

# Internet Electronic Journal\*

## Nanociencia et Moletrónica

Diciembre 2011, Vol. 9, N°2, pp. 1701-1714

### **Emisión por Campo de Electrones desde Arreglos Nanométricos**

**A. Ramírez Solís, R. Gómez Puerto\*, A. Zehe**

Benemérita Universidad Autónoma de Puebla  
Facultad de Ciencias de la Electrónica (FCE)  
Laboratorio Nanotrónica \*Becario Posgrado,  
Ciudad Universitaria, 72550 Puebla, **México**  
e-mail: *aramir@ece.buap.mx*

recibido: 16.10.11

revisado: 22.10.11

publicado: 21.12.11

Citation of the article; A. Ramírez Solís, R. Gómez Puerto, A. Zehe Emisión por Campo de Electrones desde Arreglos Nanométricos, Int. Electron J. Nanoc. Moletrón, 2011, Vol. 9, N°2, pp 1701-1714

---

Copyright © BUAP 2011

---

<http://www.revista-nanociencia.ece.buap.mx>

## Emisión por Campo de Electrones desde Arreglos Nanométricos

**A. Ramírez Solís, R. Gómez Puerto\*, A. Zehe**

Benemérita Universidad Autónoma de Puebla  
Facultad de Ciencias de la Electrónica (FCE)  
Laboratorio Nanotrónica \*Becario Posgrado,  
Ciudad Universitaria, 72550 Puebla, México  
e-mail: [aramir@ece.buap.mx](mailto:aramir@ece.buap.mx)

recibido: 16.10.11

revisado: 22.10.11

publicado: 21.12.11

---

*Internet Electron. J. Nanoc. Moletrón., 2011, Vol.9 , N°2, pp 1701-1714*

**Resumen:** Estructuras nanométricas en forma de moléculas pueden tener geometría semejante a puntas metálicas, que frecuentemente son usadas como emisores de electrones en frío. Dado que las dimensiones de montículos se encuentran en el rango de alrededor de un nanómetro, y dado además que se dejan formar arreglos muy densos de nanomontículos, eficientes emisores de electrones aparecen posibles para su uso en pantallas planas para dispositivos electrónicos.

**Palabras clave:** Carburo de Silicio, puntos cuánticos, emisión de electrones en frío.

## 1. Introducción

Recientes estudios de la superficie de GaP [1], GaAs [2], CuInSe<sub>2</sub> [3] y Si [4] por AFM [5] revelaron nanoestructuras muy particulares con características geométricas esperadas para los puntos cuánticos, debido a que hallamos nanoestructuras semejantes existen en las superficies de Carburo de Silicio (SiC) [6] se abre una nueva oportunidad que daría lugar para diversas aplicaciones netamente novedosas. Una de ellas comprende la emisión en frío de electrones por la aplicación de un campo eléctrico externo [7,8,9].

Cuando ocurre emisión en frío, los electrones ligados a un metal son literalmente arrancados de la superficie debido a la aplicación de un campo eléctrico intenso. De esta forma, el metal se convierte en una fuente que puede adaptarse de manera idónea a fin de suministrarse electrones para muchas aplicaciones. En el pasado, la emisión de cátodo frío, como se conocía entonces, era una forma estándar para generar electrones en circuitos de tubos al vacío, lo que producía menos “ruido” eléctrico que con las fuentes de filamento caliente, donde los electrones se “evaporaban” al calentar el metal a altas temperaturas. Algunas aplicaciones modernas incluyen el microscopio de emisión de campo y un dispositivo relacionado, el microscopio de tunelamiento por barrido, los cuales usan los electrones que escapan para formar una imagen estructuralmente detallada en la superficie emisora [10,12]

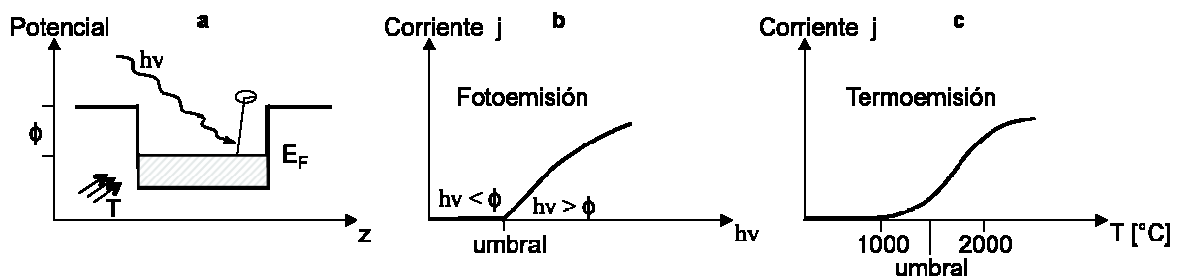
La emisión en frío de electrones o bien la emisión por la actuación de un campo eléctrico externo depende de la magnitud del campo eléctrico en la punta del emisor, de la energía Fermi, que es el estado energético superior ocupado, y de la función de trabajo del material, que forma la punta del emisor. Clásicamente por micromecanizado de un conductor se excavan pequeños pozos (en el orden de micrómetros) en cuyo centro se deja una punta que sube hasta el nivel de la superficie [10]. En nuestro caso contemplamos un emisor en forma de montículo cuántico. Tenemos la punta más fina posible, además el estado energético superior ocupado se encuentra más cerca al nivel energético del vacío, y con un material de alta conductividad y una función de trabajo menor que los comúnmente usados metales como cátodos emisores de electrones [9,10].

