

## Esquema Iterativo Autoconsistente para el Cálculo de las Densidades de Corrientes en las Interfaces Metal-Semiconductor de Placas de Efecto Peltier

Daniel Omar Baez-Nuñez<sup>a\*</sup>, Carlos Villa-Angulo<sup>a</sup>, Iván Olaf Hernández-Fuentes<sup>b</sup>.

<sup>a</sup> Instituto de Ingeniería, Universidad Autónoma de Baja California, Blvd. Benito Juárez S/N, CP. 21280, Mexicali B.C., [baezd@uabc.edu.mx](mailto:baezd@uabc.edu.mx), [villac@uabc.edu.mx](mailto:villac@uabc.edu.mx), Mexicali, Baja California, México.

<sup>b</sup> Facultad de Ingeniería, Universidad Autónoma de Baja California, Blvd. Benito Juárez S/N, CP. 21280, Mexicali B.C., [olaf@uabc.edu.mx](mailto:olaf@uabc.edu.mx), Mexicali, Baja California, México.

### Resumen

El presente trabajo se centra en el desarrollo de un esquema iterativo de solución autoconsistente para obtener las densidades de corrientes eléctricas generadas en las interfaces metal-semiconductor de una placa termoeléctrica de efecto Peltier. El objetivo de este cálculo es comprender el impacto que estas densidades tienen en la generación y mantenimiento del gradiente de temperatura ( $\Delta T$ ). Estas densidades de corrientes pueden estar limitadas por contactos Schottky o facilitadas por contactos óhmicos, afectan directamente la transferencia de calor y la eficiencia del dispositivo. El artículo analiza las ecuaciones fundamentales que rigen el transporte termoeléctrico y las pérdidas energéticas asociadas a las interfaces, así como la relación entre la densidad de corriente, el calor transportado y el gradiente de temperatura mediante un algoritmo iterativo autoconsistente. El enfoque de solución autoconsistente permite optimizar el diseño de placas Peltier, mejorando su rendimiento en aplicaciones como la refrigeración y la generación de energía.

**Palabras clave**— cálculo de densidades de corrientes, efecto Peltier, gradiente de temperatura, interfaces metal-semiconductor, placas termoeléctricas

### Abstract

*This study focuses on the development of an iterative self-consistent solution scheme to obtain the electric current densities generated at the metal-semiconductor interfaces of a Peltier effect thermoelectric plate. The objective of this calculation is to understand the impact that these densities have on the generation and maintenance of a temperature gradient ( $\Delta T$ ). These current densities can be limited by Schottky contacts or facilitated by ohmic contacts and directly affect the heat transfer and the efficiency of the device. This study analyzes the fundamental equations governing thermoelectric transport and the energy losses associated with the interfaces, as well as the relationship between current density, heat transported, and temperature gradient using a self-consistent iterative algorithm. The self-consistent solution approach allows to optimize the design of Peltier plates, improving their performance in applications such as refrigeration and power generation.*

**Keywords**— current density calculation, Peltier effect, temperature gradient, metal-semiconductor interfaces, thermoelectric plates.

## 1. INTRODUCCIÓN

El cálculo correcto de las densidades de corrientes eléctricas generadas en las interfaces metal-semiconductor es crucial para optimizar el rendimiento de las placas termoeléctricas de efecto Peltier [1]. Estas corrientes afectan directamente la transferencia de calor a través de los contactos y determinan la eficiencia térmica del dispositivo, especialmente en aplicaciones que dependen de mantener un gradiente de temperatura ( $\Delta T$ ) constante y eficiente [2].

