

01190



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO

FACULTAD DE INGENIERÍA

DIVISIÓN DE ESTUDIOS DE POSGRADO

DESARROLLO DE UN GENERADOR TERMOIÓNICO
DE CORRIENTE ALTERNA

TEMA DE TESIS QUE PARA OBTENER EL GRADO DE DOCTOR EN
INGENIERÍA

PRESENTA:

cDr. JOSÉ GUILLERMO PÉREZ LUNA

DIRECTOR DE TESIS: Dr. CLAUDIO A. ESTRADA GASCA
CODIRECTOR: Dr. ANTONIO E. JIMÉNEZ GONZÁLEZ

MÉXICO D. F., JUNIO DE 2001



Universidad Nacional
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

Biblioteca Central



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.

*Todo lo puedo en Aquel que me conforta
Flp 4 13*

*A ti, Señor, te agradezco el don de la vida y permitirme percibir
tus maravillas. Gracias Señor por esta etapa de mi vida.*

Agradezco a mis padres, Miguel Pérez y Concepción Luna, con mucho cariño, sus desvelos y atenciones. Gracias, padres, por haberme inculcado nobles principios y por enseñarme el amor a Dios.

A mis hermanos:

Gloria, Miguel, Manuel, Guadalupe, Alicia, Jesús, Carmen y José Luis por su apoyo y amistad.

Dedico este trabajo a mi esposa Claudia y a mi pequeño Guillermo Rafael por todas las alegrías que han dado a mi vida. Por haberme inspirado y por darle sentido a mi trabajo.

Agradezco al Dr. Claudio Estrada su valiosa asistencia en la elección de este trabajo. Gracias por su sincera amistad y por sus ideas y consejos.

Al Dr. Antonio Jiménez por su amistad, por su guía y consejos, por la oportunidad de discutir a fondo los temas del presente trabajo.

Agradezco a los Doctores: Julia Tagüeña y Jaime Cervantes el haber aceptado formar parte de mi Comité Doctoral. Sus enseñanzas y consejos me permitieron alcanzar la meta.

A los miembros del jurado, los Drs. Alejandro Romero, Jaime Arau y Francisco Solorio por sus apreciables consejos.

A Franciso Díaz por su apoyo en la escritura de este trabajo.

Agradezco también al Centro de Investigación en Energía de la UNAM el haberme permitido trabajar en sus instalaciones. A la Benemérita Universidad Autónoma de Puebla por su confianza y apoyo durante todo el desarrollo de los estudios doctorales y al CONACYT por haber apoyado mediante el proyecto 0182P-A denominado: "Celda Termoiónica Solar", los recursos para la compra de equipo y materiales, los cuales resultaron indispensables en la elaboración del presente trabajo.

Finalmente agradezco al programa de Cátedras Patrimoniales de CONACYT y al programa de becas PROMEP el haberme apoyado durante la realización de los estudios doctorales.

RESUMEN

Una celda termoiónica (CT) es un dispositivo de alto vacío capaz de realizar conversión directa de energía; es decir, este dispositivo no requiere de partes mecánicas móviles para transformar el calor en potencia eléctrica. La eficiencia reportada para este tipo de celdas se encuentra en la gama de 10 a 15%. Esta eficiencia está limitada básicamente por las pérdidas de calor y por la impedancia interna. Para reducir la impedancia interna se emplea cesio, el cual se adiciona en forma de gas a la estructura básica. La temperatura de trabajo de estos dispositivos es alrededor de los 2000 K; sin embargo, ésta puede ser reducida disminuyendo la función de trabajo de los electrodos y la distancia de separación entre ellos. La CT normalmente genera bajo voltaje de corriente directa (≈ 0.5 V) y alta densidad de corriente (≈ 10 A/cm²); mientras que, su impedancia interna es relativamente baja (≈ 0.1 Ω). Esta última condición hace difícil que se pueda obtener un acoplamiento óptimo entre la celda y la carga. En este trabajo se presenta un circuito eléctrico que es capaz modelar las características de operación de la CT. Se demuestra teóricamente que empleando este modelo conjuntamente con una interfaz resonante, es posible transformar la potencia de corriente directa (CD) en potencia de corriente alterna (CA). La interfaz resonante desarrollada presenta además la ventaja de manejar voltajes más altos en la carga. La operación de la celda en el modo de CA, permite optimizar el acoplamiento de carga y en consecuencia obtener la condición de máxima transferencia de potencia. Para la comprobación experimental de esta teoría, se construyó una celda termoiónica de vacío (CTV) y se acopló al circuito eléctrico diseñado para realizar la función de la interfaz resonante. La comparación de los resultados teóricos obtenidos por simulación, con los resultados experimentales obtenidos para el sistema CTV-Interfaz resonante, muestra que el modelo eléctrico propuesto para la CT es correcto. La CT experimental fue fabricada con electrodos de tungsteno y molibdeno en el emisor y colector respectivamente, con una estructura tal, que permite hacer pruebas en vacío o con entrada de gases. El empleo de películas de óxido en el colector mostró que éstas mejoran la eficiencia de la CT; esto se observó particularmente en las pruebas efectuadas con MoO₃. La adición de nitrógeno también mejoró el desempeño de la CT, en virtud de que se redujo la impedancia interna. La CT fabricada con película de óxido en el colector, y simultáneamente la adición de nitrógeno a una presión de 1×10^{-4} torr, proporcionó información valiosa para entender los mecanismos de generación en este tipo de celdas. Tanto la celda fabricada, como la teoría desarrollada en relación con el modelado de ésta, establecen las bases para que se pueda continuar con investigaciones más avanzadas que permitan la realización de sistemas de conversión termoiónica en México.

ABSTRACT

Thermionic converters (CT) are direct energy conversion devices; where no mobile mechanical parts are required to transform heat to electrical power. The reported efficiency range for these converters is from 10 to 15%. Efficiency is basically limited by thermal losses and the internal impedance. Cesium is added to the elemental vacuum thermionic converter to reduce the internal impedance. Working temperature, for these devices, is around 2000 K, although, it can be reduced by lowering the work function of the internal electrodes and the interelectrode spacing. This device normally works at low DC voltage (≈ 0.5 V), high current density (≈ 10 A/cm²) and very low internal impedance (≈ 0.1 Ω); thus, it is difficult to optimize the external coupling load to obtain maximum power transfer. In this work, an electrical circuit model for vacuum thermionic converters (CTV) is proposed. Using this model and a resonant load circuit, it is shown that conversion of DC to AC electrical power is possible. Theoretical studies made by using the electrical circuit model coupled to the resonant load circuit, were compared against the results obtained for an actual (CTV). A specific vacuum thermionic converter was fabricated for this purpose. Experimental results show that the theoretical behavior predicted by simulation for the CTV-resonant load circuit system, is correct. The experimental CT was fabricated by using tungsten and molybdenum for the emitter and collector respectively. This device was coupled to a vacuum system with an input for gases; therefore, it was possible to make experiments with nitrogen. A thin film of MoO₃ grown over the collector electrode, let us obtain a higher voltage at the output of the CT. Nitrogen also improved the efficiency of the CT, by reducing the internal impedance. The structure obtained by the fabricated CT, the vacuum system and the nitrogen introduced at the interelectrode space of the cell, give us the chance to research the different phenomena that are present in thermionic conversion, particularly with plasma gases. The experimental device, as well as, the modeling developed for this converter, gives us the chance for more advanced research in this field and the possibility to develop in Mexico thermionic conversion systems.

Índice

| | |
|---|------|
| Resumen | v |
| Abstract | vii |
| Lista de figuras | xii |
| Lista de tablas | xvi |
| Nomenclatura | xvii |
| | |
| 1. Introducción | 1 |
| 1.1 Marco histórico | 1 |
| 1.2 Descripción básica de la celda termoiónica | 1 |
| 1.3 Estructura de la celda termoiónica de cesio | 2 |
| 1.4 Planteamiento del problema | 3 |
| 1.5 La técnica de resonancia como alternativa para mejorar el desempeño de la celda termoiónica de cesio | 5 |
| 1.6 Perspectivas de desarrollo de un Generador Termoiónico Solar en México | 5 |
| 1.7 Objetivo..... | 6 |
| 1.8 Estructura de la tesis..... | 7 |
| | |
| 2. Teoría sobre conversión termoiónica | 8 |
| 2.1 Comportamiento de la energía potencial en el interior de un metal..... | 8 |
| 2.2 Niveles cuánticos y bandas de energía en un material..... | 10 |
| 2.3 Deducción de la ecuación de emisión de Richardson-Dushman..... | 11 |
| 2.4 Curva característica ideal de la CT | 14 |
| 2.5 Modos de operación de la CT real..... | 17 |
| 2.6 Análisis termodinámico de la CT | 19 |
| 2.7 Condiciones para ionizar un gas | 22 |
| | |
| 3. Modelo eléctrico de la CT | 24 |
| 3.1 Modelo eléctrico de una CTV | 24 |
| 3.2 Análisis del modelo eléctrico para diferentes condiciones de operación..... | 27 |
| 3.3 Estudios paramétricos..... | 29 |
| | |
| 4. Interfaz resonante | 33 |
| 4.1 Punto de operación óptimo de la CT | 33 |
| 4.2 Descripción de la Interfaz Resonante..... | 35 |

| | |
|--|-----------|
| 4.3 Simulación del comportamiento eléctrico de la interfaz resonante | 37 |
| 5. Fabricación de la celda y pruebas experimentales | 44 |
| 5.1 Estructura de la CTV | 44 |
| 5.2 Características de los electrodos de la CT | 48 |
| 5.3 Características del sistema de vacío | 50 |
| 5.4 Procedimiento para evacuar el sistema de vacío..... | 53 |
| 5.5 Técnica desarrollada para medir la curva I-V de la CTV en la condición de baja corriente..... | 54 |
| 5.6 Descripción del sistema para medir la curva I-V de la CTV en operación normal | 56 |
| 5.7 Arreglo para determinar el comportamiento reactivo de la CTV | 57 |
| 5.8 Medición de las características del sistema CTV-Interfaz resonante | 58 |
| 5.9 Descripción de las pruebas experimentales realizadas a los diferentes tipos de celda..... | 59 |
| 6. Análisis de los resultados experimentales de la CT | 63 |
| 6.1 Comportamiento de la CT con electrodos metálicos y condición de vacío en el espacio interelectrónico (CT-1) | 63 |
| 6.2 Comportamiento de la CT con película de óxido en el colector y condición de vacío en el espacio interelectrónico | 65 |
| 6.3 Comportamiento de la CT con película de óxido en colector y atmósfera de nitrógeno en el espacio interelectrónico (CT-3) | 73 |
| 6.4 Comportamiento de la CT con película gruesa de óxido en el colector y atmósfera de nitrógeno en el espacio interelectrónico (CT-4) | 81 |
| 6.5 Análisis de los parámetros internos obtenidos para las diferentes celdas..... | 85 |
| 6.6 Modelo eléctrico para explicar el comportamiento del plasma de nitrógeno..... | 88 |
| Conclusiones | 91 |
| Referencias | 94 |
| Apéndices | |
| A Comportamiento térmico y eléctrico de una CTC acoplada a un concentrador solar..... | 99 |
| B Curvas características de la válvula termoiónica 1V | 106 |
| C Curva característica de una fuente de voltaje | 109 |

| | | |
|----------|---|-----|
| D | Máxima transferencia de potencia de una fuente de voltaje | 112 |
| E | Hojas de cálculo | 114 |
| F | Modelo matemático del sistema CTV-Interfaz Resonante | 123 |
| G | Características de las bombas de vacío | 126 |
| H | Cantidad de fotones emitidos por un cuerpo caliente | 128 |
| I | Deposito electroquímico y voltametría cíclica | 130 |