La mejora de la relación de aspecto de una punta nanométrica esta en función de la agudeza de la misma. Tomando en consideración que para la emisión en frío los electrones se liberan de una superficie muy pequeña, cuyo diámetro puede ser incluso menos a 5 nm. El costo de fabricación de dichas puntas podría ser elevado debido al tipo de técnica a utilizar para su crecimiento epitaxial, como lo es la Epitaxia por Haces Moleculares (MBE) [11,12,13,14]. Existe mucho interés en contar con arreglos de emisores de electrones por campo con dimensiones nanométricas con una alta eficiencia de emisión en condiciones de campos eléctricos menores y fácilmente

controlables. Algunas aplicaciones de emisores en frío son tubos miniaturizados de microondas [15] y de Rayos X [16], inyectores en láseres bombeados por electrones [17], inyectores para sincrotrones y muchos otros más [18,19]. La física detrás de los puntos cuánticos e incluso de arreglos de puntos cuánticos con su estructura energética de los electrones contenidos, el transporte de cargas eléctricas a través de contactos metálicos y la propagación dentro de un arreglo de puntos cuánticos, tanto como la física detrás de la emisión de electrones por un campo eléctrico externo desde dichas nanoestructuras surge completamente de la teoría de la mecánica cuántica. Un arreglo de puntos cuánticos en una vecindad cercana se comporta respecto al transporte eléctrico semejante a una delta superred, o bien como una macro-molécula de puntos cuánticos [8,9].

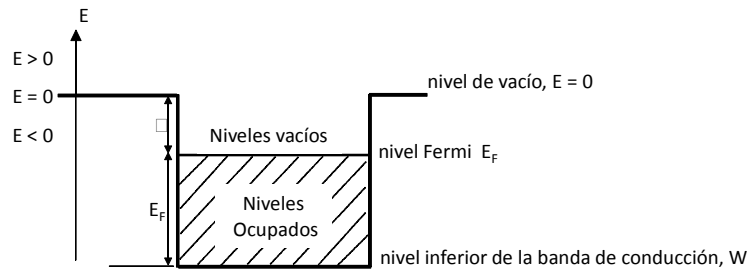
## 2. Mecanismo físico de emisión en frío de electrones

La emisión por campo de electrones resulta del arranque de electrones de un metal o semiconductor por un campo eléctrico externo. Este efecto ocurre a temperatura ambiental, es decir, no se requiere calentamiento del material emisor como en el caso de la emisión termoiónica (termoelectrónica), donde el electrón tiene que poseer energía suficiente para vencer la barrera de potencial entre el nivel de Fermi del metal y el vacío, es decir, para realizar el trabajo de salida. En semejanza al efecto fotoeléctrico, donde la energía de un fotón externo con suficiente energía levanta un electrón desde el nivel de Fermi  $E_F$  sobre la barrera de potencial al vacío (ver Figura 1), se requiere un calentamiento fuerte de un cátodo termoelectrónico para excitar térmicamente el gas de electrones del metal, para que algunos electrones puedan hacer la transmisión del metal al vacío.



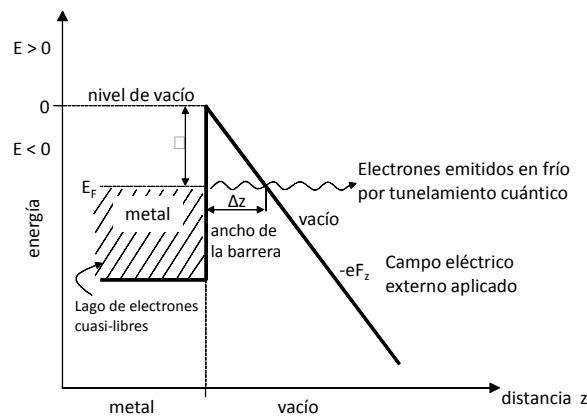
**Figura 1.** (a) Liberación de un electrón desde un metal con energía Fermi  $E_F$ . (b) La energía mínima del fotón  $h\nu$  requerido debe superar la función de trabajo  $\phi$ . (c) Igualmente se requiere una alta temperatura  $T$  para excitar los electrones a una energía, que les permite salir del material.

La emisión por campo ocurre “en frío” y es un ejemplo aplicativo excelente del efecto túnel cuantomecánico. Al aplicar un campo eléctrico externo, se deforma la “caja de potencial” del metal (ver Figura 2) que contiene los electrones cuasi-libres.