Las interfaces metal-semiconductor son críticas porque en estas se forman contactos Schottky u óhmicos, que impactan de forma distinta en el flujo de corriente y en las pérdidas energéticas [3]. Los contactos Schottky introducen barreras de potencial que generan pérdidas por resistencia y afectan negativamente al gradiente térmico, mientras que los contactos óhmicos permiten una transferencia de corriente más eficiente, minimizando las pérdidas energéticas [4] [5]. Este artículo tiene como objetivo principal explorar las relaciones cuantitativas entre las densidades de corrientes en estas interfaces y el gradiente de temperatura generado por el efecto Peltier. Además, se analizan las ecuaciones fundamentales que describen estos fenómenos mediante un algoritmo iterativo autoconsistente y se proponen recomendaciones para mejorar la eficiencia térmica y energética del dispositivo.

## 2. PRINCIPIO DEL EFECTO PELTIER Y CONSTRUCCIÓN DE LAS PLACAS

### 2.1 Principio del Efecto Peltier

El efecto Peltier describe la transferencia de calor en una unión de dos materiales distintos cuando una corriente eléctrica fluye a través de ella. Los electrones y huecos transportan energía térmica:

- En el lado frío, los portadores de carga absorben calor al moverse hacia un estado de mayor energía.
- En el lado caliente, liberan esta energía al regresar a un estado de menor energía.

El coeficiente de Peltier ( $\Pi$ ) relaciona el flujo de corriente ( $I$ ) con el calor transportado ( $Q$ ) según:

$$Q = \Pi \cdot I \quad (1)$$

Donde  $Q$  es la tasa de transferencia de calor,  $\Pi$  es el coeficiente de Peltier, que depende del tipo de material y su temperatura,  $I$  es la corriente eléctrica aplicada.

### 2.2 Construcción de las Placas

Una placa de efecto Peltier está compuesta por un conjunto de elementos que trabajan en conjunto para lograr la conversión de energía térmica en eléctrica o viceversa. A

continuación, se describen los componentes principales y su disposición en el módulo.

### 2.2.1 Pares termoeléctricos (Unidades PN)

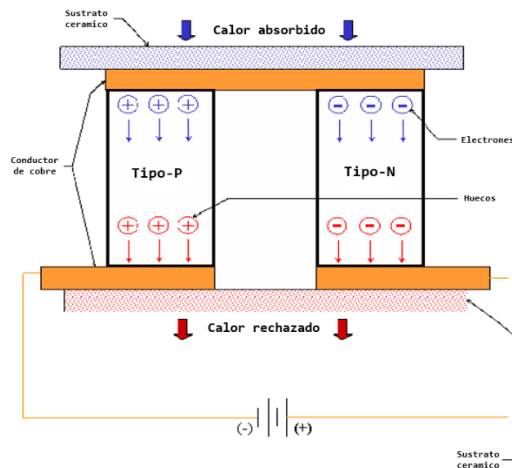
La placa de efecto Peltier está formada por múltiples pares de semiconductores tipo P (positivo) y tipo N (negativo), conectados eléctricamente en serie y térmicamente en paralelo [2], tal como se muestra en Fig. 1.

Funcionamiento:

- Los semiconductores tipo P tienen un exceso de huecos (portadores de carga positiva).
- Los semiconductores tipo N tienen un exceso de electrones (portadores de carga negativa).
- Cuando se aplica una corriente eléctrica, los electrones y huecos se mueven a través de los semiconductores, transportando calor de un lado al otro en el módulo.

Los materiales semiconductores más comunes utilizados en estos dispositivos son: Teluro de Bismuto ( $Bi_2Te_3$ ), Teluro de Antimonio ( $Sb_2Te_3$ ) y Seleniuro de Plomo ( $PbSe$ ).

Fig. 1. Diagrama esquemático de una placa de efecto peltier



Fuente: Elaboración propia

### 2.2.2 Placas cerámicas

Los pares termoeléctricos semiconductores PN están encapsulados entre dos placas cerámicas, generalmente hechas de alúmina (óxido de aluminio,  $Al_2O_3$ ).

Funcionamiento:

- Las placas cerámicas actúan como aislantes eléctricos pero conductores térmicos.
- Proporcionan rigidez mecánica al módulo y protegen los semiconductores del ambiente externo.
- Una de las placas se convierte en el lado frío y la otra en el lado caliente cuando se aplica una corriente eléctrica.