Lista de figuras

| Figura | Designación | Página |
|--------|--|--------|
| 1.1 | Celda termoiónica de cesio | 3 |
| 2.1 | Distribución de la energía potencial adentro y en la superficie del metal. | 9 |
| 2.2 | (a) Variación de la energía potencial y niveles discretos de energía en un átomo aislado, (b) Energía potencial resultante para tres átomos contiguos | 10 |
| 2.3 | Diagrama de bandas de energía para: (a) un metal, (b) un material aislante, (c) un semiconductor intrínseco | 11 |
| 2.4 | Estructura de la celda termoiónica | 14 |
| 2.5 | Variación de la energía potencial en la CT | 15 |
| 2.6 | Diagramas de energía potencial de la CT para diferentes potenciales V presentes en la carga | 15 |
| 2.7 | Curva característica $J-V$ ideal de la CT | 16 |
| 2.8 | Curva característica $J-V$ de la CT incluida la emisión inversa | 17 |
| 2.9 | Diagrama general de energía potencial para una CTV | 18 |
| 2.10 | Curvas características de la CT en los diferentes modos de operación y su comparación con la curva característica ideal de la CT | 19 |
| 2.11 | Densidad de potencia generada por la CT en el modo de ignición para diferentes voltajes aplicados en la carga, el punto A corresponde a la máxima eficiencia de generación | 19 |
| 2.12 | Esquema termodinámico de la CT | 20 |
| 3.1 | Curva característica típica de una CTV | 25 |
| 3.2 | Modelo eléctrico propuesto para una CTV | 26 |
| 3.3 | Modelo reducido de la CTV para un voltaje V_L positivo empleado como carga | 27 |
| 3.4 | Modelo reducido de la CTV para $V_L < -(V_e - V_c)$ | 28 |
| 3.5 | Curva característica general de la CT simulada por el modelo eléctrico | 29 |
| 3.6 | Curvas características simuladas por el modelo eléctrico, para diferentes temperaturas en el emisor | 31 |
| 3.7 | Curvas características simuladas por el modelo eléctrico, para diferentes funciones de trabajo del colector | 31 |
| 3.8 | Curvas características simuladas por el modelo eléctrico, para diferentes valores de la resistencia interelectródica | 32 |
| 4.1 | Curva característica de la CTC en el modo de ignición y su comparación con la curva característica de la CTV | 34 |
| 4.2 | Punto de operación óptimo de la CTV | 34 |

| | | |
|------|--|----|
| 4.3 | Acoplamiento de la interfaz resonante a una CTV para mejorar la transferencia de potencia | 35 |
| 4.4 | Voltaje de salida de la interfaz resonante acoplada a la CTV, en la condición próxima a la condición de resonancia | 39 |
| 4.5 | Voltaje de salida y voltaje de base en el transistor de la interfaz resonante, para la condición próxima a la resonancia | 39 |
| 4.6 | Voltaje de salida de la interfaz resonante acoplada a la CTV, para la condición de resonancia | 40 |
| 4.7 | Voltaje de salida y voltaje de base en el transistor de la interfaz resonante, para la condición de resonancia | 40 |
| 4.8 | Voltajes presentes en el secundario y primario del transformador, en la condición de resonancia | 41 |
| 4.9 | Voltaje presente entre las terminales de la CTV, en la condición de resonancia | 41 |
| 4.10 | Impulsos de corriente en el colector y en la base del transistor, en la condición de resonancia | 42 |
| 4.11 | Potencia abastecida por la CTV a la interfaz resonante, en la condición de resonancia | 42 |
| 4.12 | Potencia consumida en la resistencia de base, y en las uniones del transistor bipolar empleado en la interfaz resonante | 43 |
| 5.1 | Diagrama esquemático de la CTV | 46 |
| 5.2 | Ampliación de los detalles de la CTV | 47 |
| 5.3 | Patrón de difracción de los materiales empleados como electrodos en la CT | 49 |
| 5.4 | Diagrama esquemático del sistema de vacío | 51 |
| 5.5 | Vista fotográfica del sistema de vacío implementado | 52 |
| 5.6 | Caída de presión en el sistema de vacío en función del tiempo de evacuación y del tipo de bomba utilizada: 1. Bombeo mecánico, 2. Bombeo turbomolecular, 3. Bombeo iónico y 4. Bombeo por sublimación de titanio | 53 |
| 5.7 | Respuesta en voltaje de un circuito RC de tipo integrativo a un escalón unitario | 54 |
| 5.8 | Capacitor de carga y su interfaz para adecuar el acoplamiento de impedancia | 55 |
| 5.9 | Sistema para medir las curvas I-V de la CTV en la condición de baja corriente | 55 |
| 5.10 | Sistema para medir la curva I-V de la CTV, en la condición de operación normal | 56 |
| 5.11 | Amplificador de diferencia | 57 |
| 5.12 | Circuito eléctrico para conmutar una carga resistiva entre las terminales de la CTV | 57 |

| | | |
|-------|---|----|
| 5.13 | Arreglo para determinar el período de recuperación de la CTV, para una carga resistiva conmutada | 58 |
| 5.14 | Arreglo para medir la condición de resonancia | 58 |
| 5.15 | Interfaz resonante | 58 |
| 5.16a | Vista lateral de CTV | 61 |
| 5.16b | Vista de la CTV en operación | 61 |
| 6.1 | Comportamiento del voltaje en el capacitor de carga C_L acoplado a la CT-1, para diferentes temperaturas de colector. $C_L=10\mu\text{F}$ | 64 |
| 6.2 | Curvas características de la celda CT-1, en la gama de temperatura entre 747 K y 1003 K | 65 |
| 6.3 | Comportamiento del voltaje en el capacitor de carga C_L acoplado a la CT-2, para diferentes temperaturas de colector. $C_L=10\mu\text{F}$ | 66 |
| 6.4a | Comportamiento de la corriente I_c de la CT-2 en función del voltaje, para diferentes temperaturas en el colector | 67 |
| 6.4b | Ajuste de las curvas teóricas, empleando el modelo propuesto para la CT | 68 |
| 6.5 | Respuesta transitoria experimental de la CT-2 para una carga resistiva conmutada entre un valor finito y circuito abierto | 69 |
| 6.6a | Curvas características I-V de la CTV | 71 |
| 6.6b | Voltaje de salida de la interfaz resonante | 71 |
| 6.7 | Ampliación de la señal medida en la salida de la interfaz resonante en condición de resonancia | 73 |
| 6.8 | Corriente de emisión I_c de la CT-3, para la gama de temperatura entre 727 K y 770 K | 74 |
| 6.9 | Corriente de emisión I_c de la CT-3, para la gama de temperatura entre 770 K y 916 K | 75 |
| 6.10 | Corriente de emisión I_c de la muestra CT-3, para $T_c=822$ K y $P_N=1 \times 10^{-4}$ torr | 76 |
| 6.11 | Corriente de emisión I_c de la muestra CT-3, para $T_c=859$ K y $P_N=1 \times 10^{-4}$ torr | 76 |
| 6.12 | Corriente de emisión I_c de la muestra CT-3, para $T_c=878$ K y $P_N=1 \times 10^{-4}$ torr | 77 |
| 6.13 | Corriente de emisión I_c de la muestra CT-3, para $T_c=887$ K y $P_N=1 \times 10^{-4}$ torr | 77 |
| 6.14 | Corriente de emisión I_c de la muestra CT-3, para $T_c=893$ K y $P_N=1 \times 10^{-4}$ torr. | 78 |
| 6.15 | Corriente de emisión I_c de la muestra CT-3, para $T_c=905$ K y $P_N=1 \times 10^{-4}$ torr | 78 |
| 6.16 | Curvas características de la muestra CT-3, para la gama de temperatura entre 822 K y 905 K y $P_N=1 \times 10^{-4}$ torr | 79 |

| | | |
|------|--|----|
| 6.17 | Espectro del tungsteno y su comparación con el espectro de un cuerpo negro a la misma temperatura | 80 |
| 6.18 | Corriente de emisión I_c de la muestra CT-4, para $T_c=753$ K y $P_N=1 \times 10^{-4}$ torr | 82 |
| 6.19 | Corriente de emisión I_c de la muestra CT-4, para $T_c=833$ K y $P_N=1 \times 10^{-4}$ torr | 82 |
| 6.20 | Corriente de emisión I_c de la muestra CT-4, para $T_c=871$ K y $P_N=1 \times 10^{-4}$ torr | 83 |
| 6.21 | Corriente de emisión I_c de la CT-4, para $T_c=910$ K y $P_N=1 \times 10^{-4}$ torr | 83 |
| 6.22 | Corriente de emisión I_c de la muestra CT-4, para $T_c=918$ K y $P_N=1 \times 10^{-4}$ torr | 84 |
| 6.23 | Corriente de emisión I_c de la muestra CT-4, para $T_c=966$ K y $P_N=1 \times 10^{-4}$ torr | 84 |
| 6.24 | Curvas características de la muestra CT-4, para la gama de temperatura entre 753 K y 966 K. $P_N=1 \times 10^{-4}$ torr | 85 |
| 6.25 | Comparación de los voltajes generados por los cuatro diferentes tipos de celdas termoiónicas, en función de la temperatura de colector | 86 |
| 6.26 | Comparación de las corrientes generadas por los cuatro diferentes tipos de celdas termoiónicas, en función de la temperatura de colector | 86 |
| 6.27 | Comparación de la resistencia interna obtenida para los cuatro diferentes tipos de celdas termoiónicas, en función de la temperatura de colector | 87 |
| 6.28 | Comparación de la potencia generada por los cuatro diferentes tipos de celdas termoiónicas, en función de la temperatura de colector | 87 |
| 6.29 | Circuito que modela el comportamiento del plasma de nitrógeno conectado al modelo de la celda CT-3 | 88 |
| 6.30 | Comparación del comportamiento de histéresis simulado por el modelo eléctrico del plasma de nitrógeno con el resultado experimental de la figura 6.14. | 90 |

Lista de tablas

| Tabla | Designación | Página |
|-------|---|--------|
| 3.1 | Condiciones iniciales de trabajo definidas para la CTV, previas a los estudios paramétricos | 30 |
| 3.2 | Valores de los elementos que conforman el modelo de la CTV | 30 |
| 4.1 | Condiciones de trabajo de la CTV previas ala condición de resonancia. | 37 |
| 4.2 | Valores de los elementos que conforman el modelo de la CTV | 38 |
| 4.3 | Valores determinados para los elementos de la interfaz resonante en la condición de resonancia | 38 |
| 5.1 | Características de los elementos empleados en la CTV | 45 |
| 5.2 | Características generales de los equipos utilizados junto con el sistema de vacío | 52 |
| 5.3 | Características de la celda experimental para cuatro diferentes casos | 59 |
| 6.1 | Condiciones de trabajo experimentales de la celda CT-2, presentes durante el comportamiento transitorio | 69 |
| 6.2 | Valores de los elementos que conforman el modelo de la CTV para las condiciones propuestas en la tabla 6.1 | 70 |
| 6.3 | Valores de los elementos que conforman el modelo de la celda CT-3 para las condiciones experimentales de la figura 6.14 | 89 |
| 6.4 | Parámetros asignados al plasma de nitrógeno para reproducir el comportamiento de histéresis de la figura 6.14 | 89 |