**Figura 2.** Los electrones requieren la energía  $\square$  para salir del metal. La función de trabajo  $\square$  se consigue de  $\phi = (W - E_F)/e$  donde  $E_F$  es el nivel Fermi y  $W$  el nivel inferior de la banda de conducción.

Con campos eléctricos suficientemente altos ( $10^8$  V/cm) se reduce el ancho  $\Delta z$  (ver Figura 3) en la altura del nivel Fermi tanto, que una parte de los electrones puede pasar en términos del efecto de tunelamiento cuanto-mecánico al vacío. Los electrones no deben adquirir energía para subir sobre el borde superior de la barrera del potencial, como es el caso de la emisión termiónica, sino mantienen incluso su energía sin cambio en el proceso de tunelamiento. La longitud de onda De Broglie  $\lambda_{DB}^{EF}$  de los electrones, que contribuyen a la corriente emisiva (con energía aproximada  $E_F$  debido al ancho mínimo de la barrera) tiene un valor de una décima de un nanómetro. Tan pronto que el ancho de la barrera  $\Delta z$  llega a valores comparables con  $\lambda_{DB}^{EF}$ , inicia el proceso de tunelamiento.



**Figura 3.** Deformación de la barrera de potencial de un metal por la actuación de un campo eléctrico externo  $E$ . El potencial decae hacia el vacío como  $\phi(z) = -eF_z z$ .

El valor de  $\Delta z$  puede ser aproximado en la siguiente forma. Según la Figura 3 decae el borde de potencial en dirección del vacío como:

$$\phi(z) = -eF_z z, \quad (1)$$

con  $F_z$  el campo eléctrico externo, entonces

$$\Delta z = \phi / eF_z \quad (2)$$

tomando para  $\phi$  el valor conocido de los metales respecto a su función de trabajo; Utilizamos como longitud de onda De Broglie un valor  $\lambda_{DB}^{UV} = 0.5 \text{ nm}$ , e igualamos la ecuación para  $\Delta z$  con este valor, resulta el campo eléctrico  $F_z$  necesario de aplicar para que el efecto de tunelamiento ocurra:

$$E = \frac{\phi}{e \cdot \Delta z} = \frac{\phi}{e \lambda_{DB}^{UV}} = \frac{4.5 \text{ eV}}{0.5 \text{ nm} \cdot e} = 10^{10} \text{ V/m}. \quad (3)$$

Como vemos aquí, se requiere un enorme valor de campo eléctrico para liberar electrones del metal a través del efecto de tunelamiento.

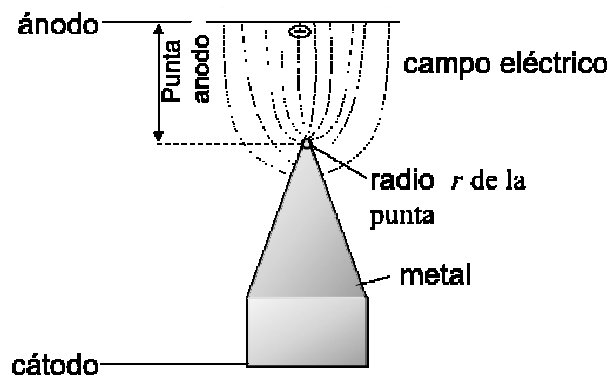
### 3. Emisión por campo de punta individual

Una salida de este problema técnico de requerir tan altos voltajes  $U$  consiste en el uso de puntos muy finos metálicos (ver Figura 4)

Para un campo eléctrico con simetría esférica en la punta con radio  $r$  es:

$$F = U/r, \quad (4)$$

donde  $U$  es el voltaje aplicado entre cátodo y ánodo. Con el valor para  $F = 10^{10} \text{ V/m}$  arriba dado, y aplicando un voltaje  $U = 2000 \text{ V}$ , resultaría un valor  $r \cong 200 \text{ nm}$  para la punta de metal. Las puntas de un radio tan grande son fáciles de fabricar. Si consideramos una punta de  $r = 2 \text{ nm}$ , alcanzaría un voltaje  $U = 20 \text{ V}$  entre cátodo y ánodo para generar el mismo campo eléctrico en el lugar de la punta.



**Figura 4.** El campo eléctrico  $F$  generado entre un ánodo y la punta de un metal con cátodo depende del radio de la punta y puede alcanzar valores mayores en el lugar de la punta, donde ocurre el tunelamiento cuántico.

#### 4. El efecto de aumento de campo eléctrico

De importancia es un parámetro  $\gamma$  que es básicamente determinado por la forma del objeto (dispositivo). Consideramos un arreglo de dos placas con una distancia  $d$  una de la otra, y aplicamos un voltaje  $U$  entre las dos, entonces se genera un campo eléctrico “macroscópico” de  $F_M = U/d$ . Si ahora creamos un objeto picudo (una punta de metal con radio  $r$ ) en la placa inferior, entonces se genera un campo eléctrico  $F$  en la punta que es inversamente proporcional al radio  $r$ ,  $F = U/r$ . El campo eléctrico local en la punta es mayor por un factor  $\gamma$  que el campo eléctrico “macroscópico”.

$$F = \gamma \cdot F_M. \quad (5)$$

Este parámetro lleva el nombre de “factor de incremento de campo” (del inglés, *field enhancement factor*).