## 3. CORRIENTE EN INTERFACES METAL-SEMICONDUCTOR

### 3.1 Contactos Schottky

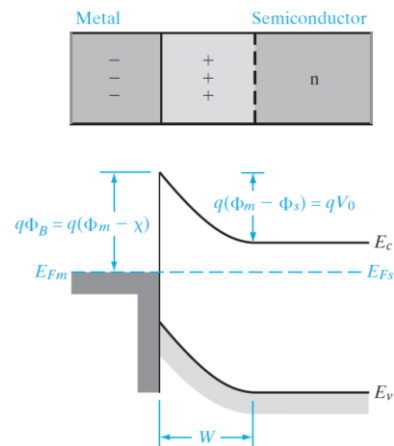
Los contactos Schottky se forman debido a diferencias en la función de trabajo entre un metal y un semiconductor. Cuando un metal con una función de trabajo alta entra en contacto con un semiconductor tipo N, se genera una barrera de potencial ( $\Phi_i$ ) en la interfaz que dificulta el flujo de electrones (Fig. 2) [4]. Esta barrera limita la corriente y es responsable de pérdidas energéticas significativas en los dispositivos con placas Peltier.

La densidad de corriente ( $J_s$ ) a través de un contacto Schottky está determinada por la ecuación de transporte termoiónico:

$$J = \left[ A^* T^2 \exp \left( -\frac{q\Phi_{Bn}}{kT} \right) \right] \left[ \exp \left( \frac{qV}{kT} \right) - 1 \right] \quad (2)$$

Los contactos Schottky aumentan la resistencia eléctrica en la interfaz, lo que genera pérdidas por efecto Joule ( $P_j = I^2 R$ ). Esto disminuye el calor neto transportado y reduce la capacidad del dispositivo para generar y mantener un  $\Delta T$  alto. Además, la disipación de potencia en la barrera puede generar un calentamiento local, alterando el gradiente térmico deseado.

Fig. 2. Barrera de potencial generada en un contacto Schottky.



Fuente: Imagen obtenida de [5]

### 3.2 Contactos Óhmicos

Los contactos óhmicos, en contraste, permiten un flujo de corriente uniforme sin una barrera de potencial significativa [5].

Estos contactos se forman cuando:

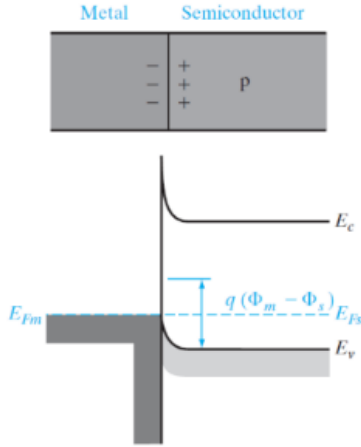
- El metal y el semiconductor tienen funciones de trabajo compatibles (Fig. 3).
- El semiconductor está fuertemente dopado, reduciendo la resistencia de la región de contacto.

El comportamiento óhmico asegura que la corriente fluya en ambas direcciones de manera eficiente. Esto es fundamental para minimizar las pérdidas resistivas y mejorar la

transferencia de calor en la placa Peltier. El impacto de los contactos óhmicos en los gradientes de temperatura se puede resumir de la siguiente manera:

- Los contactos óhmicos maximizan la transferencia de calor al permitir un flujo constante de corriente, asegurando un transporte térmico efectivo.
- Reducen la generación de calor no deseado en las interfaces, lo que contribuye a mantener un  $\Delta T$  alto y estable en el dispositivo.

Fig. 3. Barrera de potencial generada en un contacto óhmico.



