

Teoría lineal del enfriamiento termoeléctrico de Peltier

G.N.Logvinov, José Luis del Río Valdés

SEPI-ESIME Culhuacán, Instituto Politécnico Nacional

Av. Santa Ana 1000, Col. San Francisco, Culhuacán, C.P. 04430, D.F., México, México

Yu.G.Gurevich*

Depto. Física Aplicada-Electrónica, Universidad Salamanca

Plaza de la Merced s/n, Edificio Trilingüe, E-37008, Salamanca, España

(Recibido: 15 de abril de 2005; Aceptado: 23 de mayo de 2005)

Se sugiere un nuevo modelo de enfriamiento termoeléctrico (efecto Peltier) en la unión de dos semiconductores. Esta teoría se basa en el análisis del principio de Le Chatelier-Braun, y en la ecuación de balance de energía en la presencia de corriente eléctrica y de flujo de calor a través de la estructura de dos semiconductores. Se obtienen las distribuciones de temperatura que ilustran el efecto Peltier.

Palabras clave: Enfriamiento termoeléctrico; Efecto de Peltier

A new model of thermoelectric cooling (the Peltier's effect) on the junction of two semiconductors is suggested. This theory is based on analysis of the Le Chatelier-Braun thermodynamic principle and the energy balance equation in a structure created from two semiconductors across which an electric current runs. The temperature distributions illustrating the Peltier's effect are obtained.

Keywords: Thermoelectric cooling; Peltier's effect

1. Introducción

Actualmente el enfriamiento termoeléctrico ha comenzado a llamar fuertemente la atención, especialmente en el campo de la microelectrónica. Los enfriadores termoeléctricos son ampliamente usados para el enfriamiento de dispositivos electrónicos [1]-[4] ya que son dispositivos de estado sólido sin partes móviles, y pueden ser fabricados en tamaños muy pequeños, del orden de micrómetros [4].

Las ventajas indiscutibles de los enfriadores o refrigeradores termoeléctricos son las siguientes:

- La habilidad de disipar calor de los dispositivos microelectrónicos, tales como los circuitos integrados.
- La habilidad de ser incorporados directamente en el chip proporcionando enfriamiento local.

Las ventajas mencionadas permiten resolver problemas que surgen al incrementar las velocidades de procesamiento de los circuitos integrados, computadoras y otros sistemas electrónicos que requieren altos niveles de potencia y gran densidad de empaquetamiento. El diseño de microprocesadores con velocidades de reloj más rápidas requiere de mayor potencia. El incremento en la densidad de los procesadores también resulta en un mayor requerimiento de potencia. Además, el crecimiento en la digitalización y miniaturización de equipo portable tanto civil como militar requiere un incremento en los niveles de integración entre la electrónica, fuentes de poder y control térmico. Actualmente, muchos dispositivos electrónicos de alta potencia, tales como amplificadores y microprocesadores, operan a altas temperaturas cercanas al

límite de fiabilidad, lo cual puede afectar severamente el desempeño y tiempo de operación [5]. La eliminación de calor de tales dispositivos electrónicos puede hacerse mediante enfriamiento termoeléctrico.

La principal desventaja de los dispositivos de enfriamiento termoeléctrico es su baja eficiencia. Los dispositivos termoeléctricos actuales operan a alrededor del 10% de la eficiencia de Carnot, mientras que la eficiencia de un refrigerador basado en compresión, tales como los refrigeradores domésticos, operan a alrededor del 30% de la eficiencia de Carnot [2]. Por esta razón los dispositivos termoeléctricos son usados donde la eficiencia es menos importante que un tamaño pequeño, poco peso, o alta fiabilidad.

El principal parámetro que determina el desempeño del enfriamiento termoeléctrico de un material es la figura del mérito termoeléctrica ZT [6], donde $Z = \alpha^2 \sigma / \kappa$, α es el coeficiente de Seebeck, σ es la conductividad eléctrica, κ es el coeficiente de conductividad térmica, y T es la temperatura. Entre mayor sea este parámetro, mayor será la eficiencia termoeléctrica. Los mejores materiales disponibles hoy en día, para dispositivos que operan cercanos a la temperatura ambiente, tienen un ZT alrededor de 1, un valor que se ha incrementado solamente en décimas porcentuales desde finales de 1950. Estos materiales son aleaciones de antimonio y telurio de bismuto con algunos restos de otros elementos para dopar el semiconductor. Los enfriadores termoeléctricos con $ZT \approx 1$ operan solamente al 10% de la eficiencia de Carnot. Incrementando ZT por un factor de 4 permitiría llegar al 30% de la eficiencia de Carnot [2].