En el contexto de nuestros montículos en SiC, que por su forma particular de crecimiento en “tornillos” tendrán una punta no mayor que el diámetro de dos átomos (una molécula de SiC), podemos esperar valores  $\gamma$  extraordinariamente grandes. Debido a su forma y la razón de aspecto definido por  $\sigma = h/2r$  (donde  $r$  es el radio de la punta y  $h$  la altura del montículo) alrededor de 20, los montículos en SiC resultan ser objetos naturales para el aumento de campo [9].

#### 5. La corriente de emisión

Sin embargo la consideración del campo eléctrico local  $F$  solamente es un aspecto. Los emisores deben además mostrar una densidad suficientemente alta de la corriente de emisión. La densidad de corriente  $J$  de emisión por campo depende del campo eléctrico local  $F$  (en la punta), de la energía Fermi  $E_F$  del material y de la función de trabajo  $\phi$ . Está dada por la ecuación Fowler Nordheim [20]:

$$J = 6.26 \cdot 10^6 \left( \frac{E_F}{\phi} \right)^{1/2} (E_F + \phi)^{-1/2} E^2 \exp \left( -6.83 \cdot 10^7 \phi^{3/2} / E \right). \quad (4.6)$$

Los valores típicos para las corrientes de emisión de una punta se sitúan entre  $10^{-8}$  Amperes y  $10^{-7}$  Amperes. Obviamente se sustituye  $E_F$  por la energía de un estado ocupado arriba de  $E_F$ , como ocurre en los puntos cuánticos.

Uno de los parámetros importantes, a parte del campo eléctrico local  $F$ , es la función de trabajo  $\phi$ , que es una propiedad del material considerado. La corriente de emisión en condiciones, que los demás parámetros quedan iguales, sube en forma exponencial con valores  $\phi$  menores.

## 6. Emisor de campo formado de un montículo individual de SiC

Considerando la geometría de un montículo de SiC como se presenta en la Figura 5.

Para la razón de aspecto  $\sigma$  se obtiene:

$$\sigma = h/2r \cong 11.5/0.5 = 23, \quad (7)$$

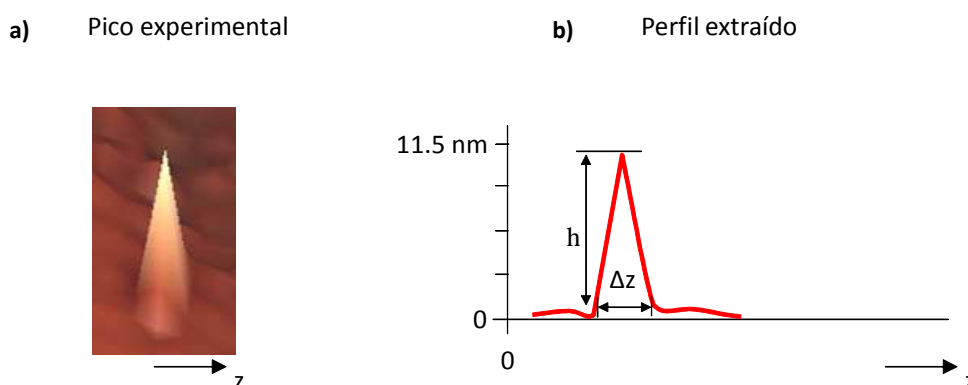
que es un valor bastante grande y ventajoso, y esta en función de la altura del montículo.

El campo eléctrico local  $F \cong 10^{10} \frac{V}{m}$  necesario para la emisión en frío eficiente de electrones, se logra generar por un voltaje  $U$  aplicado al dispositivo según:

$$U = r \cdot F = 0.5 \text{ nm} \cdot 10^{10} \frac{V}{m} = 5V. \quad (8)$$

Es un valor muy atractivo y compatible considerando las principales aplicaciones potenciales de tales emisores, por ejemplo, en pantallas planas de la electrónica moderna.

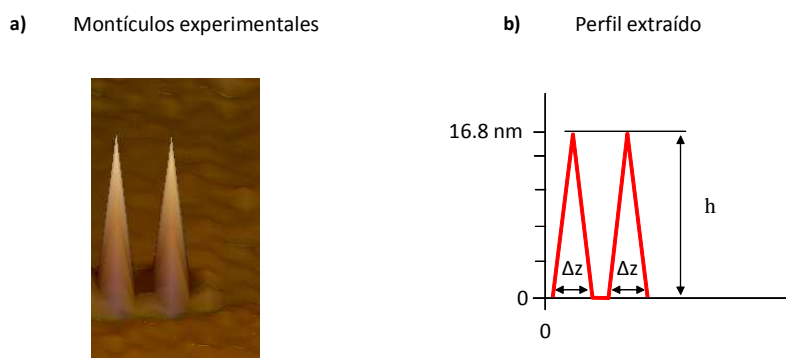




**Figura 5.** a) Medición experimental de un montículo de SiC. b) Gráfico del montículo generado por los datos según (a). La altura es  $h=11.5$  nm, el radio de la punta corresponde a la extensión de una molécula de SiC,  $2r \approx 0.5$  nm.