Fuente: Imagen obtenida de [5]

#### 4. PROCESO AUTO-CONSISTENTE PARA LA CARACTERIZACIÓN DE INTERFACES SCHOTTKY EN PLACAS DE EFECTO PELTIER.

Tal como se muestra en Fig. 4, el proceso auto-consistente para encontrar los parámetros de caracterización de la interfaz Schottky se basa en las ecuaciones descritas en [1], empieza calculando las concentraciones de cargas en equilibrio. En un semiconductor tipo N, la concentración de electrones en equilibrio ( $N_0$ ) es aproximadamente igual a la concentración de dopado ( $N_d$ ), mientras que la concentración de huecos en equilibrio ( $P_0$ ) se calcula a partir de la concentración intrínseca ( $n_i$ ) y la concentración de dopado, utilizando la relación ( $P_0 = n_i^2 / N_d$ ). Estas concentraciones son fundamentales para entender el comportamiento del semiconductor bajo polarización. Posteriormente, se calcula la altura de la barrera Schottky ( $\phi_b$ ), que es la diferencia de energía entre el nivel de Fermi del metal y el del semiconductor. La barrera Schottky se determina mediante la ecuación ( $\phi_b = \phi_0 - qX$ ),

donde ( $\phi_0$ ) es el potencial de contacto en equilibrio, ( $q$ ) es la carga del electrón y ( $X$ ) es la diferencia entre la función de trabajo del metal y la afinidad electrónica del semiconductor. La altura de la barrera es crucial para determinar la densidad de corriente en la interfaz, ya que representa la barrera de potencial que los electrones deben superar.

Para iniciar el proceso iterativo, se propone un valor inicial para el potencial de Poisson ( $V_0$ ), que describe la distribución del potencial eléctrico en la zona de depleción. Este valor se ajustará iterativamente hasta alcanzar la convergencia. El potencial de Poisson es fundamental para calcular el campo eléctrico y las concentraciones de cargas fuera de equilibrio. El siguiente paso es calcular el ancho de la zona de depleción ( $W$ ), que es la región donde no hay portadores de carga libres. El ancho de la zona de depleción se determina mediante la ecuación

$$W = \left( \frac{2\epsilon_s(V_0 - V)}{qN_d} \right)^{1/2} \quad (3)$$

donde ( $\epsilon_s$ ) es la permitividad del semiconductor, ( $V$ ) es el voltaje aplicado y ( $q$ ) es la carga del electrón. Este valor es esencial para determinar el campo eléctrico y las concentraciones de cargas fuera de equilibrio.

El campo eléctrico en la zona de depleción se calcula en función de la posición utilizando las ecuaciones

$$E(x) = E_m \left( 1 - \frac{x}{W} \right) \quad (4)$$

$$E_m = - \frac{qN_d W}{\epsilon_s} \quad (5)$$

Aquí, ( $E(x)$ ) es el campo eléctrico en función de la posición, ( $E_m$ ) es el campo eléctrico máximo en la interfaz Schottky y ( $x$ ) es la posición dentro de la zona de depleción. El campo eléctrico describe la fuerza que actúa sobre las cargas en la interfaz y varía linealmente desde un valor máximo en la interfaz hasta cero en el borde de la zona de depleción.

El potencial químico de los electrones ( $\mu_n(x)$ ) se calcula en función de la posición utilizando la ecuación

$$\mu_n(x) = kT \ln \left( \frac{n(x)}{N_c} \right) + E_g \quad (6)$$

donde ( $k$ ) es la constante de Boltzmann, ( $T$ ) es la temperatura absoluta, ( $n(x)$ ) es la concentración de electrones en función de la posición, ( $N_c$ ) es la densidad efectiva de estados en la banda de conducción y ( $E_g$ ) es el bandgap del semiconductor. El potencial químico describe la energía de los electrones en el semiconductor y es fundamental para entender la distribución de energía.

El nivel de Fermi en el semiconductor ( $E_f(x)$ ) se determina restando el potencial eléctrico ( $\phi(x)$ ) del potencial químico, utilizando la ecuación

$$E_f(x) = \mu_n(x) - q\phi(x) \quad (7)$$

El nivel de Fermi es una medida de la energía de los electrones en el semiconductor y es crucial para entender la distribución de energía en el sistema.