Nomenclatura

| | |
|-----------|---|
| A | Área [m^2] |
| A_e | Área del emisor [cm^2] |
| A_l | Sección transversal de un alambre conductor [cm^2] |
| A_w | Sección transversal presentada por el plasma [cm^2] |
| A_0 | Constante de emisión en la ecuación de Richardson-Dushman [$\text{A}\cdot\text{cm}^{-2}\cdot\text{K}^{-2}$] |
| c | Velocidad de la luz [$\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$] |
| C | Capacitancia [F] |
| C_c | Capacitancia interna presentada por la nube electrónica contigua al colector [F] |
| C_e | Capacitancia interna presentada por la nube electrónica contigua al emisor [F] |
| C_{ce} | Capacitancia interelectródica [F] |
| C_d | Capacitancia presentada por la capa doble en una celda electroquímica [F] |
| C_{gem} | Concentración geométrica, sin dimensiones |
| C_{ie} | Capacitancia interna asociada al emisor [F] |
| C_L | Capacitor de carga |
| C_1 | Constante arbitraria, sin dimensiones; capacitancia [F] |
| C_2 | Constante arbitraria, sin dimensiones; capacitancia [F] |
| d | Separación entre la nube electrónica y la superficie de un electrodo [m] |
| e | Carga del electrón [C] |
| E | Energía del electrón [eV] |
| E_c | Nivel de la banda de conducción [eV] |
| E_F | Nivel de Fermi [eV] |
| E_{FE} | Nivel de Fermi en el emisor [eV] |
| E_{FC} | Nivel de Fermi en el colector [eV] |
| E_g | Banda prohibida [eV] |
| E_{vac} | Nivel de referencia en los diagramas de bandas [eV] |
| E_v | Nivel de la banda de valencia [eV] |
| F | Figura de mérito para la radiación en el emisor. |
| G_I | Energía solar incidente [$\text{W}\cdot\text{cm}^{-2}$] |
| h | Constante de Planck [J·s]; constante para la convección del aire [$\text{W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$] |
| i | Corriente eléctrica [A] |
| i_C | Corriente generada por la celda termoiónica variable en el tiempo [A] |
| I | Corriente directa [A] |
| I_b | Corriente de base en un transistor [A] |
| I_c | Corriente directa generada por la celda termoiónica [A]; corriente de colector en un transistor [A] |
| I_{cs} | Corriente de saturación del colector [A] |
| I_{es} | Corriente de saturación del emisor [A] |
| I_F | Corriente directa en un circuito de prueba [A] |
| I_m | Corriente de la celda termoiónica en la condición de corto circuito [A] |
| I_m | Corriente de corto circuito [A] |
| I_{BB} | Densidad de potencia emitida por un cuerpo negro [$\text{W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{Å}^{-1}$] |
| J | Densidad de corriente [$\text{A}\cdot\text{m}^{-2}$] |

| | |
|-----------|---|
| J_b | Densidad de corriente que alcanza al colector en una CT llena de plasma [$A \cdot m^{-2}$] |
| J_c | Densidad de corriente eléctrica en el colector [$A \cdot cm^{-2}$] |
| J_e | Densidad de corriente eléctrica en el emisor [$A \cdot cm^{-2}$] |
| J_{cs} | Densidad de corriente del colector en saturación [$A \cdot m^{-2}$] |
| J_{es} | Densidad de corriente de emisión en saturación [$A \cdot m^{-2}$] |
| J_s | Densidad de corriente en la condición de saturación [$A \cdot m^{-2}$] |
| J_0 | Densidad de corriente inicial generada en el emisor [$A \cdot m^{-2}$] |
| k | Constante de Boltzmann, [$J \cdot K^{-1}$] |
| l | Longitud de la terminal de alambre [cm] |
| L | Inductancia [H] |
| L_w | Constante de Wiedermann-Franz-Lorenz [$W \cdot \Omega \cdot K^{-2}$] |
| m | Masa del electrón [kg] |
| m | Pendiente de la curva característica I-V de la celda termoiónica [Ω^{-1}]; pendiente [Ω^{-1}] |
| M | Mol, sin dimensiones |
| M | Inductancia mutua [H] |
| n | Función de distribución que define la velocidad que pueden poseer los electrones [m^{-3}] |
| n_e | Densidad de electrones en un gas ionizado [cm^{-3}] |
| n_i | Densidad de iones en un gas ionizado [cm^{-3}] |
| n_t | Densidad de portadores de carga ($n_i + n_e$), [cm^{-3}] |
| N | Número de electrones, sin dimensiones |
| N_m | Densidad de moléculas en un gas ionizado [cm^{-3}] |
| P | Momento [$kg \cdot m \cdot s^{-1}$], potencia eléctrica en la carga [$W \cdot cm^2$] |
| P_N | Presión del nitrógeno |
| P_i | Presión del gas en la región interelectródica [torr] |
| p_{xc} | Momento del electrón normal a la superficie de un material [$kg \cdot m \cdot s^{-1}$] |
| q_c | Densidad de energía abastecida al volumen de control por parte del colector, debido a emisión inversa [$W \cdot cm^{-2}$] |
| q_{cd} | Densidad del calor de conducción entre emisor y colector [$W \cdot cm^{-2}$] |
| q'_{cd} | Densidad del calor de conducción incluyendo el calor de Joule [$W \cdot cm^{-2}$] |
| q_e | Densidad de energía transportada del emisor al colector por medio de la corriente de electrones [$W \cdot cm^{-2}$] |
| q_{fg} | Densidad de energía que sale del emisor debido al calor latente de evaporación [$W \cdot cm^{-2}$] |
| q_j | Calor de Joule que se genera en las terminales de alambre y en el plasma [$W \cdot cm^{-2}$] |
| q_r | Densidad de energía rechazada por el colector [$W \cdot cm^{-2}$] |
| q_{ra} | Densidad de la energía radiada del emisor al colector [$W \cdot cm^{-2}$] |
| q_s | Densidad de energía total abastecida al emisor [$W \cdot cm^{-2}$] |
| Q_i | Densidad de energía solar concentrada [$W \cdot cm^{-2}$] |
| Q_s | Densidad de energía absorbida por la superficie externa del emisor [$W \cdot cm^{-2}$] |
| r | Distancia [m] |
| R | Resistencia a la corriente eléctrica [Ω] |
| R_b | Resistencia de base [Ω] |
| R_c | Resistencia interna presentada por el colector [Ω]; resistencia de carga [Ω] |

| | |
|-----------|--|
| R_{ce} | Resistencia interna de prueba aplicada a la CT [Ω], impedancia de carga asociada a la corriente de fuga de la CT [Ω] |
| R_{co} | Resistencia de la terminal externa conectada al colector [Ω] |
| R_e | Resistencia interna prestada por el emisor [Ω] |
| R_{co} | Resistencia de la terminal externa conectada al emisor [Ω] |
| R_f | Resistencia del calefactor de la CT [Ω] |
| R_i | Resistencia interna de la CT [Ω] |
| R_{int} | Resistencia interna de una fuente de voltaje [Ω] |
| R_l | Resistencia del alambre conductor [Ω] |
| R_{lk} | Resistencia de carga interna asociada a una corriente de fuga [Ω] |
| R_L | Resistencia de carga [Ω] |
| R_s | Resistencia interna del transistor entre colector y emisor en la condición de corto circuito [Ω] |
| R_w | Resistencia del plasma [Ω] |
| R_0 | Distancia interatómica [m] |
| t | Tiempo [s] |
| T | Periodo de una señal [°] |
| T | Temperatura absoluta [K] |
| T_{av} | Temperatura promedio entre la temperatura del emisor y la temperatura ambiente [K] |
| T_{e^-} | Temperatura de los electrones en un plasma [K] |
| T_i | Temperatura de los iones en un plasma [K] |
| T_m | Temperatura de las moléculas en un plasma [K] |
| T_C | Temperatura del colector [K] |
| T_e | Temperatura del emisor [K] |
| T_0 | Temperatura en el extremo frío de un alambre conductor [K]; temperatura ambiente [K] |
| u | Variable arbitraria, sin dimensiones |
| v | Velocidad del electrón [$m \cdot s^{-1}$] |
| v_c | Voltaje presente en un capacitor empleado como carga [V] |
| v_{Rc} | Voltaje presente en la resistencia de carga |
| v_x | Velocidad de los electrones en la dirección x [$m \cdot s^{-1}$] |
| v_{xc} | Velocidad del electrón libre normal a la superficie de un material [$m \cdot s^{-1}$] |
| V | Potencial eléctrico [V] |
| V_b | Voltaje de base en un transistor [V] |
| V_{bc} | Voltaje presente entre las terminales de base y emisor de un transistor [V] |
| V_C | Voltaje presente en un capacitor [V] |
| V_c | Potencial de la nube electrónica contigua al colector [V] |
| V_{ce} | Potencial entre las terminales de la celda [V] |
| V_{co} | Voltaje de la celda termoiónica en operación [V] |
| V_d | Caída de potencial por arco [V] |
| V_e | Potencial de la nube electrónica contigua al emisor [V] |
| V_f | Magnitud de una fuente de voltaje [V] |
| V_i | Voltaje de excitación [V] |

| | |
|----------|---|
| V_L | Voltaje presente en la carga [V] |
| V_i | Caída de voltaje en las terminales de alambre [V] |
| V_{oc} | Voltaje de la celda termoiónica en la condición de circuito abierto [V] |
| V_p | Voltaje en el primario de un transformador [V] |
| V_s | Voltaje de salida de la interfaz resonante [V]; caída de voltaje entre colector y emisor de un transistor [V] |
| V_0 | Potencial de contacto [V]; magnitud de un escalón unitario [V] |
| w | Separación interelectródica [cm] |
| w | Espesor de un folio metálico empleado como electrodo [μm] |
| W | Potencia consumida en una carga [W] |
| W_{be} | Potencia consumida por la unión base-emisor [W] |
| W_c | Potencia abastecida por la celda termoiónica [W] |
| W_{ce} | Potencia consumida por el transistor entre las terminales colector-emisor [W] |
| W_{rb} | Potencia consumida por la resistencia de base [W] |
| x | Distancia en la dirección x [m] |
| Z | Número atómico, sin dimensiones |

Griegos

| | |
|-----------------|--|
| α | Coefficiente de absorción, sin dimensiones |
| α_i | Grado de ionización de un gas, sin dimensiones |
| α_t | Primer coeficiente de Townsend [cm^{-1}] |
| β | Factor $1/kT$ [J^{-1}]; ganancia en corriente de un transistor |
| δ | Potencial de retardo [V] |
| ε | Emisividad sin dimensiones |
| ε_e | Emisividad del colector, sin dimensiones |
| ε_e | Emisividad del emisor, sin dimensiones |
| ε_0 | Permitividad del espacio libre [$\text{C}^2 \cdot \text{N}^{-1} \cdot \text{m}^{-2}$] |
| η_i | Eficiencia del convertidor, sin dimensiones |
| θ | Desviación del plano normal del concentrador con respecto a la posición solar [$^\circ$] |
| λ | Longitud de onda de la radiación electromagnética [\AA] |
| λ_f | Longitud de onda en un extremo de un intervalo espectral [\AA] |
| λ_i | Conductividad térmica del alambre [$\text{W} \cdot \text{cm}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$] |
| λ_w | Conductividad térmica del plasma [$\text{W} \cdot \text{cm}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$] |
| λ_0 | Longitud de onda en el inicio de un intervalo espectral [\AA] |
| ρ_l | Resistividad del alambre [$\Omega \cdot \text{cm}$] |
| ρ_{ref} | Coefficiente de reflexión, sin dimensiones |
| σ | Constante de Stefan-Boltzmann [$\text{W} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{K}^{-4}$] |
| Φ | Energía potencial [eV] |
| ϕ | Función de trabajo [eV] |
| ϕ_{Al} | Función de trabajo del aluminio [eV] |
| ϕ_c | Función de trabajo del colector [eV] |

- ϕ_e Función de trabajo del emisor [eV]
 ϕ_k Potencial debido a la carga espacial [V]
 ϕ_{Mo} Función de trabajo del molibdeno [eV]
 ϕ_w Función de trabajo del tungsteno [eV]
 χ Afinidad [eV]
 ψ Energía potencial [eV]
 ψ_c Energía potencial en el colector [eV]
 ψ_E Energía potencial en el emisor [eV]
 ω Factor de emisividad $(\epsilon_e^{-1} + \epsilon_c^{-1} - 1)^{-1}$, sin dimensiones

Subíndices

- e emisor
c colector

Introducción

La búsqueda de fuentes de energía que brinden al hombre condiciones adecuadas de vida, tanto para satisfacer sus necesidades básicas, así como su creciente progreso, sin alterar gravemente el ambiente que lo rodea, da lugar al interés de los científicos, para investigar las técnicas de conversión directa de energía. La conversión termoiónica es uno de los campos a investigar debido a la simplicidad de los elementos que intervienen, que puede conducir a una alternativa real para generar electricidad.