## 7. Doble punto cuántico

De forma análoga al caso de un montículo individual de SiC consideramos la geometría de dos montículos de SiC como se presenta en la Figura 6.



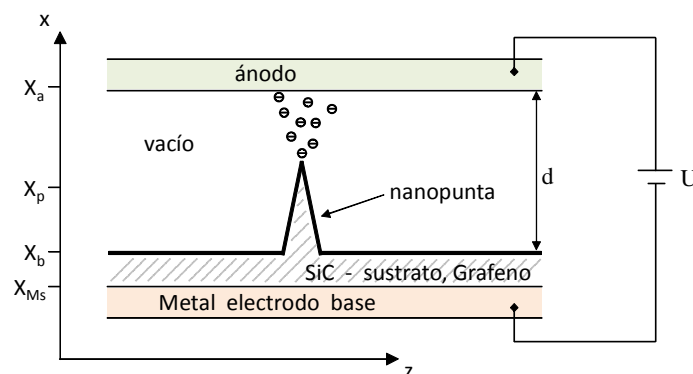
**Figura 6.** a) Medición experimental de un montículo de SiC. b) Perfil de los montículos generado por los datos según (a). La altura es  $h=16.8$  nm, el radio de la punta corresponde a la extensión de una molécula de SiC,  $2r \approx 0.5$  nm.

Para la razón de aspecto se consigue  $\sigma = 33.6$  para cada uno de los montículos, valor considerablemente grande. De igual forma que en el caso de un montículo individual la emisión en frío se genera con 5 V entre cátodo y ánodo.

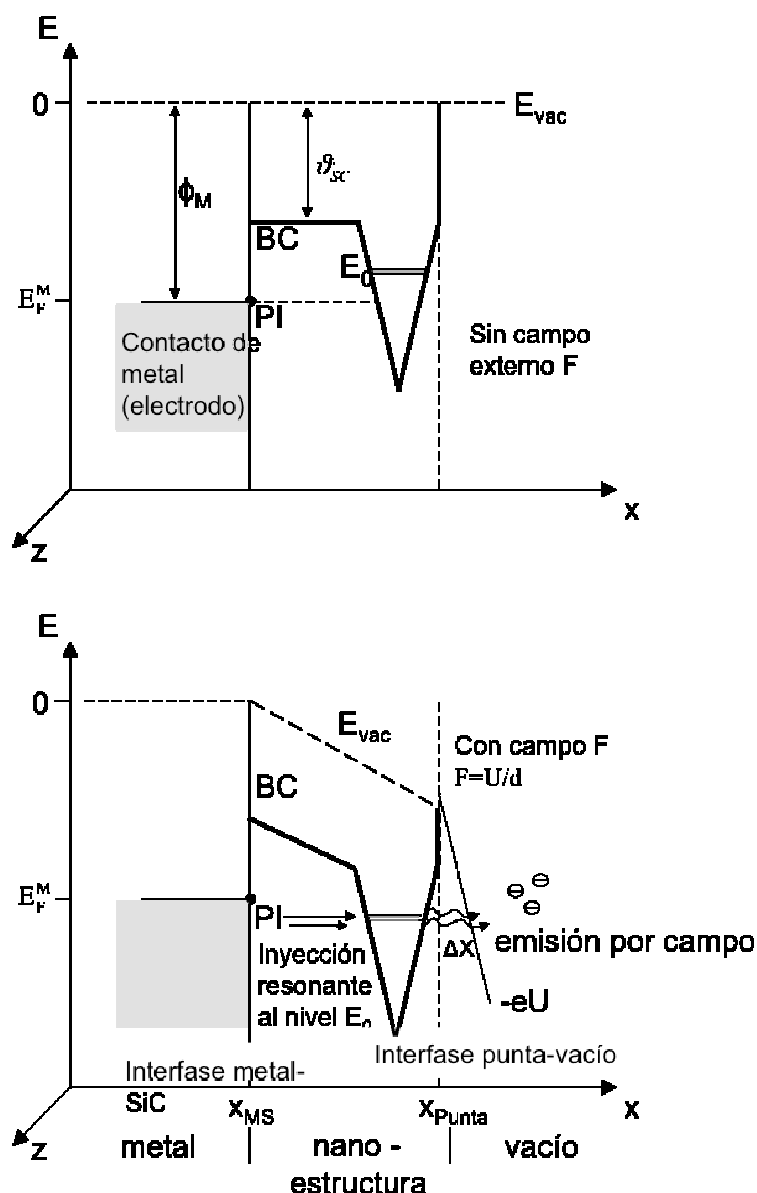
## 8. Mecanismo de emisión por campo en un arreglo de puntos cuánticos

En la Figura 7 se muestra el diseño práctico de un cátodo emisor por campo. El contacto de metal (abajo) forma el electrodo base, que por su alta conductividad eléctrica sirve como fuente de electrones. La capa delgada de SiC con una nanopunta individual representa la parte activa del dispositivo, de donde ocurre la emisión por campo al conectar un voltaje entre ánodo (arriba) y cátodo metálico. Obviamente se opera tal dispositivo en condiciones de vacío, dado que los electrones emitidos de la punta chocarían e ionizarían las moléculas de la atmósfera que a su vez destruiría el cátodo. Dependiendo de la operación concreta podría el ánodo contener un material luminiscente y formar un pixel de un cierto color en alguna pantalla plana.