Las concentraciones de cargas fuera de equilibrio ( $n(x)$ ) y ( $p(x)$ ) se calculan en función del potencial eléctrico utilizando las ecuaciones

$$n(x) = N_0 \exp\left(\frac{q\phi(x)}{kT}\right) \quad (8)$$

$$p(x) = P_0 \exp\left(-\frac{q\phi(x)}{kT}\right) \quad (9)$$

Estas concentraciones dependen exponencialmente del potencial eléctrico y son fundamentales para determinar la densidad de corriente en la interfaz.

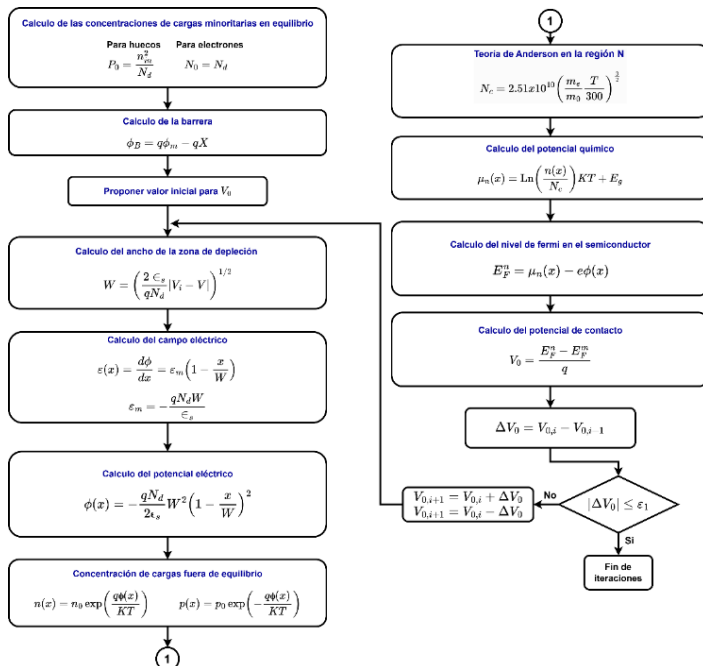
El potencial de Poisson se ajusta iterativamente hasta alcanzar la convergencia, utilizando la ecuación ( $V_{0,nuevo} = V_{0,anterior} + \Delta V_0$ ), donde ( $V_{0,nuevo}$ ) es el nuevo valor del potencial de Poisson, ( $V_{0,anterior}$ ) es el valor anterior del potencial de Poisson y ( $\Delta V_0$ ) es la diferencia entre el valor actual y el anterior. Este proceso asegura que las ecuaciones electrostáticas y las condiciones de frontera se cumplan en todo el sistema.

Finalmente, la densidad de corriente en la interfaz Schottky ( $J_s$ ) se calcula utilizando la ecuación

$$J_s = qN_c\mu_n E_m \exp\left(-\frac{\phi_b}{kT}\right) \left(\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1\right) \quad (10)$$

donde ( $\mu_n$ ) es la movilidad de los electrones, ( $\phi_b$ ) es la altura de la barrera Schottky y ( $V$ ) es el voltaje aplicado. Este valor representa el flujo de cargas a través de la interfaz y es el resultado final del proceso.

Fig. 4. Secuencia auto-consistente para caracterizar las interfaces Schottky en una placa de efecto Peltier



Fuente: Elaboración propia

## 5. RESULTADOS

### 5.1 Explicación del programa de MATLAB

El programa desarrollado en MATLAB tiene como objetivo calcular la densidad de corriente en la interfaz de un contacto Schottky en un semiconductor tipo N ( $Bi_2Te_3$ ) bajo polarización directa. Este cálculo es fundamental para entender el comportamiento de dispositivos termoeléctricos basados en el efecto Peltier, donde la interfaz Schottky juega un papel crítico en la conversión de energía térmica en eléctrica y viceversa. A continuación, se describe el flujo del programa y el propósito de cada sección en base a Fig. 4.