1.1 Marco histórico

Hace más de doscientos años Du Fay observó que el espacio que circunda a un cuerpo incandescente es conductor de electricidad y Edmon Becquerel en 1853 dedicó un artículo a este tópico [1]. Una de las observaciones que Becquerel realizó fue que, un potencial de unos cuantos volts era suficiente para hacer fluir corriente a través de un galvanómetro, cerrando el circuito con el aire caliente que se encontraba entre los electrodos de platino calentados al rojo.

Entre los años de 1882 a 1889 Elster y Geitel trabajaron con un dispositivo sellado que contenía dos electrodos, uno que podía ser calentado y otro que podía ser enfriado, notando, por medio de un electrómetro conectado al electrodo frío, que fluía carga del electrodo caliente al electrodo frío. También encontraron que, a temperaturas relativamente bajas en el electrodo caliente, la corriente pasaba con mayor facilidad si este electrodo estaba cargado positivamente. A temperatura moderadamente alta, la carga se podía transferir con la misma facilidad del filamento caliente al filamento frío que del filamento frío al filamento caliente. A temperaturas más altas predominaba el filamento cargado negativamente.

En 1883 en un trámite de patente, Thomas Alva Edison indicó que observó el efecto termoiónico en el vacío. Siete años después, Preece y Fleming demostraron que el efecto termoiónico era debido a lo que entonces se denominaba electricidad negativa, la cual sale del filamento principal, atraviesa el vacío, y es colectada por el electrodo relativamente positivo. La naturaleza de los portadores de carga negativa fue determinada hasta 1899 por J. J. Thomson, quien encontró que la razón de carga a masa estaba de acuerdo con el valor que él encontró para el electrón. Para 1933 Langmuir obtuvo suficiente información para construir diferentes tipos de *convertidores termoiónicos*¹; sin embargo, esta actividad se mantuvo sin desarrollo hasta 1956, cuando Hatsopoulos [2] describió dos tipos de convertidores termoiónicos en su tesis doctoral en el Instituto Tecnológico de Massachusetts, siendo a partir de entonces que el desarrollo de este campo ha progresado rápidamente.

1.2 Descripción básica de la celda termoiónica

El efecto termoiónico consiste en la emisión de electrones que se generan en un electrodo caliente con respecto a un electrodo frío por el cual son recibidos. Al primero se le

¹ *Thermionic converter* es la expresión normalmente usada en la literatura para definir la estructura básica que transforma el calor en potencia eléctrica empleando el efecto termoiónico; en el presente trabajo se emplea la expresión *celda termoiónica*.

denomina emisor y al segundo colector. De acuerdo a los reportes realizados, este fenómeno se presenta cuando el material del emisor se encuentra a una temperatura superior a los 1000 K. Para explicar este fenómeno es necesario primero tener claros los conceptos de nivel de Fermi y función de trabajo. Se define el nivel de Fermi E_F en metales, como el nivel de energía máximo que pueden tener los electrones dentro de un material, cuando éste se encuentra a una temperatura absoluta de cero grados. Los electrones no sólo ocupan estos estados de energía máximos; sino también, estados de menor energía representados por niveles cuánticos cuya población para cada nivel está dada de acuerdo a la función de distribución de Fermi-Dirac [3]. Se define la función de trabajo ϕ , como la energía necesaria para liberar a un electrón que se encuentra dentro de un material y con la cual se vence la fuerza de atracción eléctrica generada por una carga imagen positiva reflejada en el material por ausencia del electrón; en otras palabras, es la diferencia del nivel energético que posee el electrón justo afuera del material (nivel conocido como E_{vac}), y el nivel de Fermi que tiene dentro del material; esto es, $\phi = E_{vac} - E_F$.

Tomando en consideración estos dos conceptos, un material al que se le eleva la temperatura es capaz de ceder energía a los electrones, con la cual serán capaces de vencer la función de trabajo y así quedar libres fuera del material. La energía adicional con la cual cuentan los electrones permitirá que algunos de ellos se puedan trasladar a través del vacío hacia otro material (el colector), el cual se encuentra separado una distancia w . De esta manera se obtienen electrones libres que rodean al material emisor y electrones libres que pueden alcanzar al material colector.

Para fabricar una celda termoiónica de vacío (CTV), se emplean dos placas separadas de materiales diferentes y encapsuladas en un ambiente de vacío, ambas placas constituyen los electrodos de la celda. En esta estructura, el electrodo emisor tiene el nivel de Fermi inferior y en consecuencia la función de trabajo mayor; mientras que, en el electrodo colector estas magnitudes son opuestas, es decir, mayor nivel de Fermi y menor función de trabajo. De lo anterior se deduce que, los electrones que son recibidos en el colector provenientes del emisor, tienen mayor energía que los que se encuentran en el colector; este potencial excedente se emplea para alimentar una carga conectada entre los electrodos. Idealmente se requiere que el flujo de electrones no pierda energía durante su trayecto; sin embargo, se presentan pérdidas en el origen; cuando fluyen a través de la región interelectródica, y al chocar con el colector. La adición de cesio a la CTV, mejora su desempeño.

1.3 Estructura de la celda termoiónica de cesio

En la Fig. 1.1 se muestra una celda termoiónica de cesio (CTC), cuyo emisor y colector se encuentran separados por una cerámica aislante, la distancia de separación entre ambos electrodos es del orden de décimas de milímetro. El encapsulado de la CTC está herméticamente sellado, por tanto, la atmósfera interna puede controlarse. En la CTC convencional, el espacio interelectródico está lleno de vapor de cesio, el cual se obtiene de un depósito de cesio líquido a una temperatura predeterminada. La presión de trabajo P_i del vapor de cesio es del orden de 1 torr. El cesio desarrolla dos funciones básicas: la primera es que se adsorbe sobre las superficies de los electrodos, esto reduce la función de trabajo de ambos electrodos y como consecuencia se mejora su capacidad de emisión; la segunda es

que genera iones positivos en la superficie del emisor con los cuales es posible neutralizar la barrera de potencial producida por la carga espacial debida a los electrones que se encuentran en el espacio contiguo a la superficie del emisor. La eliminación de la carga espacial y la facilidad de transporte de los electrones en la CTC, permiten obtener densidades prácticas de corriente.

La CTC es una máquina de calor que utiliza el gas de electrones como fluido de trabajo, por lo tanto, su eficiencia está limitada por el ciclo de Carnot. En otras palabras; la diferencia de temperatura entre emisor y colector es lo que determina su eficiencia.

Para un conjunto dado de electrodos, la potencia de salida de la CTC es una función; de la diferencia de temperatura entre los electrodos; de la separación interelectródica y de la presión de la atmósfera de cesio.

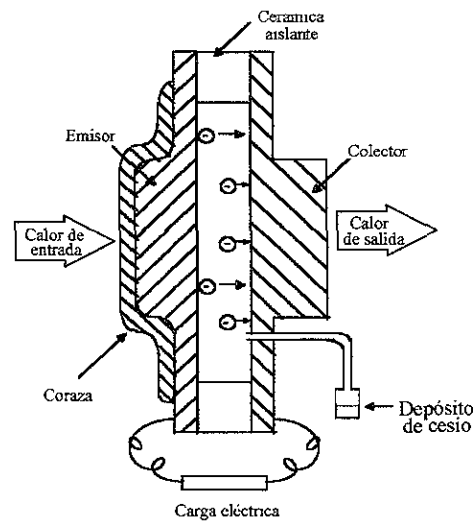


Fig. 1.1 Celda termoiónica de cesio.

1.4 Planteamiento del problema

La CTV, como elemento de conversión de energía, es un dispositivo de baja eficiencia, esto se debe básicamente a que opera con bajas densidades de corriente [4]. Un análisis detallado de la curva característica, corriente versus voltaje ($I-V$), manifiesta que la corriente entregada por la CTV a una carga acoplada es mucho menor que la corriente disponible en el emisor. Esto significa que no todos los electrones emitidos por el emisor alcanzan al colector. La corriente disponible en el emisor es equivalente a la corriente de saturación y, ésta se obtiene cuando se aplica un voltaje externo suficientemente intenso entre las terminales de la CTV. Es necesario para esto, que el voltaje aplicado sea positivo en el colector y negativo en el emisor, de esta manera, los electrones generados por el emisor son arrastrados hacia el colector; en esta condición la CTV se comporta mas bien como una carga resistiva dado que se está trabajando en el primer cuadrante de las coordenadas $I-V$. Visto de otra manera, esto significa que la CTV presenta una impedancia interna relativamente alta y que ésta es la causa principal de su ineficiencia. Asociado a este problema se tiene que, las altas funciones de trabajo de los materiales empleados en los

electrodos, requieren que la CTV opere a temperaturas superiores a los 2000 K para conseguir densidades de corriente apreciables [4]. Estas dos desventajas se subsanan introduciendo vapor de cesio en el espacio interelectrónico de la CTV. La introducción de cesio mejora el transporte de electrones del emisor al colector y disminuye la función de trabajo de los materiales empleados en los electrodos; de esta manera, se consiguen altas densidades de corriente (10 A/cm^2) y se trabaja a temperaturas inferiores a los 2000 K. En la práctica, la temperatura de trabajo de la CTC resulta ser todavía muy alta, y esto es causa de que los materiales empleados en los electrodos se degraden rápidamente. Adicionalmente, la operación con cesio produce una caída de voltaje interno del orden de 0.5 V, lo cual resulta ser el 50% del potencial que es capaz de generar la CTC. A esta caída de voltaje se le conoce como "caída por arco" y se debe al choque de los electrones con el plasma de cesio.

Diferentes métodos han sido implementados para mejorar el desempeño de la CTC. Rasor en 1972 [5] presentó un trabajo de recopilación y comparación de los diferentes métodos existentes hasta entonces para mejorar el desempeño de la CTC. En términos generales estos métodos fueron clasificados de la siguiente manera:

- Disminución de la función de trabajo del colector. Este método consiste básicamente en disminuir la función de trabajo del electrodo colector a un valor mínimo ($\phi_c \approx 1 \text{ eV}$), esto da lugar a que el potencial de salida de la CT aumente, y en consecuencia también aumente la potencia generada.
- Supresión de la caída por arco. Estos métodos se enfocaron primeramente a determinar las condiciones de operación óptimas del plasma de cesio, y posteriormente a la inyección de iones positivos en el plasma con el fin de mejorar su conductividad, tal es el caso del triodo en el modo de no ignición [6]; el triodo en el modo de ignición [7], y el diodo en el modo de pulsamiento [8]. Este último método es atractivo porque no se requiere de una estructura especial, pues la inyección de iones se obtiene aplicando pulsos externos de alta corriente entre los extremos de la CTC por periodos cortos ($T \approx 1 \mu\text{s}$), la repetición de estos pulsos de corriente debe darse después de un periodo de espera de algunas décimas de segundo con el fin de restablecer la conductividad del plasma. La desventaja de este método es que, la energía ganada por la carga, es equivalente a la cantidad de energía que se requiere introducir para enriquecer el plasma, en consecuencia no se obtiene una mejora substancial.