La búsqueda de caminos para incrementar el parámetro

ZT , define la principal investigación experimental y tecnológica en el área del enfriamiento termoeléctrico moderno.

Inmediatamente se debe notar que este parámetro es obtenido basándose en el análisis de los flujos térmicos en los dispositivos de enfriamiento termoeléctrico, en los cuales se exhibe el efecto Peltier. Solamente este efecto sustenta la base del enfriamiento termoeléctrico. Por esta razón es muy importante imaginar la física de este fenómeno y tener un modelo cerrado adecuado, que permita calcular correctamente todos los parámetros del enfriamiento termoeléctrico. Desde nuestro punto de vista, la literatura científica actualmente disponible describe superficialmente el efecto Peltier y un modelo matemático riguroso de este efecto no existe. El presente trabajo esta encaminado para tratar de solventar tal deficiencia.

2. Nuevo enfoque del efecto Peltier.

Usualmente este efecto esta definido como la absorción o emisión de calor, (en adición al calor de Joule) en la unión de dos conductores a través de los cuales una corriente DC circula (ver, por ejemplo, [7,8]). La absorción de este calor o su emisión depende de la dirección de la corriente eléctrica, y por unidad de tiempo es igual a:

$$Q_{II} = (\Pi_1 - \Pi_2)J, \quad (1)$$

donde $\Pi_{1,2}$ son los coeficientes de Peltier de los materiales conductores y J es la corriente eléctrica.

La Eq. (1) usualmente se obtiene en la suposición de una estructura isotérmica. Esto significa que la temperatura es uniforme en todos lados y es una cantidad constante. Naturalmente, los flujos térmicos, los cuales son proporcionales a $\kappa \nabla T$ (κ es la conductividad térmica, T es la temperatura) están ausentes en la estructura. Los únicos flujos térmicos son aquellos que acompañan a la corriente eléctrica. Para mantener el estado isotérmico en este caso es necesario incluir un baño térmico externo en las consideraciones. Su papel es el calentamiento de la unión cuando esta se enfría y el enfriamiento de la unión cuando esta se calienta [8].

Inmediatamente aparece una pregunta: ¿El efecto Peltier puede existir en el circuito termoeléctrico, sin la interacción térmica de las uniones con el entorno?, es decir, ¿El efecto Peltier puede existir como un fenómeno físico en una estructura adiabáticamente aislada?

Desde nuestro punto de vista, SÍ puede existir. Pero es necesario dejar de suponer el concepto de isotermia en la estructura. El concepto de “enfriamiento” o “calentamiento” de las uniones es necesario entenderlo como el decremento o incremento de la temperatura de esas áreas en comparación con otras partes del circuito eléctrico. ¿Por qué la inhomogeneidad de temperatura aparece, en un circuito termoeléctrico heterogéneo, en ausencia de interacción térmica de la estructura del sistema con el medio ambiente? Desde nuestro punto de vista, aparece como resultado del principio de Le Chatelier-Braun [9] en

el fenómeno termoeléctrico discutido. El principio de Le Chatelier-Braun en el caso general puede ser formulado de la siguiente forma: Una influencia externa que cambia al sistema de algún estado termodinámico, estimula procesos en este mismo sistema que tienden a reducir los resultados de la influencia.

El cambio del estado termodinámico del sistema causado por el cambio de los flujos de deriva, $\Pi_1 J - \Pi_2 J$ en la unión, deben ser compensados por otros flujos térmicos dirigidos contra los flujos de deriva tendiendo a regresar al sistema al estado termodinámico inicial. Estos flujos térmicos introducidos pueden ser únicamente los flujos de difusión térmica, los cuales crean la inhomogeneidad de la temperatura en la estructura.

Por eso, el problema del enfriamiento termoeléctrico se reduce al cálculo de la distribución de la temperatura en la estructura en presencia de la corriente eléctrica.

Con el propósito de ilustrar lo antes mencionado, debemos considerar un sistema heterogéneo elemental compuesto de dos semiconductores homogéneos distintos de tipo n (Fig. 1) a través de los cuales flue una densidad de corriente \vec{j} . Suponemos que los contactos eléctricos de la estructura en $x = -d_1$ y $x = d_2$ están mantenidos a la temperatura de equilibrio T_0 , las superficies laterales están aisladas adiabáticamente, y el área de la sección transversal es igual a la unidad en todas partes.