#### 5.1.1 Definición de parámetros físicos

En esta sección, se definen las constantes físicas y los parámetros del sistema. Estos incluyen el voltaje externo aplicado, la temperatura del sistema, la carga del electrón, la constante de Boltzmann, la permitividad en el vacío, la masa del electrón, el ancho del semiconductor, el área transversal del semiconductor y la función de trabajo del metal (platino). Estos valores son esenciales para los cálculos posteriores, ya que describen las condiciones físicas y las propiedades del sistema.

#### 5.1.2 Propiedades del semiconductor ( $Bi_2Te_3$ tipo N)

Aquí se especifican las propiedades del material semiconductor, como la concentración de dopado, la constante de difusividad, el tiempo de vida de los portadores, la concentración intrínseca, la permitividad del semiconductor, el bandgap, las masas efectivas de electrones y huecos, y la movilidad de las cargas. Estas propiedades son necesarias para calcular el ancho de la zona de depleción, el campo eléctrico y las concentraciones de cargas en el semiconductor.

Las propiedades físicas y los parámetros utilizados en la simulación se resumen en la Tabla 1.

Tabla 1. Propiedades físicas del Teluro de Bismuto

Propiedad	Valor	Unidad
Concentración de dopado (Nd)	$1 \times 10^{16}$	$\text{cm}^{-3}$
Concentración intrínseca ( $n_i$ )	$1 \times 10^{15}$	$\text{cm}^{-3}$
Bandgap ( $E_{gn}$ )	0.2	eV
Permitividad ( $\epsilon_n$ )	200	-
Masa efectiva del electrón ( $m_{en}$ )	0.13	-
Masa efectiva del hueco ( $m_{hn}$ )	0.25	-
Movilidad de las cargas (MMn)	300	$\text{cm}^2/\text{Vs}$
Temperatura (Td)	300	K
Voltaje externo aplicado ( $V_e$ )	1.0	V

#### 5.1.3 Cálculo de concentraciones de carga en equilibrio

En esta parte, se calculan las concentraciones de electrones y huecos en equilibrio. La concentración de electrones en equilibrio es aproximadamente igual a la concentración de dopado, mientras que la concentración de huecos se determina a partir de la concentración intrínseca y la concentración de dopado. Estas concentraciones son fundamentales para entender el comportamiento del semiconductor bajo polarización.

### 5.1.4 Cálculo de la barrera Schottky

La altura de la barrera Schottky se calcula como la diferencia entre la función de trabajo del metal y la afinidad electrónica del semiconductor, ecuación (3). Este valor es crucial para determinar la densidad de corriente en la interfaz, ya que representa la barrera de potencial que los electrones deben superar para fluir entre el metal y el semiconductor.

### 5.1.5 Polarización en directa (bucle iterativo)

El núcleo del programa es un bucle iterativo que resuelve el potencial de Poisson y calcula las magnitudes físicas relacionadas. El bucle comienza con un valor inicial para el potencial de Poisson y ajusta este valor iterativamente hasta alcanzar la convergencia. En cada iteración, se calculan:

- El ancho de la zona de depleción: Que determina la región donde no hay portadores de carga libres, ecuación (3).
- El campo eléctrico: Que describe la fuerza que actúa sobre las cargas en la interfaz, ecuación (4).
- El potencial eléctrico: Que varía espacialmente en función de la posición.
- Las concentraciones de cargas fuera de equilibrio: Que dependen del potencial eléctrico y la temperatura, ecuación (8) y (9).
- El potencial químico y el nivel de Fermi: Que describen la energía de los electrones en el semiconductor, ecuación (6) y (7).
- El potencial de contacto: Que representa la diferencia entre el nivel de Fermi del semiconductor y el del metal.