En la Figura 8 se muestra el esquema energético para los estados electrónicos. El nivel Fermi  $E_F$  del contacto de metal se encuentra separado por  $\phi_m$ , la función de trabajo, del nivel de vacío  $E_{vac}$ . Para la mayoría de metales, este valor  $\phi_m$  es de 4.5 eV. El borde de la banda de conducción del material semiconductor BC, está separada por la afinidad de electrones  $\chi_{BC}$ , del nivel de vacío, y tiene un espesor suficientemente pequeño para servir de barrera transparente del pozo cuántico. Consideramos solamente un nivel discreto  $E_0$  dentro del pozo, que tiene una extensión geométrica dada aproximadamente por la base de la nanopunta según Figura 5.



**Figura 7.** Estructura de un dispositivo cátodo Emisor en Frío por Campo.  $(X_b - X_{MS})$ – espesor de la capa delgada de SiC/Grafeno,  $(X_p - X_b)$ – altura de la punta,  $(X_a - X_{MS})$ – distancia al que define el campo eléctrico externo  $F = U/d$ .



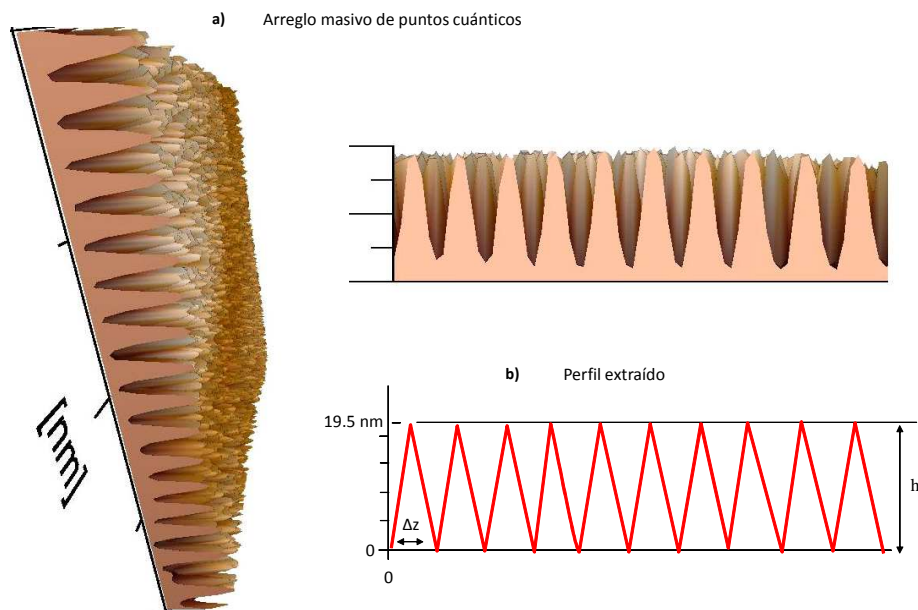
**Figura 8.** Al ocupar  $E_0$  desde  $E_F^M$  con electrones, debido al campo eléctrico local mucho más grande en la punta, se presenta el efecto de campo y la emisión de electrones hacia el vacío. El flujo de electrones desde el contacto de metal a través de la capa delgada de SiC/Grafeno tiene un máximo al concordar  $E_F^M$  con  $E_0$  (Tunelamiento Resonante). El arreglo de las puntas en cadena se extiende en dirección  $z$ , y de esta forma el potencial de todas las puntas se modifica en la forma dibujada por una sola punta.

La aplicación de un campo eléctrico externo resulta en un desdoblamiento de las bandas energéticas involucradas, causando que el nivel discreto  $E_0$  llega a coincidir con el nivel  $E_F$  del contacto de metal dado un cierto valor de campo eléctrico externo desde el punto de inyección PI (ver Figura 8), ocurre un fuerte flujo de electrones hacia  $E_0$

