x = -\frac{t_{Si}}{2}\right) = -\varepsilon_{Si} \left.\frac{d\psi}{dx}\right|_{x = -\frac{t_{Si}}{2}} \text{ a la izquierda}$$

$$\varepsilon_{ox} \left[\frac{V_{G2} - \Delta\phi - \psi\left(x = \frac{t_{Si}}{2}\right)}{t_{ox}} \right] = \varepsilon_{Si} (-E_{Si})\left(x = \frac{t_{Si}}{2}\right) = \varepsilon_{Si} \left.\frac{d\psi}{dx}\right|_{x = \frac{t_{Si}}{2}} \text{ a la derecha}$$

Notamos el cambio de signo en el campo del semiconductor (en la superficie óxido-semiconductor derecha) por haber mantenido el mismo sistema de coordenadas para las dos superficies, una a la izquierda del cero y otra a la derecha.

Estas condiciones de contorno varían si se utilizan dos metales diferentes y dos óxidos de grosor diferente.

El DGMOSFET simétrico es un caso particular, $V_{G1} = V_{G2} = V_G$. Por lo que las condiciones de contorno serían las de la ecuación anterior con la misma tensión

de puerta V_G . En este caso, por simetría se tiene un perfil de potencial que presenta un mínimo en el cero (en la figura se dibuja la banda de conducción, que va con: $E_C(x) = E_{CO} - q\psi(x)$ y por tanto la banda presenta un máximo). El mínimo en el cero implica que la derivada del potencial en $x=0$ es nula, por tanto se podrían cambiar las condiciones de contorno en este caso.

$$\varepsilon_{ox} \left[\frac{V_G - \Delta\phi - \psi \left(x = -\frac{t_{Si}}{2} \right)}{t_{ox}} \right] = \varepsilon_{Si} E_{Si} \left(x = -\frac{t_{Si}}{2} \right) = -\varepsilon_{Si} \left. \frac{d\psi}{dx} \right|_{x = -\frac{t_{Si}}{2}}$$

Haciendo:

$$\left. \frac{d\psi}{dx} \right|_{x=0} = 0$$

La obtención de la ecuación de Poisson con las condiciones de contorno siguiendo el trabajo Y TAUR [Taur-2001] sería:

$$\frac{d}{dx} \left(\frac{d\psi}{dx} \right)^2 = 2 \frac{d\psi}{dx} \frac{d^2\psi}{dx^2},$$

$$\text{utilizando la ec.de Poisson } \frac{d}{dx} \left(\frac{d\psi}{dx} \right)^2 = 2 \frac{d\psi}{dx} \frac{-\rho(x)}{\varepsilon_{Si}} = 2 \frac{d}{dx} \left(\frac{d\psi}{dx} \right)^2 = 2 \frac{d\psi}{dx} \frac{qn_i e^{-\frac{q\psi(x)}{kT}}}{\varepsilon_{Si}}$$

Integrando entre un punto, y , contenido en $[-t_{Si}/2, 0]$ y $x=0$, obtenemos:

$$\begin{aligned} \int_y^0 \frac{d}{dx} \left(\frac{d\psi}{dx} \right)^2 dx &= \int_y^0 2 \frac{d\psi}{dx} \frac{qn_i e^{-\frac{q\psi(x)}{kT}}}{\varepsilon_{Si}} dx, \left(\frac{d\psi}{dx} \right)^2 \Big|_y^0 = E^2(0) - E^2(y) = -E^2(y) = \\ &= \int_{\psi(y)}^{\psi(0)} 2 \frac{qn_i e^{-\frac{q\psi(x)}{kT}}}{\varepsilon_{Si}} d\psi = \frac{2n_i kT}{\varepsilon_{Si}} \left[e^{-\frac{q\psi(0)}{kT}} - e^{-\frac{q\psi(y)}{kT}} \right] \end{aligned}$$

Agrupando queda entonces:

$$\left. \frac{d\psi(x)}{dx} \right|_{x=y} = E(y) = \pm \sqrt{\frac{2n_i kT}{\varepsilon_{Si}} \left[e^{-\frac{q\psi(y)}{kT}} - e^{-\frac{q\psi(0)}{kT}} \right]}$$

El signo positivo corresponde a intervalo utilizado: $-t_{si}/2 < y < 0$. El signo positivo para $0 > y > t_{si}/2$. Estos signos se han “perdido” al hacer el cuadrado del campo en la deducción de la ecuación anterior, ya que, en esta deducción, el signo real del campo eléctrico es indiferente al resultado final. Como se ve en la figura de abajo, la pendiente del potencial, que es el campo eléctrico cambiada de signo es coherente con los signos de la ecuación anterior.