El bucle continúa hasta que la diferencia entre el valor actual y el anterior del potencial de Poisson sea menor que un umbral predefinido, asegurando la precisión de los resultados.

### 5.1.6 Cálculo de la densidad de corriente en la interfaz

Una vez que se ha alcanzado la convergencia en el bucle iterativo, se calcula la densidad de corriente en la interfaz Schottky, ecuación (10). Este cálculo utiliza el campo eléctrico, la altura de la barrera Schottky y el voltaje aplicado. La densidad de corriente es un parámetro clave para entender el flujo de cargas a través de la interfaz y su relación con el efecto Peltier en dispositivos termoelectrónicos.

### 5.2 Resultados numéricos

La Tabla 2 Muestra los resultados calculados en el programa MATLAB para una interfaz Schottky polarizada en directa.

Tabla 2. Resultados del programa de MATLAB para el cálculo de la corriente en una barrera Schottky

Propiedad	Valor	Unidad
Ancho de la zona de depleción	3000.98	Nm
Concentración de electrones	$1 \times 10^{14}$	$cm^{-3}$
Concentración de huecos	$9.9996 \times 10^{15}$	$cm^{-3}$
Potencial de Poisson	5.0742	V
Potencial químico	0.0767	eV
Potencial eléctrico	$-1 \times 10^{-6}$	V
Nivel de fermi	0.0768	eV
Campo eléctrico máximo	$-2.7149 \times 10^4$	V/m

Densidad de corriente	$-2.2189 \times 10^5$	A/cm <sup>2</sup>
-----------------------	-----------------------	-------------------

Estos resultados son consistentes con las expectativas teóricas para un contacto Schottky en un semiconductor tipo N bajo polarización directa. La densidad de corriente ( $J_s$ ) es particularmente relevante, ya que representa el flujo de cargas a través de la interfaz y es un parámetro clave para el diseño de dispositivos termoelectrónicos de efecto peltier.

### 5.3 Metodología iterativa

El programa utiliza un enfoque iterativo para resolver el potencial de Poisson ( $V_0$ ) y garantizar la convergencia de los resultados, ver anexo 1. La necesidad de iteración surge debido a la naturaleza no lineal de las ecuaciones que describen el sistema, particularmente la relación entre el potencial eléctrico ( $\Phi_x$ ) y las concentraciones de cargas ( $n(x)$  y  $p(x)$ ). En cada iteración, el programa:

1. Calcula el ancho de la zona de depleción (W) y el campo eléctrico ( $E_m$ ).
2. Determina las concentraciones de cargas fuera de equilibrio ( $n(x)$  y  $p(x)$ ).
3. Actualiza el potencial de Poisson ( $V_0$ ) hasta que la diferencia entre iteraciones consecutivas ( $\Delta V_{poisson}$ ) sea menor que un umbral predefinido (0.5 V en este caso).

Este enfoque iterativo asegura que los resultados sean precisos y consistentes con las condiciones físicas del sistema.

## 6. CONCLUSIONES Y RECOMENDACIONES

El cálculo de las corrientes en las interfaces metal-semiconductor es fundamental para optimizar el rendimiento de las placas Peltier. Minimizar las barreras Schottky y maximizar los contactos óhmicos reduce pérdidas energéticas y mejora la transferencia de calor. Además, la correcta gestión de la corriente eléctrica y el gradiente de temperatura permite aplicaciones más eficientes en refrigeración, climatización y generación de energía.

En dispositivos termoelectrónicos de efecto Peltier, la densidad de corriente en la interfaz Schottky ( $J_s$ ) es un parámetro crítico por las siguientes razones:

En el efecto Peltier, la densidad de corriente ( $J_s$ ) está directamente relacionada con el flujo de calor ( $Q$ ) a través de la interfaz. La ecuación 1 que describe esta relación. Por lo tanto, calcular  $J_s$  permite estimar el flujo de calor generado o absorbido en la interfaz, lo que es esencial para el diseño de dispositivos de refrigeración o generación de energía.