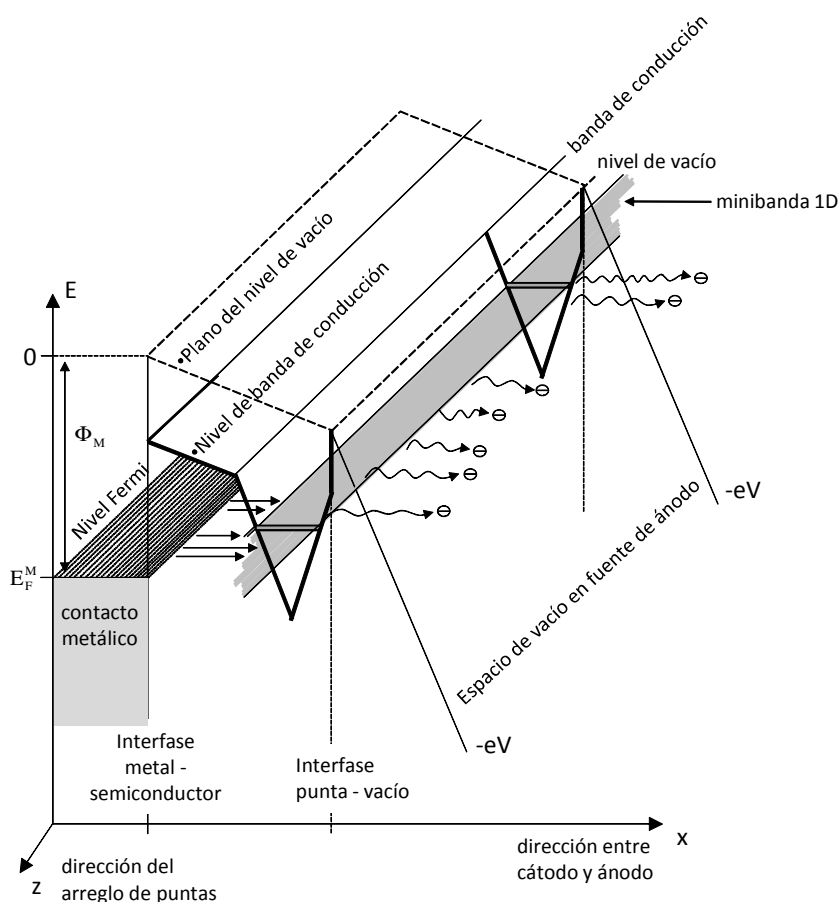
debido a la condición de resonancia energética, y la liberación de estos electrones hacia el vacío frente al ánodo por tunelamiento cuántico a través de la barrera de potencial entre punto cuántico y vacío.

Considerando un arreglo de varios puntos cuánticos según Figura 9, se tiene que suponer, que el nivel de  $E_0$  en una punta individual se amplía por unos pocos meV, pero al mismo tiempo se produce una mini-banda energética entre todos los pozos vecinos. Tal situación se ve en la Figura 10, donde una inyección masiva desde el contacto de metal llena la mini-banda y da lugar a una emisión por tunelamiento supuestamente por mucho más grande comparado por la emisión del mismo número de puntos en situación separada individual [9].

La teoría de emisión electrónica por campo eléctrico externo en frío aplicado a las nanoestructuras encontradas abre la posibilidad a aplicaciones novedosas, tales como en pantallas planas que de acuerdo a los requerimientos de los dispositivos electrónicos modernos, bien pueden ser implementadas en pantallas de celulares, computadoras de escritorio y portátiles, reproductores de música, por mencionar algunos.



**Figura 9.** a) Arreglo masivo de puntos cuánticos en SiC. b) Perfil de los montículos generado por los datos según (a). La altura es  $h=19.5$  nm, el radio de la punta corresponde a la extensión de una molécula de SiC,  $2r \approx 0.5$  nm, resultando una razón de aspecto de  $\sigma = 39$ .



**Figura 10.** La cercanía entre los puntos cuánticos causa la formación de una mini-banda entre los pozos. En lugar del nivel discreto  $E_0$  en un pozo individual participa ahora toda una mini-banda como fuente de electrones liberados por el campo eléctrico local. Obviamente los pozos cuánticos dibujados aquí son rotación-simétricas debido a la forma del montículo.

## 9. Conclusiones

La nanotrónica se entiende como la ingeniería de sistemas funcionales a escala molecular, cuyo objetivo es reproducir nano-estructuras con propiedades novedosas. Un posible mecanismo para la reproducción de nano-estructuras en base a consideraciones de diseño específicas es la Epitaxia por Haces Moleculares (MBE) que permite satisfacer los requerimientos en cuanto a la uniformidad de tamaño y forma de las nano-estructuras. En base a los resultados obtenidos de las observaciones en SiC, es posible adoptar la MBE para reproducir las diferentes estructuras localizadas en la superficie del SiC, enfocándonos principalmente en las estructuras auto-organizadas.

El poder procesar tecnológicamente los puntos cuánticos en la superficie de materiales como el SiC, abre la posibilidad a explorar escenarios que nos permitan pensar en posibles futuras aplicaciones en base a los resultados presentados.

De acuerdo a los niveles de energía reportados en los pozos cuánticos [9], de suma importancia resulta en casos prácticos al procesar tecnológicamente puntos cuánticos en la superficie de materiales como es el caso del SiC. La teoría de emisión electrónica por campo eléctrico externo en frío aplicada a dichas nanoestructuras encontradas abre la posibilidad a aplicaciones novedosas, como su uso pantallas planas (por ejemplo: pantallas de computadoras portátiles y de escritorio, tabletas, pantallas de TV, celulares, anuncios publicitarios, por mencionar algunos), debido a que si nosotros usáramos los puntos cuánticos como píxeles podríamos alcanzar un número considerable de puntos cuánticos por centímetro, lo que significaría un aumento enorme de resolución para tales dispositivos.