Un análisis de los tipos de celdas desarrolladas para mejorar el desempeño de la CTC, da lugar a la siguiente clasificación general: CTC en el modo de ignición, CTC en el modo de no ignición y CTC con inyección de iones positivos; estos modos serán discutidos a detalle en el siguiente capítulo. De los tres tipos de celdas mencionadas, la que mejor desempeño presenta es la CTC en el modo de ignición, pero tiene la desventaja de que requiere trabajar a temperaturas superiores a los 2000 K; razón por la cual, sus condiciones de operación resultan críticas. La CTC en el modo de no ignición presenta condiciones de operación mas estables pero con menor eficiencia. La CTC con inyección de iones positivos es una opción atractiva porque a la vez que permite trabajar a temperaturas inferiores a los 2000 K, presenta la alternativa de reducir la impedancia interna mediante el enriquecimiento

del plasma. Las técnicas que se han desarrollado con este propósito aun no han satisfecho este problema; sin embargo, la introducción de pulsos periódicos manifiesta claramente que el mejoramiento de la conductividad del plasma es posible.

Recientemente Fitzpatrick et al [9] presentaron una CTC de espaciamiento cercano que opera en el modo Knudsen, en la cual los electrodos se encuentran separados una distancia del orden de 5 μm . El comportamiento de este tipo de celda desde le punto de vista eléctrico tiende a ser ideal; es decir, la impedancia interna se reduce al mismo tiempo que se suprime la caída por arco.

1.5 La técnica de resonancia como alternativa para mejorar el desempeño de la CTC

La revisión de la literatura [1,3,10,11,12], manifiesta claramente que las investigaciones sobre el desempeño de la CTC, se han volcado hacia el estudio de los fenómenos físicos que se presentan en el plasma, para voltajes y corrientes directos de operación; esto es debido principalmente a la naturaleza unipolar de la CTC. Con esto se ha llegado al punto que, no ha sido posible avanzar substancialmente en el mejoramiento de la potencia y de la eficiencia simultáneamente; es decir, ha sido posible alcanzar alta potencia pero con baja eficiencia o bien, alta eficiencia pero con baja potencia. Con el fin de mejorar ambos parámetros simultáneamente se hacen los dos siguientes planteamientos: 1) trabajar la CTC en el modo de no ignición; es decir, en la condición en la cual el producto presión-distancia tiene un valor bajo ($P_1 w \approx 0.03 \text{ torr-mm}$); esto con fin de evitar substancialmente la caída por arco que se presenta en el plasma. 2) Aplicar pulsos de corriente entre las terminales de la CTC, generados por la propia celda. Aunque la aplicación de pulsos de corriente externos no puede usualmente repercutir favorablemente en el aumento de potencia, porque se requiere de una potencia eléctrica externa para generar los pulsos de corriente. Surge sin embargo de esto una posible alternativa; si una carga reactiva acoplada entre los extremos del convertidor tuviese condiciones tales que se forzara al convertidor a trabajar en resonancia, puede resultar que la operación en el régimen alterno mantenga enriquecido el plasma con iones positivos y en consecuencia con una mejor conductividad que en el modo de corriente directa que es el modo natural de operación. Este estado alterno puede lograrse, forzando al convertidor a cargar un capacitor de capacitancia adecuada, que posteriormente pueda descargarse hacia la carga a través de un acoplamiento inductivo.

La evaluación de la operación de la CTC en este modo, requerirá en primera instancia, que se modele con circuitos eléctricos el comportamiento dinámico de la CTC. Una vez que se cuente con el modelo eléctrico, será posible hacer simulaciones de la CTC acoplada a diferentes tipos de carga con el fin de llevar a la celda a un régimen alterno. Las simulaciones pueden realizarse por medio del programa PSpice¹ que está diseñado para este fin.

1.6 Perspectivas de desarrollo de un Generador Termoiónico Solar en México

Una vez que se cuente con una celda termoiónica de suficiente eficiencia, ésta se puede conectar en arreglos serie paralelo para conseguir mayores voltajes y corrientes, de esta manera, se puede implementar lo que se denomina un Generador Termoiónico (GT). Un GT, visto como sistema, está constituido básicamente por: una fuente de calor, el módulo de celdas termoiónicas y un sumidero de calor. Es normal, en este tipo de sistemas, asociar al

¹ PSpice es una marca registrada de MicroSim Corp.

GT con un *generador termoeléctrico*¹ para obtener cogeneración; en este caso, el generador termoeléctrico hace las veces de sumidero de calor [13]. Las fuentes de energía empleadas por los GT, provienen normalmente de: Combustibles fósiles, energía nuclear o energía solar; todas ellas son capaces de proporcionar calor a suficiente temperatura para mantener los GT en operación. La energía solar por su naturaleza, es una fuente de calor atractiva para usarse en conversión termoiónica, es una fuente limpia, renovable y que se puede aprovechar en grandes cantidades [14]. Su empleo en conversión termoiónica requiere que ésta sea concentrada. El Centro de Investigación en Energía (CIE) de la UNAM, cuenta con un Dispositivo para el Estudio de Flujos Radiativos Concentrados (DEFAC) que es capaz de proporcionar densidades de flujo radiativo del orden de 405 W/cm^2 con lo cual se pueden alcanzar temperaturas de hasta 2500 K en un receptor de 2cm de diámetro [15]. Estudios teóricos realizados para este sistema de concentración acoplado a una CTC [16], manifiestan que es posible alcanzar eficiencias del orden de 9% y potencia en la carga de hasta 90 W (Ver apéndice A). A este tipo de sistema se le denomina Generador Termoiónico Solar (GETESOL). El presente trabajo mira hacia el desarrollo de este generador.

1.7 Objetivo

Este trabajo plantea como objetivo principal: desarrollar un generador termoiónico de corriente alterna, el cual estará constituido por una CT y una interfaz resonante capaz de transformar la potencia eléctrica de CD generada por la CT, en potencia de CA. Este arreglo permitirá evaluar las ventajas de trabajar la CT en el régimen alterno y también la potencia efectiva transferida a la carga.

Para conseguir este objetivo se plantean las siguientes metas:

- Diseñar y fabricar una CT de propósitos experimentales, que sea capaz de mantener alto vacío y que permita la entrada de gases para evaluar el transporte de los electrones en diferentes condiciones.
- Desarrollar un modelo eléctrico para la CT, que simule su comportamiento interno para diferentes condiciones de operación.
- Desarrollar la topología de una interfaz resonante que realice la función de convertir los bajos niveles de voltaje de CD propios de la CT, en voltaje de CA y que simultáneamente genere autopulsamiento de corriente hacia la CT.
- Simular en PSpice el comportamiento del sistema: CT-Interfaz resonante, para determinar las condiciones de operación con carga acoplada.
- Construir la interfaz resonante y realizar pruebas experimentales al sistema CT-Interfaz resonante, con el fin de validar el modelo eléctrico propuesto y el funcionamiento de la interfaz resonante.
- Fabricar electrodos con películas de óxido y evaluar su comportamiento durante la operación de la celda.
- Adicionar nitrógeno a la CT y estudiar su efecto como un elemento de transporte de carga
- Generar conocimiento para desarrollar y optimizar la operación de la CT en México.

1.8 Estructura de la tesis

El presente trabajo tiene un carácter teórico-experimental, y su contenido se ha distribuido de la siguiente manera: en el capítulo 2 se hace una recopilación sucinta de la teoría que ha sido desarrollada en torno a la CT, desde el punto de vista de la física de estado sólido, y desde el punto de vista termodinámico. En el capítulo 3 se presenta el modelo eléctrico propuesto para la CT mediante el cual se define su comportamiento transitorio y de estado estable, se toma como punto de partida para definir el modelo de la CT, la curva característica $I-V$ de la celda. Se hacen además, simulaciones para evaluar el comportamiento previsto por el modelo para diferentes condiciones de operación. El capítulo 4 presenta la topología de la interfaz resonante, se hacen simulaciones en PSpice sobre el comportamiento esperado para el sistema CT-Interfaz resonante en estado dinámico; además, se explica el comportamiento del voltaje y de la corriente en los diferentes nodos del circuito. En el capítulo 5 se describe la fabricación de la CT, su estructura y la distribución de los elementos que la componen. Se detallan las pruebas experimentales realizadas para determinar el comportamiento de la CT, y el comportamiento del sistema CT-Interfaz resonante. En el capítulo 6 se discuten los resultados obtenidos experimentalmente, se contrastan los resultados teóricos esperados con los experimentales, y se analiza la capacidad de emisión de la una película de óxido de molibdeno crecida sobre un folio de molibdeno empleado como colector. Se presentan también los resultados obtenidos cuando se adiciona nitrógeno a la CT. Finaliza este trabajo con las conclusiones y una relación de los trabajos futuros.

Teoría sobre conversión termoiónica

En este capítulo se presenta la teoría fundamental de estado sólido que ha sido desarrollada para explicar la emisión termoiónica. Se presenta el modelo de estado sólido que explica los potenciales eléctricos internos a que se encuentra sometido el electrón dentro de un material. Dada su importancia, se presenta la deducción de la ecuación de Richardson-Dushman y su aplicación para demostrar la curva característica J - V ideal de la CT. Se describen además los modos de operación normales de la CT y su comparación. Termina este capítulo con el análisis termodinámico de una CT real y con la descripción de las condiciones que requiere un gas para que sea ionizado.

2.1 Comportamiento de la energía potencial en el interior de un metal

Una propiedad común de los metales es que son buenos conductores eléctricos, por esta razón, en muchas aplicaciones se considera que estos materiales presentan características equipotenciales tanto en su superficie como hacia su interior. Esto desde luego no es así, y los electrones que tratan de alcanzar la superficie se ven sometidos a potenciales eléctricos variables, los cuales son el resultado de las distorsiones del arreglo atómico en la superficie.

Una explicación completa del comportamiento de la energía potencial debido al potencial coulombiano de cada núcleo atómico, requiere de un análisis tridimensional en donde se sume el efecto de los potenciales generados por cada uno de los núcleos. Por simplicidad, el análisis que a continuación se presenta se hace en una sola dimensión y es dirigido hacia la superficie de interés.

Los estudios realizados con difracción de rayos-X revelan que los metales poseen estructura cristalina, esto significa que están constituidos por un arreglo espacial de átomos o moléculas en tres dimensiones y con repetición regular de una estructura unitaria. Bajo estas condiciones, los átomos de los elementos están tan cercanos que los electrones externos están asociados tanto con un átomo como con otro. El efecto de cada núcleo sobre el electrón se puede obtener, considerando cada núcleo como un ión con carga $+Ze$, donde Z es el número atómico y e es la magnitud de la carga del electrón.

El potencial eléctrico en un punto alejado una distancia r del núcleo es [17, 18]:

$$V = \frac{Ze}{4\pi \epsilon_0 r} + C_1, \quad (2.1)$$

donde ϵ_0 es la permitividad del espacio libre y C_1 es una constante; por lo tanto, la energía potencial definida para un electrón como $\Phi = -eV$, se determina a partir de la ecuación:

$$\Phi = -\frac{Ze^2}{4\pi \epsilon_0 r} - eC_1, \quad (2.2)$$

esta ecuación especifica la variación de la energía potencial que experimenta un electrón en la vecindad del núcleo [17].

1.8 Estructura de la tesis

El presente trabajo tiene un carácter teórico-experimental, y su contenido se ha distribuido de la siguiente manera: en el capítulo 2 se hace una recopilación sucinta de la teoría que ha sido desarrollada en torno a la CT, desde el punto de vista de la física de estado sólido, y desde el punto de vista termodinámico. En el capítulo 3 se presenta el modelo eléctrico propuesto para la CT mediante el cual se define su comportamiento transitorio y de estado estable, se toma como punto de partida para definir el modelo de la CT, la curva característica $I-V$ de la celda. Se hacen además, simulaciones para evaluar el comportamiento previsto por el modelo para diferentes condiciones de operación. El capítulo 4 presenta la topología de la interfaz resonante, se hacen simulaciones en PSpice sobre el comportamiento esperado para el sistema CT-Interfaz resonante en estado dinámico; además, se explica el comportamiento del voltaje y de la corriente en los diferentes nodos del circuito. En el capítulo 5 se describe la fabricación de la CT, su estructura y la distribución de los elementos que la componen. Se detallan las pruebas experimentales realizadas para determinar el comportamiento de la CT, y el comportamiento del sistema CT-Interfaz resonante. En el capítulo 6 se discuten los resultados obtenidos experimentalmente, se contrastan los resultados teóricos esperados con los experimentales, y se analiza la capacidad de emisión de la una película de óxido de molibdeno crecida sobre un folio de molibdeno empleado como colector. Se presentan también los resultados obtenidos cuando se adiciona nitrógeno a la CT. Finaliza este trabajo con las conclusiones y una relación de los trabajos futuros.