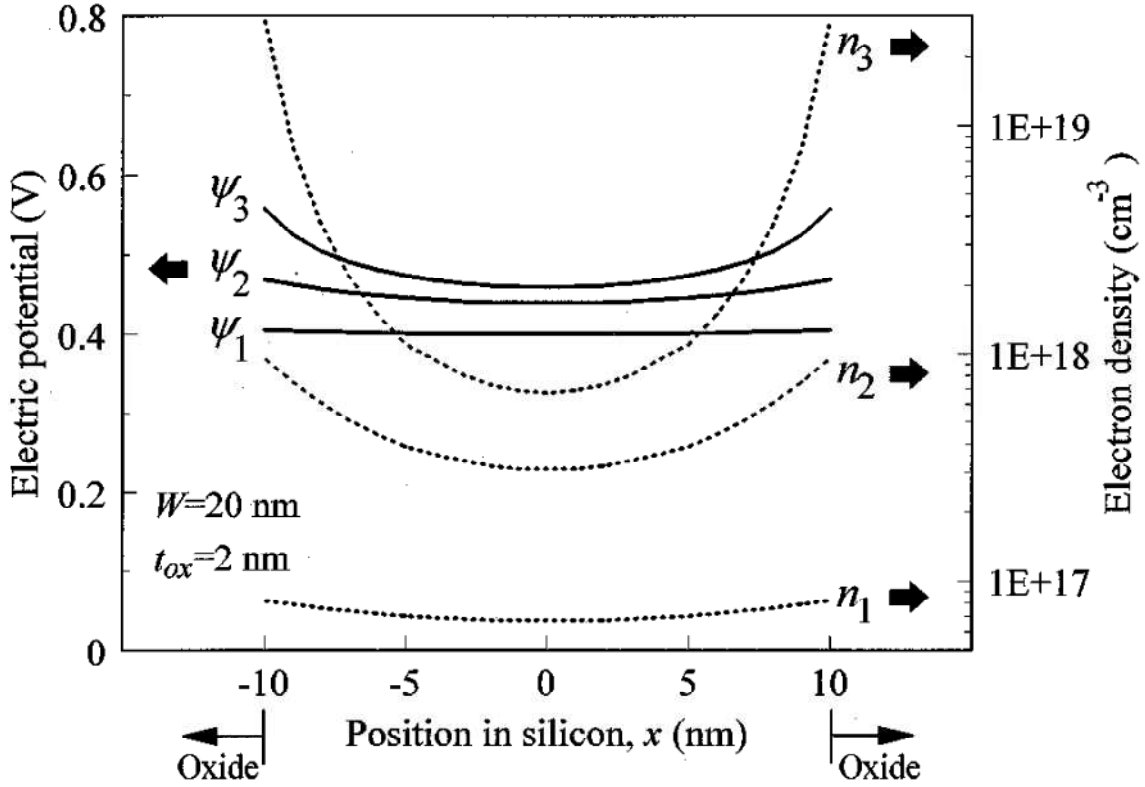


Ilustración 7 Potencial ψ y densidad de electrones $n = n_i \exp(q\psi/kT)$ como una función de la posición en la capa de silicio para DG MOSFET para tres diferentes valores de ψ_0 . Las tensiones de puerta correspondientes son: $V_{g1} - \Delta\phi_i = 0.412$ V para ψ_1 y n_1 , $V_{g2} - \Delta\phi_i = 0.573$ V para ψ_2 y n_2 y $V_{g3} - \Delta\phi_i = 0.845$ V para ψ_3 y n_3 . Ilustración extraída de [Taur-2001]

Para calcular el valor del potencial en la superficie oxido-semiconductor definimos, en el caso simétrico $\psi_{S1} = \psi(x = -t_{Si}/2) = \psi_{S2} = \psi(x = t_{Si}/2) = \psi_S$. Aplicando la condición de contorno que nos queda obtenemos:

$$\varepsilon_{ox} \left[\frac{V_G - \Delta\phi - \psi_S}{t_{ox}} \right] = -\varepsilon_{Si} \left. \frac{d\psi}{dx} \right|_{x = \pm \frac{t_{Si}}{2}} = \sqrt{\frac{2n_i kT}{\varepsilon_{Si}} \left[\frac{q\psi_S}{e^{kT}} - e^{-\frac{q\psi(0)}{kT}} \right]}$$

Es una ecuación implícita que se resuelve para valores de V_G de 0 a 1.5 V (en nuestro caso también hasta 2 V) y se obtiene la figura 3. Cada curva $\psi(x)$ es para un $\psi_0 = \psi(x=0)$ diferente, cada ψ_0 diferente corresponde a una V_G diferente.