Es claro que lo anterior solamente es un ejemplo de una posible aplicación del procesar tecnológicamente puntos cuánticos de SiC, sin embargo dichas estructuras bien podrían servir para explorar otras posibles aplicaciones.

### Bibliografía

- [1] Hasenöhrl S. et al, (2004) "Material properties of graded composition  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{P}$  buffer layers grown on GaP by organometallic vapor phase epitaxy". *Journal of Crystal Growth*. Vol. 272. pp. 633-641.
- [2] Ramírez L., Ramírez A., (2006) "Análisis de Superficies de un Diodo Fotoluminiscente tipo FABRY-PEROT con Microscopía de Fuerza Atómica (AFM)", *Internet Electrón. J. Nanocs. Moletrón*. Vol.4, N°3. pp. 855-864.
- [3] Gómez Puerto R., Ramírez A., Starostenko O., Zehe A., (2007) "Caracterización morfológica de una película delgada de  $\text{CuInSe}_2$ ", *Internet Electronic Journal Nanociencia et Moletrónica*. Vol. 5. N°2. pp. 1035-1046.
- [4] Zeballos E., (2005) "Caracterización de Heteroestructuras Nanométricas Amorphas de Si/Ge por difracción de Rayos X", *Internet Electronic Journal Nanociencia et Moletrónica*. Vol. 3. N°1. pp. 530-537.
- [5] Binnig G., Quate H., (1986) "Atomic Force Microscope". *Physical Review Letters*. Vol. 56, N°9. pp. 930-933.
- [6] R. Gómez Puerto, A. Ramírez Solís, A. Zehe., (2010) "Crecimiento espiral de nano-estructuras sobre SiC", *Internet Electronic Journal Nanociencia et Moletrónica*. Vol. 8. N°2. pp. 1531-1548.
- [7] Zehe A., (1998) "Electronic structure of atomic-plane doped superlattice in GaAs". *Superlattices and Microstructures*. Vol. 6. N°3. pp. 259-263.
- [8] Zehe A., Estenoz C., López J., (1990) "Resonant tunneling through a double barrier single V-shaped quantum well". *Superlattices and Microstructures*. Vol. 7. N°1. pp.75-79.
- [9] R. Gómez Puerto, A. Ramírez Solís., (2011) "Mecánica Cuántica de Electrones en Nano-montículos y Nano-arreglos semiconductores"., *Internet Electronic Journal Nanociencia et Moletrónica*. Vol. 9. N°1. pp. 1655-1670.
- [10] Chung M., (2009) "Small carbon nanotube cold field emission source for microwave device". *Microwave Conference EuMC*. ISBN 978-1-4244-4748-0, pp 1658-1660.
- [11] Zehe A., (1988c) "Art and routine of MBE-growth". *Crystal growth of advanced materials*. World Scientific. Singapore. pp. 234-262.
- [12] Zehe. A., (1999) *Microelectrónica – Materiales y tecnologías – Diseño de circuitos integrados*. Textos científicos BUAP. Primera edición. México. 117-118, 141-156.
- [13] Zehe A., Thomas A., (2000) *Tecnología epitaxial de silicio*. Intercon Verlagsgruppe. Primera edición. Norderstedt Alemania.
- [14] Zehe A., (2002) *Herramientas analíticas de interfaces sólidas*. Intercon Verlagsgruppe. Primera edición. Norderstedt Alemania 141-144.
- [15] Li Z., McKenzie C., Espinosa R., Snyder S., Munson M., (2008) "Carbon nanotube cold cathodes for application in low current x-ray tubes". *American Vacuum Society*. Vol. 26. N°2. Pp. 706-710.
- [16] Asryan L., (2002) "Tunneling-injection quantum-dot laser: ultrahigh temperature stability". *Quantum Electronics, IEEE Journal*. Vol. 37. N°7. pp. 905-910.
- [17] Jones K., Berry W., Borsay D., Cline H., Conner W., Fullmer C., (1997) "Applications of synchrotron radiation-induced x-ray emission". *Micro X-Ray Fluorescence Analysis*. Vol. 26. N°6. pp 350-358.
- [18] Spence J., Howells M., (2002) "Synchrotron soft X-ray and field-emission electron sources: a comparison". *Ultramicroscopy*. Vol.93. N°3-4. pp. 213-222.
- [19] Ramírez A., (1998) "Estudio del heterosistema epitaxial  $\text{CaF}_2/\text{Si}$  como elemento de diseño en la microelectrónica". Tesis Doctoral. Benemérita Universidad Autónoma de Puebla, México.
- [20] Fowler R., Nordheim L., (1928) "Electron emission in intense electric field", *Proceedings of the Royal Society of London, Series A*. Vol. 119, pp.173-181.