Una expresión similar se obtiene para el potencial que genera un átomo carente de un electrón, a una distancia que queda totalmente fuera de la nube de electrones que circunda al núcleo, tal expresión está dada por:

$$V = \frac{+e}{4\pi \epsilon_0 r} + C_2, \tag{2.3}$$

y la energía potencial está entonces determinada por:

$$\Phi = -\frac{e^2}{4\pi \epsilon_0 r} - e C_2. \tag{2.4}$$

Considerando que el potencial en cualquier punto se puede escoger como referencia cero, porque son únicamente las diferencias de potencial las que tienen significado específico, se escoge por facilidad en este caso el potencial cero en el infinito, por tanto, $C_2=0$. Es decir, Φ es igual a $-Ze^2/4\pi\epsilon_0 r$ + constante en la vecindad del núcleo, y se hace igual a $-e^2/4\pi\epsilon_0 r$ a distancias lejanas del núcleo. En casos reales, el infinito a escala atómica puede reducirse a distancias del orden de micras.

Estas ecuaciones se pueden graficar para uno o más núcleos contenidos en un arreglo cristalino, realizando la suma algebraica de los potenciales individuales y tomando como referencia el potencial cero (E_{vac}) en el infinito. El nivel de vacío, E_{vac} , significa, que cualquier electrón que es capaz de alcanzar este nivel ya no será nuevamente atrapado por la atracción electrostática debida al sólido.

Para el caso de efectuar la suma de la energía potencial para varios núcleos; por ejemplo para los núcleos α , β , y γ , se obtiene la gráfica mostrada en la figura 2.1. En esta gráfica es evidente, que la superposición de los efectos de dos núcleos contiguos hace más negativa la energía potencial, a la vez que se eliminan las aproximaciones de ésta al nivel cero, mientras que cerca de la superficie se presenta una barrera de potencial debido a la carencia del siguiente átomo.

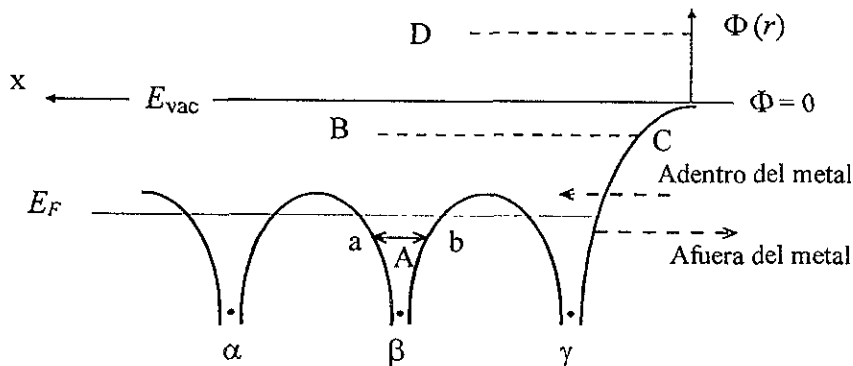


Figura 2.1 Distribución de la energía potencial adentro y en la superficie del metal.

En la figura 2.1, se muestra la condición de los electrones para varios niveles de energía. En el nivel A se muestra un electrón cerca de dos núcleos, los enlaces son suficientemente fuertes y el electrón únicamente intercambia su posición con los átomos

vecinos. En el nivel B el electrón está relativamente libre y puede permanecer en esa condición en el interior del metal y con cierta energía cinética; cuando se acerca a la superficie, en el punto C su energía cinética se transforma en energía potencial, su velocidad es cero y será retornado nuevamente hacia el interior del metal. En el nivel D, el electrón posee suficiente energía cinética para salir del material cuando se acerque a la superficie sobreponiéndose a la barrera de potencial. Los electrones de interés en la emisión termoiónica, serán los electrones que poseen suficiente energía cinética para rebasar la barrera de potencial en la superficie y para escapar.

2.2 Niveles cuánticos y bandas de energía en un material

La explicación que se ha dado hasta ahora sobre la variación de la energía potencial en un material, proviene exclusivamente de conceptos clásicos; sin embargo, desde el punto de vista cuántico, los electrones hacia el interior de los átomos poseen niveles discretos de energía. La figura 2.2a muestra la variación de la energía potencial y los niveles discretos de energía permitidos para un electrón dentro de un átomo aislado; mientras que, la figura 2.2b muestra la variación de la energía potencial resultante para tres átomos contiguos en un arreglo cristalino [19].

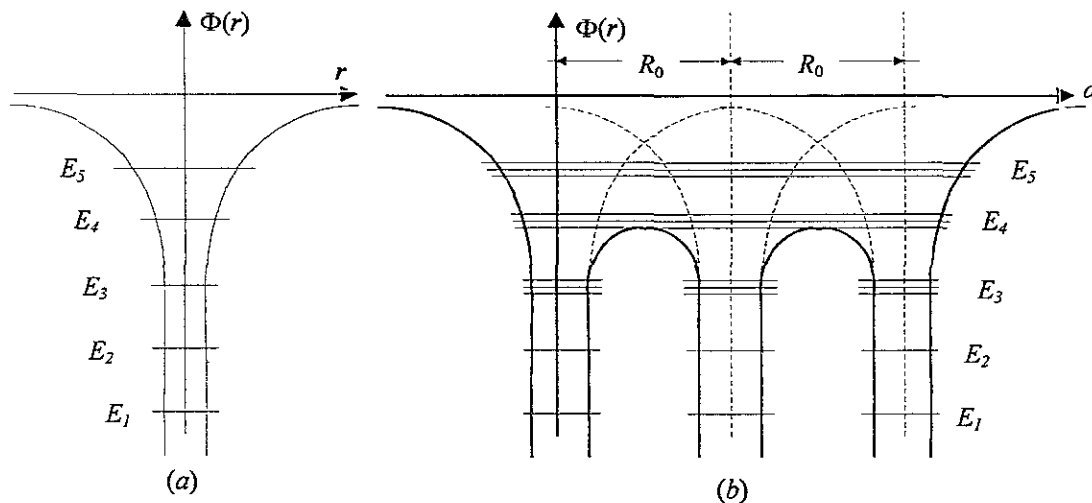


Fig. 2.2 (a) Variación de la energía potencial y niveles discretos de energía en un átomo aislado, (b) Energía potencial resultante para tres átomos contiguos en un sólido.

Si se considera que la distancia interatómica R_0 , presente entre los átomos de un material, disminuye, entonces la barrera de potencial entre dos átomos contiguos también se reduce, es posible entonces que un electrón del nivel E_3 de un átomo penetre la barrera de potencial y alcance al átomo contiguo. Esto da lugar a que para N átomos, los electrones se distribuyan en bandas de energía, la generación de bandas de energía para este caso se presenta en los niveles E_3, E_4 y E_5 , mientras que los niveles discretos E_1 y E_2 permanecen inalterados.

La figura 2.3 muestra la relación que existe entre las bandas de energía y los conceptos previamente definidos; además, se introducen los conceptos de nivel de Fermi E_F y la

función de trabajo $\phi (= E_{vac}-E_F)$, que representa la energía que se debe invertir para llevar un electrón del nivel de Fermi al nivel de vacío. Se incluyen además dos conceptos adicionales, la afinidad electrónica $\chi (= E_{vac} - E_c)$ y la banda de energía prohibida $E_g (= E_c - E_v)$, también conocida como brecha de banda (o band gap). E_c representa el nivel de energía mínimo que poseen los electrones en la banda de conducción y E_v el nivel máximo de energía que pueden poseer los electrones en la banda de valencia. La banda constituida por electrones libres, se denomina banda de conducción, y la banda inferior, de donde emergen los electrones hacia la banda de conducción se denomina banda de valencia. La figura 2.3 describe además la relación que existe entre las bandas de energía para diferentes casos; un metal, un semiconductor y un material aislante [19].

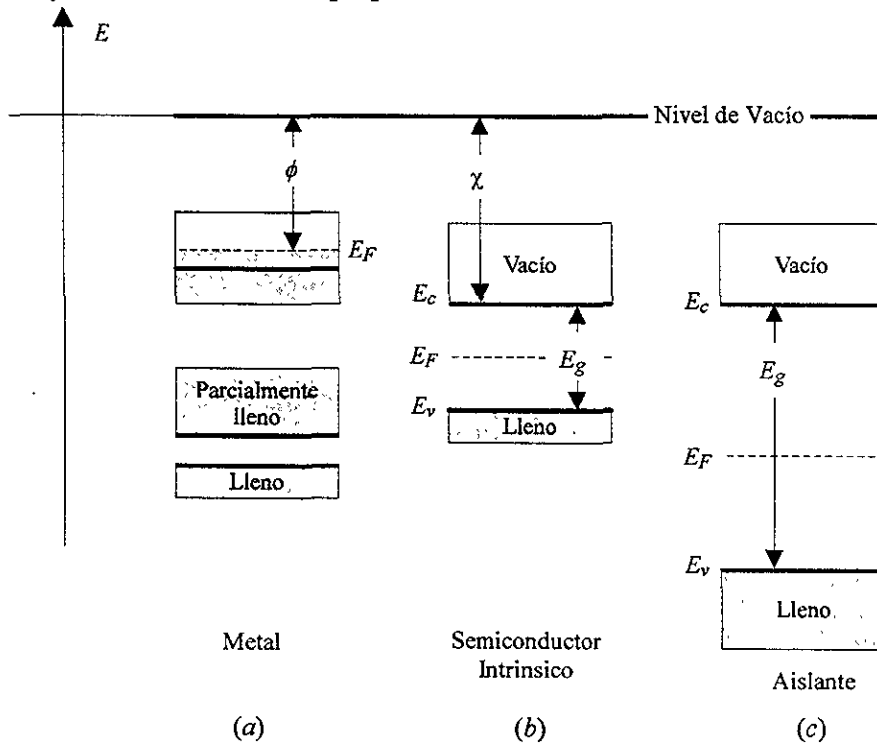


Fig. 2.3 Diagrama de bandas de energía para: (a) un metal, (b) un semiconductor intrínseco y (c) un material aislante.

2.3. Deducción de la ecuación de emisión de Richardson-Dushman

En términos de la función de trabajo y del nivel de Fermi, la energía del nivel de vacío resulta ser

$$E_{vac} = E_F + \phi. \quad (2.5)$$

Esta energía se puede obtener, por ejemplo, cuando se eleva la temperatura del material. La condición mencionada es necesaria, pero no suficiente; es decir, el electrón para

escapar requiere en realidad poseer una velocidad normal a la superficie del material igual o mayor que v_{xc} , en donde v_{xc} está definida por la ecuación:

$$v_{xc} = \frac{p_{xc}}{m} = \sqrt{\frac{2(E_F + \phi)}{m}}, \quad (2.6)$$

p_{xc} en esta ecuación es el momento normal a la superficie y m es la masa del electrón. p_{xc} y v_{xc} se emplean indistintamente.

Para determinar la capacidad de emisión de un metal caliente, comúnmente se emplea la variable J , conocida como la densidad de corriente termoiónica, la cual para una temperatura dada se define como:

$$\Delta J \equiv \frac{\Delta i}{A} \equiv \frac{e(\Delta N / \Delta t)}{A}, \quad (2.7)$$

en donde:

- Δi es la corriente termoiónica generada
- A es el área transversal que cruzan los electrones
- Δt es el intervalo de tiempo considerado
- ΔN es el número de electrones que poseen velocidad igual o mayor que v_{xc} .