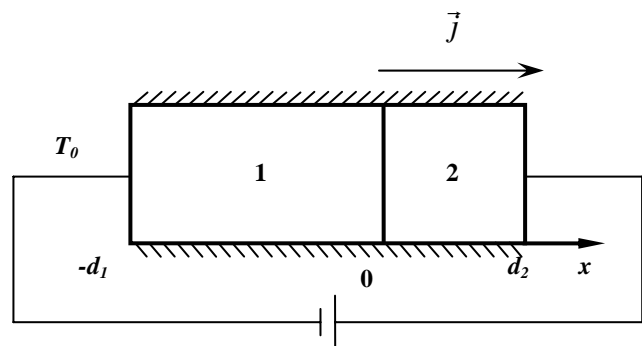


Fig.1. Estructura semiconductor a través de la cual circula una corriente eléctrica d.c.

Además, suponemos que la unión en $x = 0$ es isotérmica, es decir la temperatura en ella es continua, $T_1(x = 0) = T_2(x = 0)$.

El flujo de calor de deriva $\vec{q}_{dr} = \Pi \vec{j}$ (Π es el coeficiente de Peltier) fluye junto con una corriente eléctrica a través de la estructura. Este flujo sufre una discontinuidad en la unión de los dos medios distintos, a diferencia de la corriente eléctrica, y esta discontinuidad es proporcional a $(\Pi_1 - \Pi_2) \vec{j}$. El flujo de calor de deriva aumenta o disminuye en la unión (dependiendo de la relación entre Π_1 y Π_2) a una corriente eléctrica dada. Para esto, es necesario recordar que el signo de los coeficientes de Peltier depende del tipo de portadores de carga. En

semiconductores del tipo n , los considerados por nosotros, Π es negativo.

Atribuimos que de acuerdo al principio general de Le Chatelier-Braun, otro flujo de calor debe aparecer en la estructura que tiende a reducir esta ruptura. Estos flujos de calor por su naturaleza deben ser solamente flujos térmicos de difusión. Justamente estos flujos llevan a la homogeneidad de la temperatura en la estructura. La magnitud de estas corrientes térmicas de difusión está controlada por la ecuación de balance de energía.

El flujo de corriente de difusión térmica siempre debe coincidir con la dirección del flujo de calor de deriva en el material de la estructura que tiene en valor absoluto el menor valor de Π . Al contrario, el flujo de difusión térmica siempre debe ser opuesto a la dirección del flujo de calor de deriva en el material que tiene en valor absoluto el mayor valor de Π . Tal asimetría de las direcciones de los flujos de difusión térmicos lleva a un rompimiento en la unión de la estructura. El rompimiento del flujo de difusión térmica en el problema formulado por nosotros (ver Fig. 1) necesariamente lleva al aumento o disminución de la temperatura de la unión localizada en $x = 0$ (Fig. 2). Precisamente esta disminución de la temperatura de la unión o su incremento causado por la aparición de los flujos inducidos de difusión térmica es la esencia del efecto Peltier

Por simplificación asumimos que la conductividad térmica superficial [10] de la unión es igual a infinito, así que la temperatura en la unión es continua.

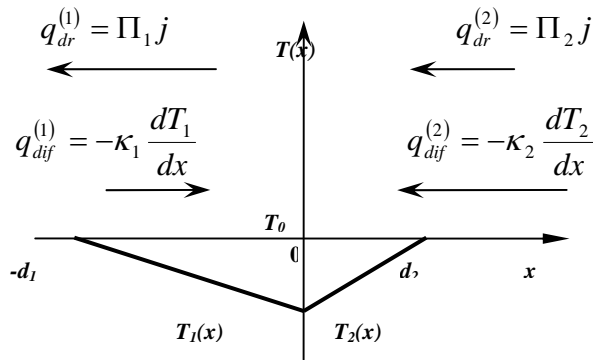


Figura 2. Flujos térmicos y distribución de temperatura en la estructura donde $|\Pi_2| < |\Pi_1|$.

Es fácil mostrar que la unión es calentada (calentamiento termoeléctrico) si $|\Pi_2| > |\Pi_1|$.