La relación entre $\psi(x)$ y $\psi_0 = \psi(x=0)$ se obtiene integrando la ecuación:

$$\left. \frac{d\psi(x)}{dx} \right|_{x=y} = E(y) = \pm \sqrt{\frac{2n_i kT}{\varepsilon_{Si}} \left[\frac{q\psi(y)}{e^{kT}} - e^{-\frac{q\psi(0)}{kT}} \right]}$$

$$\frac{q(\psi(x) - \psi_0)}{2kT} = -\ln \left[\cos \left(\sqrt{\frac{q^2 n_i}{2\varepsilon_i kT}} \frac{q\psi_0}{e^{2kTx}} \right) \right]$$

Si se deriva dos veces $\psi(x)$ de la ecuación anterior se puede ver que cumple la ecuación de Poisson.

Por tanto la relación que une ψ_s , y ψ_0 es:

$$\frac{q(\psi_s - \psi_0)}{2kT} = -\ln \left[\cos \left(\sqrt{\frac{q^2 n_i}{2 \varepsilon_i kT}} \frac{q\psi_0 t_{si}}{2} \right) \right]$$

Esta ecuación junto a

$$\varepsilon_{ox} \left[\frac{V_G - \Delta\phi - \psi_s}{t_{ox}} \right] = -\varepsilon_{Si} \frac{d\psi}{dx} \Big|_{x=\frac{t_{Si}}{2}} = \sqrt{\frac{2n_i kT}{\varepsilon_{Si}}} \left[\frac{q\psi_s}{e^{kT}} - e^{-\frac{q\psi(0)}{kT}} \right]$$

Se resuelven autoconsistentemente y nos permiten sacar la siguiente gráfica:

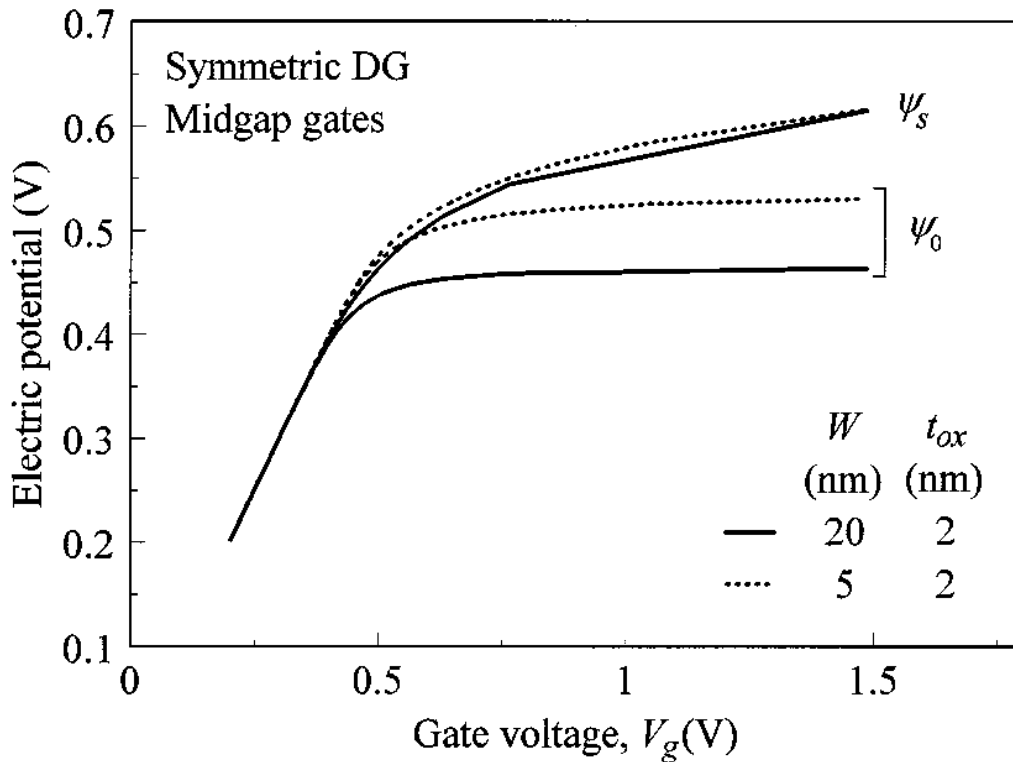


Ilustración 8 Soluciones ψ_s y ψ_0 de las ecuaciones acopladas anteriores para un dispositivo DG simétrico en función de V_g , calculado para dos conjuntos de valores de t_{Si} y t_{ox} . Se supone $\Delta\phi_i = 0$, es decir, puertas midgap. Ilustración extraída de [Taur-2001]