La eficiencia de un dispositivo termoelectrónico depende de la capacidad del material para convertir energía térmica en eléctrica (o viceversa) con pérdidas mínimas. La densidad de corriente ( $J_s$ ) influye en las pérdidas por efecto Joule ( $J_s^2 \cdot \rho$ , donde  $\rho$  es la resistividad del material) y en la generación de

calor Peltier. Optimizar  $J_s$  es clave para maximizar la eficiencia termoeléctrica.

En un contacto Schottky, la densidad de corriente ( $J_s$ ) está influenciada por el ancho de la zona de depleción ( $W$ ) y el campo eléctrico ( $Em$ ). Calcular  $J_s$  permite evaluar cómo la polarización aplicada y las propiedades del material afectan la región de depleción, lo que es crucial para el rendimiento del dispositivo.

En dispositivos termoeléctricos, la polarización eléctrica aplicada puede modificar significativamente la densidad de corriente ( $J_s$ ) y, por ende, el flujo de calor. Calcular  $J_s$  bajo diferentes condiciones de polarización permite predecir el comportamiento del dispositivo en operación real.

La interfaz Schottky es una región crítica en dispositivos termoeléctricos, ya que es donde ocurre la conversión de energía. Calcular  $J_s$  en esta interfaz proporciona información valiosa sobre la resistencia de contacto, las barreras de potencial y la transferencia de cargas, todos factores que influyen en el rendimiento global del dispositivo.

## 7. REFERENCIAS

- [1] B. L. Sharma, Metal-Setniconductor Schottley Barrier Junctions and Their Applications, New York: Springer, 2012.
- [2] N. Jaziri, A. Boughamoura, J. Müller, B. Mezghani, F. Tounsi and M. Ismail, "A comprehensive review of Thermoelectric Generators: Technologies and common applications," *Energy Reports*, vol. 6, no. 7, p. 264–287, 2020.
- [3] M. Wais, K. Held and M. Battiato, "Importance of Schottky barriers for wide-bandgap thermoelectric devices," *Physical Review Materials*, vol. 2, no. 4, p. 045402, 2018.
- [4] S. M. Sze and K. N. Kwok, Physics of Semiconductor Devices, Hoboken, New Jersey: John Wiley & Sons, 2007.
- [5] B. G. Streetman and S. K. Banerjee, Solid State Electronic Devices, Harlow: Pearson Education Limited, 2016.

## ANEXO 1

```

P0= nin^2/Nd;
N0=Nd;
Affi=4.6;
Phi_b=5.65-Affi;
V0_d=0.6;
ii=1;
DVpoisson=100;
Dvtemp_d=100;

while DVpoisson >= 0.5

    W= (((2*En*E0)/(q*Nd))*(abs(V0_d-Ve_d)))^(1/2);
    Em=-((q*Nd)/(En*E0))*W;
    Ex=Em*(1-(X/W));
    Phi_x=-((q*Nd)/(2*(En)))*W^2*(1-(X/W))^2;
    Nx=N0*exp(Phi_x/(K*Td));
    Px=P0*exp(-Phi_x/(K*Td));
    Nc=(2.51*10^19)*(((Men*M0)/M0)*(Td/Td))^(3/2);
    Mnx=(log(Nx/Nc)*(K*Td))+Egn;
    Efn=Mnx-Phi_x;
    Phi_n=-(K*Td*log(Nd/Nc));
    %Vi= -(q*Nd)/(2*En))+Ve;
    Vi= abs(Efn-Ef_metal);
    DVpoisson=abs(Vi-V0_d);
    V0_d=abs(V0_d+(DVpoisson*1e-3));
    ii=ii+1;

end

Js=(q*Nc*(MMn)*Em*exp(-
Phi_b/(K*Td)))*(exp(Ve_d/(K*Td))-1);
    
```