3. Modelo del efecto Peltier

Para calcular la distribución de temperatura en la estructura, usemos la ecuación general de balance de energía para el caso estacionario, tomando en cuenta la ocurrencia de los flujos tanto eléctrico como de calor en el sistema [11]:

$$\text{div} \vec{q} - \frac{j^2}{\sigma} - (\alpha \vec{j} \nabla T) = 0 \quad (2)$$

Aquí $\vec{q} = \vec{q}_{dr} + \vec{q}_{dif}$ es el flujo total de calor; $\vec{q}_{dif} = -\kappa \nabla T$ es el flujo de difusión térmica, $\vec{q}_{dr} = \Pi \vec{j}$ es el flujo de calor de deriva (un flujo de calor que es transportado por los portadores de carga durante el proceso de su movimiento en el campo eléctrico); \mathcal{E} es la energía, σ es la conductividad eléctrica, \vec{j} es la densidad de corriente eléctrica, y α es el coeficiente de Seebeck.

El segundo término del lado izquierdo de la ecuación (2) determina la evolución del calor de Joule, el cual es cuadrático con respecto a la corriente eléctrica. El último término corresponde a la evolución o absorción del calor de Thomson. La evolución o absorción de este calor depende de la orientación mutua de los vectores \vec{j} y ∇T .

Hemos precisado en la declaración del problema que nos interesa, el gradiente de temperatura no es creado por alguna fuente externa, surge solamente debido a la corriente eléctrica que circula. Por lo tanto, el calor de Thomson también es un término de segundo orden en \vec{j}

El primer término del lado izquierdo de la ecuación (2) es el cambio espacial del flujo térmico total, y es lineal con respecto a la corriente eléctrica.

Así, en la aproximación lineal en \vec{j} , la ecuación se reduce para un medio homogéneo a:

$$\frac{d^2 T}{dx^2} = 0 \quad (3)$$

Esta ecuación tiene que ser complementada por las condiciones térmicas de frontera. Como se mencionó anteriormente, por simplicidad hemos sugerido que:

$$T_1(x = -d_1) = T_2(x = d_2) = T_0 \quad (4)$$

La siguiente condición de frontera describe la continuidad de la temperatura en la unión:

$$T_1(x = 0) = T_2(x = 0) \quad (5)$$

Finalmente, la cuarta condición de frontera determina la continuidad de los flujos térmicos a través de la interfase $x = 0$:

$$\kappa_1 \left. \frac{dT_1}{dx} \right|_{x=0} - \Pi_1 j = \kappa_2 \left. \frac{dT_2}{dx} \right|_{x=0} - \Pi_2 j \quad (6)$$

La ecuación (3) junto con las condiciones de frontera (4)-(6), da como resultado las siguientes distribuciones de temperatura:

$$T_{1,2} = T_0 \left\{ 1 + \left[\frac{d_{2,1}}{\kappa_{2,1}} (\Pi_1 - \Pi_2) \right] \frac{j(d_{1,2} \pm x)}{T_0 \kappa_{1,2} \left(\frac{d_1}{\kappa_1} + \frac{d_2}{\kappa_2} \right)} \right\}, \begin{cases} -d_1 \leq x \leq 0 \\ 0 \leq x \leq d_2 \end{cases} \quad (7)$$

La ecuación (7) determina las distribuciones de temperatura en la estructura de dos semiconductores en la cuál una corriente eléctrica fluye. Estas distribuciones corresponden al calentamiento o enfriamiento termoeléctrico de Peltier considerado en la introducción. Estas distribuciones muestran que la temperatura en cada punto de la estructura es más baja o más alta que T_0 , es decir, la estructura se enfría o calienta dependiendo de la dirección de la corriente eléctrica. La variación máxima de temperatura con respecto a T_0 está en la unión

$$\bar{T}(x=0) = T_0 \left[1 + \frac{\Pi_1 - \Pi_2}{T_0 (\kappa_1/d_1 + \kappa_2/d_2)} j \right] \quad (8)$$

Como ha sido mostrado en la Ref. [13], el valor $(\Pi_1 - \Pi_2)j$ determina el cambio del flujo de energía cinética en la unión. Este cambio depende completamente de los parámetros de la barrera de potencial eléctrica en la unión, tal como las funciones de trabajo de los semiconductores en contacto y sus afinidades de electrón. Por esta razón, el enfriamiento o calentamiento es asociado con el efecto Peltier y ESTÁ asociado A la barrera eléctrica en la unión. Nótese que todas las ecuaciones obtenidas anteriormente siguen siendo verdaderas para las estructuras compuestas de semiconductores con conductividad tipo p . En este caso, solamente es necesario tomar en consideración que $\Pi_{1,2} > 0$ [1].