ΔN se calcula empleando la expresión [19]:

$$\Delta N = (v_x \Delta t A) n(v), \quad (2.8)$$

en donde, $n(v)$ es la función de distribución que define la velocidad que pueden poseer los electrones a una temperatura dada. Esta variable a su vez depende de la densidad de estados disponibles en un intervalo de energía [19], y de la función de distribución de Fermi-Dirac [19, 20].

Substituyendo ΔN en la ecuación 2.7, se obtiene:

$$dJ = ev_x n(v). \quad (2.9)$$

La densidad de corriente total debida a la contribución de todos los electrones, se calcula entonces como:

$$J = \iiint_{\text{todas las velocidades}} dJ d^3v \quad (2.10)$$

Considerando ahora que la distribución de velocidad para los electrones dentro de un metal esta dado por [19]:

$$\left(\frac{dn(v)}{dv} \right) dv = \frac{2m^3}{h^3} \frac{dv_x dv_y dv_z}{1 + \exp[(E - E_F)/kT]}, \quad (2.11)$$

donde:

$$E = \frac{1}{2} m (v_x^2 + v_y^2 + v_z^2),$$

entonces:

$$J = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{2m^3}{h^3} \frac{v_x dv_x dv_y dv_z}{1 + \exp\left[m(v_x^2 + v_y^2 + v_z^2)/2kT - (E_F/kT)\right]}. \quad (2.12)$$

Debido a que la energía requerida por los electrones para que puedan ser emitidos es mayor que E_F , se puede despreciar el 1 en el denominador y escribir la ecuación 2.12 como:

$$J \approx e \frac{2m^3}{h^3} \exp\left(\frac{E_F}{kT}\right) \int_{v_{xc}}^{\infty} \exp\left(-\frac{mv_x^2}{2kT}\right) v_x dv_x \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(-\frac{mv_y^2}{2kT}\right) dv_y \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(-\frac{mv_z^2}{2kT}\right) dv_z. \quad (2.13)$$

Las integrales para las variables v_y y v_z son las mismas:

$$\int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(-\frac{mv_y^2}{2kT}\right) dv_y = \sqrt{\frac{2\pi kT}{m}}. \quad (2.14)$$

Haciendo ahora el cambio de variable para $u = mv_x^2/2kT$ y resolviendo la integral para v_x :

$$\int_{v_{xc}}^{\infty} \exp\left(-\frac{mv_x^2}{2kT}\right) v_x dv_x = \frac{kT}{m} \exp\left(-\frac{mv_{xc}^2}{2kT}\right). \quad (2.15)$$

Finalmente la ecuación 2.12 se reduce a:

$$J = \frac{4em\pi k^2 T^2}{h^3} \exp\left(\frac{E_F}{kT}\right) \exp\left(-\frac{E_F + \phi}{kT}\right) = \frac{4em\pi k^2 T^2}{h^3} \exp\left(\frac{-\phi}{kT}\right), \quad (2.16)$$

en donde se empleó la ecuación $\frac{1}{2}mv_{xc}^2 = E_F + \phi$.

A esta expresión se le conoce como la ecuación de Richardson-Dushman [21, 3, 22], la cual en forma simplificada se escribe como:

$$J = AT^2 \exp\left(\frac{-\phi}{kT}\right), \quad (2.17)$$

donde: $A = 4\pi emk^2/h^3 = 120 \text{ A/cm}^2 \text{ K}^2$.

2.4 Curva característica ideal de la CT

La ecuación de Richardson-Dushman define la densidad de corriente electrónica que se genera en un electrodo caliente para una temperatura y función de trabajo dadas. Empleando esta propiedad, Langmuir [23] propuso que una estructura basada en dos electrodos es capaz de generar potencia eléctrica, para esto se requiere que el electrodo más caliente denominado emisor tenga una función de trabajo más grande que el electrodo frío denominado colector; la figura 2.4 muestra en forma esquemática la estructura básica de la CT. Se puede observar en esta figura que ambos electrodos se encuentran encapsulados y en condiciones de alto vacío, esto último para impedir que los electrodos a alta temperatura se oxiden y de esta forma se degraden hasta dejar de ejercer su función. Se muestra también que el emisor recibe la energía de una fuente de calor externa, mientras que, el colector está acoplado a un sumidero; ambos electrodos cuentan con terminales para conducir la corriente eléctrica generada por la CT hacia la carga.

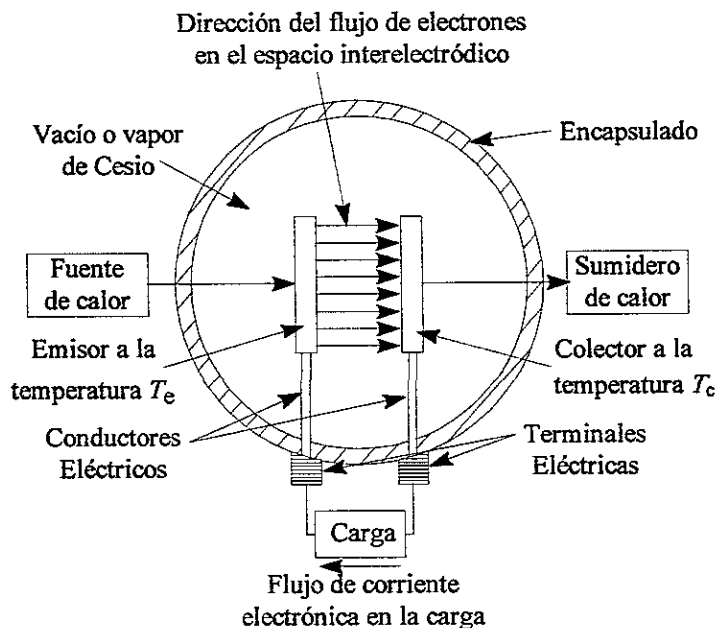


Fig. 2.4 Estructura de la celda termoiónica.

El comportamiento eléctrico de la CT se explica a partir de dos conceptos: 1) los diagramas de potencial y 2) la sustracción de las corrientes que se generan en cada uno de los electrodos. Langmuir [24] propuso los diagramas de energía potencial para explicar la condición eléctrica que guardan los electrodos de la CT cuando estos se encuentran separados una distancia w ; la figura 2.5 muestra el diagrama de energía potencial para una CT de vacío. En este diagrama se muestra la magnitud de la energía potencial presente en los electrodos y en el espacio interelectrónico de la CT para un nivel de energía eV aplicado entre las terminales de la CT (en lugar de la carga). Los niveles de Fermi de ambos electrodos se encuentran energéticamente desplazados uno del otro, debido precisamente a la energía potencial que se encuentra aplicada entre las terminales de la CT. Un caso

específico de potencial aplicado a la CT, está dado por la diferencia de potencial entre las superficies de los electrodos dada en términos de las funciones de trabajos: $V = (\phi_e - \phi_c)/e$.

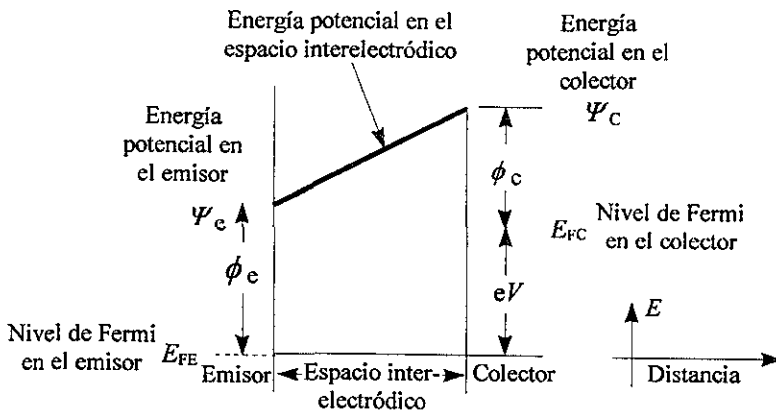


Fig. 2.5 Variación de la energía potencial en la CT.

En donde Ψ_e y Ψ_c representan los niveles de vacío de los electrodos emisor y colector, respectivamente. Dependiendo de la magnitud de la energía potencial eV presente entre las terminales de la CT, se pueden distinguir tres casos, los cuales se muestran en la figura 2.6.

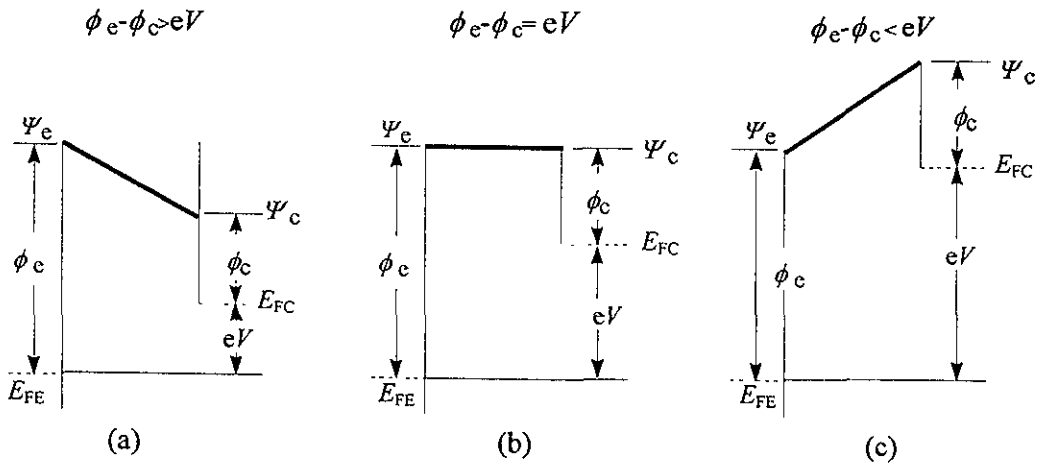


Fig. 2.6 Diagramas de energía potencial de la CT para diferentes potenciales V presentes en la carga.

Como se puede observar en los casos (a) y (b), los electrones pueden alcanzar al colector una vez que estos han rebasado la función de trabajo del emisor dado que no existe ninguna barrera de potencial entre ambos electrodos. En el caso (c) los electrones requieren de una energía adicional que rebasa la barrera de potencial impuesta por la suma de los términos $\phi_c + eV$. El caso (b) corresponde al caso en el cual los electrones se transportan del emisor hacia el colector sin pérdidas de energía y además se obtiene la condición de máximo voltaje aplicado a la carga.