El efecto Peltier también existe en la unión de semiconductores de tipo $n-p$. Sin embargo, como fue demostrado en [14] los procesos termoeléctricos en este caso dependerán esencialmente de la cantidad de recombinaciones en áreas adjuntas a la unión. En el caso de la recombinación infinitamente fuerte, todas las ecuaciones de este artículo son correctas para este tipo de estructura. La diferencia esencial entre este caso y los casos previos es que ahora el material con la conductividad tipo n es caracterizado por el coeficiente de Peltier $\Pi_n < 0$ mientras que el material con la conductividad tipo p es caracterizado por el coeficiente de Peltier $\Pi_p > 0$. En este caso el enfriamiento es más fuerte.

4. Conclusiones

Se presenta la teoría lineal del efecto Peltier. Permitiendo la comprensión de los mecanismos de enfriamiento en la unión de dos semiconductores y se presenta el efecto Peltier de forma analítica. La aproximación sugerida puede ser generalizada para el caso no lineal y también para el caso en que se toma en cuenta la resistencia térmica en la unión. Por esto es necesario calcular la ecuación (2) en la

aproximación cuadrática para la corriente eléctrica y generalizar las condiciones de frontera (5), en el caso de una conductividad térmica finita superficial en la unión. Sólo esta aproximación puede darnos la posibilidad de obtener las características energéticas principales del enfriamiento termoeléctrico, así como la eficiencia del enfriamiento termoeléctrico y la temperatura más baja posible en la unión. Teniendo en cuenta que la conductividad térmica superficial dará lugar a un modelo más real para el cálculo de la eficiencia termoeléctrica.

5. Reconocimientos

Este trabajo ha sido parcialmente apoyado por el Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología (CONACYT, México). Los autores expresan también la gratitud a Dr. Felipe Pérez Rodríguez y Prof. J. E. Velázquez Pérez por la ayuda en la preparación del manuscrito.

Referencias

- [1] 1998 ASHRAE Handbook: Refrigeration, ed., American Society of Heating, Refrigerating and Air-Conditioning Engineers, Inc, Atlanta, Georgia, 5.2, (1998).
- [2] F. J. DiSalvo, Science, **285**, 703 (1999).
- [3] Patrick E. Phelon, Victor A. Chiriach, and Tien-Yu Tom Lee, IEEE Transactions on Components and Packaging Technologies, **25**, 356, (2002).
- [4] Luciana W. de Silva, Massoud Kaviany, International Journal of Heat and Mass Transfer, **47**, 2417 (2004).
- [5] J.-P. Fleurial et al, Proc. 16-th International Conference on Thermoelectrics, 641, (1997).
- [6] A.F. Ioffe. Semiconductor Thermoelements and Thermoelectric Cooling, Infosearch, London, 1957.
- [7] Jan Tauc, Photo and Thermoelectric Effects in Semiconductors, Pergamon Press, New York-Oxford-London-Paris, (1962).
- [8] Neil W. Ashcroft, N. David Mermin, Solid State Physics, (Cornell University, Tokyo, (1976).
- [9] S.R. de Groot and P. Mazur, Non-Equilibrium Thermodynamics (Dover, New York, 1984).
- [10] G.N. Logvinov, Yu.G. Gurevich, and I.M. Lashkevich, Jpn. J. Appl. Phys., **42**, 4448 (2003).
- [11] Samoilovich A.G., Korenblit L.L, Uspekhi Fiz. Nauk **49**, 243 (1953).
- [12] Yu. G. Gurevich and G.N. Logvinov, Sov. Phys. Semicond., **26**, 1091 (1992).
- [13] Yu.G. Gurevich, G.N. Logvinov, O. Yu. Titov, and J. Giraldo, Surface Review and Letters, **9**, 1703 (2002).
- [14] I.N. Volovichev, G.N. Logvinov, O. Yu. Titov, and Yu.G. Gurevich, J. Appl. Phys., **95**, 4496 (2004).

* En la actualidad el autor Dr. Yu. Gurevich del CINEVESTAV del IPN (México) se encuentra en periodo sabático.