Para determinar la corriente neta que puede fluir de la CT hacia la carga, Hatsopoulos propuso que ésta se puede obtener sustrayendo las densidades de corriente generadas en cada uno de los electrodos. Así, empleando la ecuación de Richardson-Dushman para cada electrodo y para condiciones específicas de temperatura y función de trabajo de los electrodos, se obtiene que [4]:

$$J = AT_e^2 \exp\left(-\frac{\phi_e}{kT_e}\right) - AT_c^2 \exp\left(-\frac{\phi_e - eV}{kT_c}\right) \quad \text{para } \phi_e - \phi_c \geq eV, \quad (2.18a)$$

y

$$J = AT_e^2 \exp\left(-\frac{\phi_c + eV}{kT_e}\right) - AT_c^2 \exp\left(-\frac{\phi_c}{kT_c}\right) \quad \text{para } \phi_e - \phi_c \leq eV. \quad (2.18b)$$

La operación ideal de la CT se presenta cuando no hay corriente inversa, es decir cuando no hay corriente fluyendo del colector hacia el emisor, esta condición se obtiene idealmente cuando $T_c \rightarrow 0$ K. En este caso, el segundo término de la ecuación 2.18a se desprecia y la magnitud de J para valores de V entre 0 y $(\phi_e - \phi_c)/e$ se mantiene constante. Físicamente esto significa que todos los electrones emitidos por el emisor alcanzan al colector. Considerando ahora que $T_c \rightarrow 0$ K y además que el voltaje V excede el valor $(\phi_e - \phi_c)/e$, entonces el comportamiento de J lo define el primer término de la ecuación 2.18b; la curva característica $J-V$ mostrada en la figura 2.7 corresponde a este caso ideal. Cuando $T_c > 0$, debe considerarse también la corriente inversa generada por el colector y en consecuencia los segundos términos de las ecuaciones 2.18a y 2.18b, en este caso la curva $J-V$ adopta entonces la forma mostrada en la figura 2.8.¹

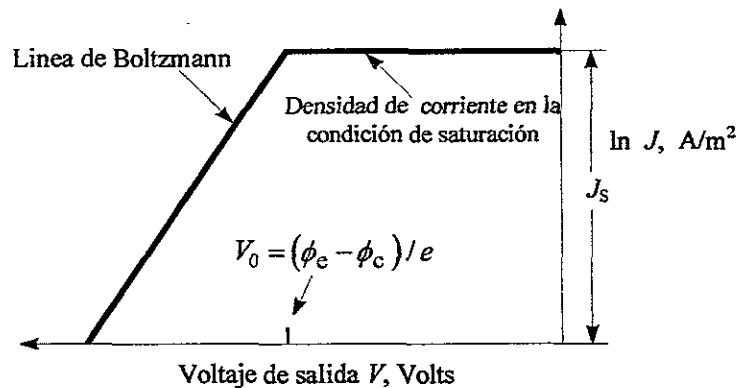


Fig. 2.7 Curva característica $J-V$ ideal de la CT.

¹ Es común en la literatura mostrar las curvas $J-V$ con el eje de las abscisas invertido, en este trabajo se optó por presentar las curvas características de la CT en el segundo cuadrante con el fin de simplificar la descripción del comportamiento de la impedancia interna de la CT.

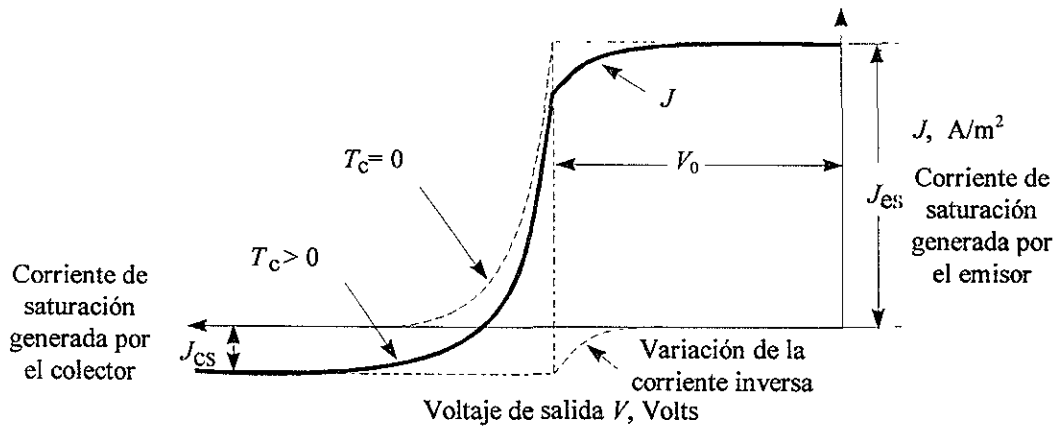


Fig. 2.8 Curva característica J - V de la CT incluida la emisión inversa.

2.5 Modos de operación de la CT real

La transformación de energía térmica en energía eléctrica en una CT, propiamente se realiza en el electrodo emisor. En este electrodo, los electrones emitidos adquieren una determinada energía potencial y son capaces de realizar trabajo. Debido a la naturaleza microscópica del fenómeno termoiónico, el empleo de esta energía requiere de un electrodo de referencia que se encuentre colocado a una distancia cercana al electrodo emisor ($w \approx 0.5\text{mm}$), bajo estas condiciones se puede cerrar el circuito eléctrico colocando una carga entre el colector y el emisor de la CT. Experimentalmente se observa que una CT de vacío (CTV), en operación normal ($w \gg 10\mu\text{m}$) es de baja eficiencia; es decir, no todos los electrones emitidos por el emisor alcanzan al colector, en consecuencia la corriente que circula por la carga es sólo una pequeña fracción de la corriente total emitida por el emisor. Esto se explica porque los electrones emitidos por el emisor poseen velocidades diferentes en la dirección x a pesar de haber sido generados todos a la misma temperatura. Por otra parte, los electrones que no alcanzan al colector forman una nube electrónica contigua al electrodo emisor, lo cual constituye una nueva barrera de potencial que impide el paso de los electrones hacia el colector y por lo tanto hacia la carga; a esta nube de electrones comúnmente se le denomina *carga espacial*. En general, el mejoramiento de la eficiencia de una CT busca eliminar el efecto de la carga espacial. Los modos de operación de una CT se han clasificado en tres categorías: modo de vacío, modo de no-ignición y modo de ignición, estos dos últimos modos emplean vapor de cesio en el espacio interelectródico.

Operación en el modo de vacío

Es posible mejorar la operación de una CTV reduciendo el espacio interelectródico; de hecho, cuando se trabaja a distancias menores a las $10\mu\text{m}$, el comportamiento de una CTV se aproxima a lo ideal [10]. Se presentan sin embargo dos dificultades en este modo de operación; mantener la pequeña separación interelectródica a alta temperatura y disipar eficientemente el calor en el colector para eliminar la corriente inversa. Este modo de operación ha sido recientemente vuelto a investigar y se prevé su utilización [9, 28]. La

figura 2.9 muestra el diagrama de energía potencial para una CTV real, en este diagrama se introduce el concepto de *potencial de retardo* δ generado por la carga espacial y la energía ϕ_k que requieren los electrones para sobrepasar la nueva barrera de potencial; mientras que, Φ_e es la energía total que pueden adquirir los electrones en el emisor y Φ_c define la energía total de los electrones generados en el colector, éste último parámetro puede ser modulado por el potencial V presente en la carga.

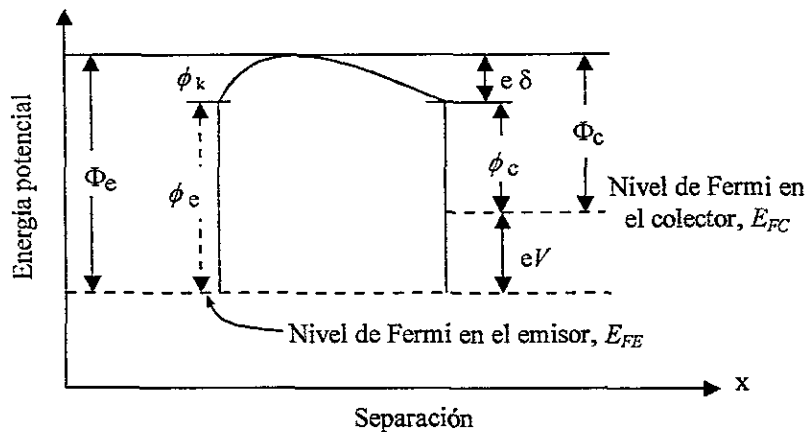


Fig. 2.9 Diagrama general de energía potencial para una CTV

Operación en el modo de no-ignición

Este modo de operación se caracteriza porque se introduce vapor de cesio a baja presión en el espacio interelectródico de la CT ($P_i \ll 1$ torr). El cesio tiene como función principal la de proveer iones positivos para neutralizar la carga espacial. Los iones se generan cuando los átomos de cesio se ponen en contacto con la superficie caliente del emisor; se requiere sin embargo, que la temperatura de trabajo en el emisor sea superior a los 2000 K, y que la función de trabajo del emisor sea superior al *potencial de ionización*¹ del cesio (≈ 3.89 eV). Este modo de operación por lo general no se prefiere dadas las altas temperaturas de trabajo [10].

Operación en el modo de ignición

Cuando se introduce cesio a suficiente presión ($P_i \approx 1$ torr), es posible generar iones positivos que neutralicen la carga espacial por medio de las colisiones de los electrones con los átomos de cesio, se requiere en este caso que el producto $P_i w$ sea del orden de 20 mm-torr [10,1]. Adicionalmente a la generación de iones, se presenta en este modo de operación, la adsorción de átomos de cesio tanto en el emisor como en el colector, esto origina que las funciones de trabajo de ambos electrodos disminuya; y en consecuencia, también la temperatura de operación en el emisor ($T_e \approx 1700$ K). Este modo de operación tiene como desventaja que se requiere emplear parte de la energía generada por la CT para producir los iones y por lo tanto la eficiencia disminuye. La energía perdida se manifiesta

1. Se define el *potencial de ionización* de un gas, como la energía necesaria para desligar un electrón de un ión, en otras palabras, es la energía que se requiere para desplazar un electrón hasta que éste sale del campo de influencia de un ión.

como una caída de voltaje interno el cual se simboliza como V_d . La figura 2.10 muestra las curvas características para los tres modos de operación y su comparación con la curva característica ideal. En esta figura se presenta preferentemente el comportamiento de la corriente en lugar de la densidad, con el fin de establecer una referencia al modelo eléctrico que será propuesto en el siguiente capítulo para la CT. La figura 2.11 muestra el comportamiento de la densidad de potencia generada por la CT en el modo de ignición y la magnitud de la densidad de potencia que se genera para la condición de máxima eficiencia, representada en la figura 2.10 por el punto A [36].

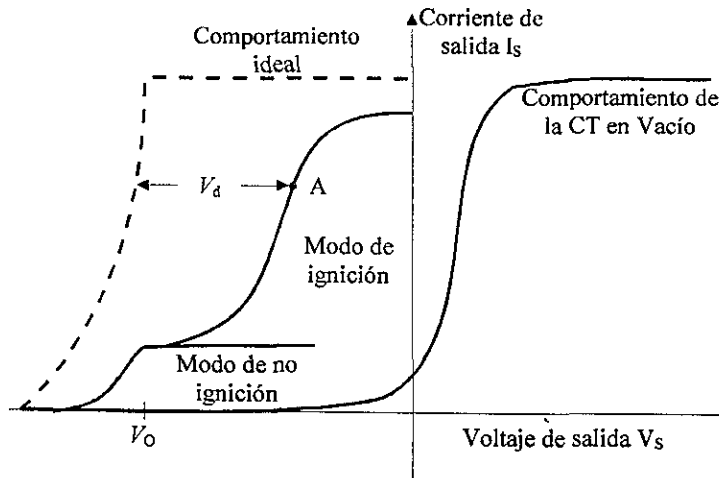


Fig. 2.10 Curvas características de la CT en los diferentes modos de operación y su comparación con la curva característica ideal de la CT.

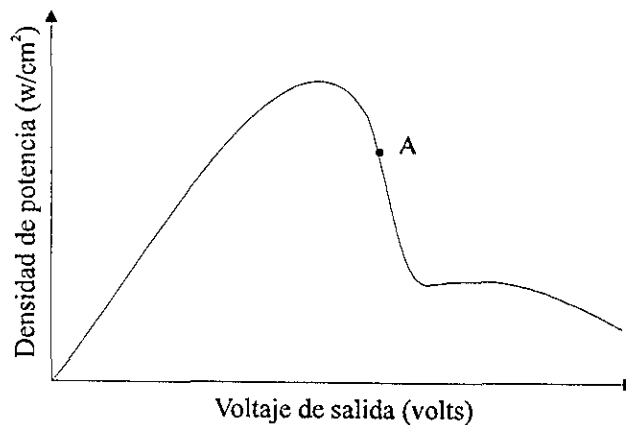


Fig. 2.11 Densidad de potencia generada por la CT en el modo de ignición para diferentes voltajes aplicados en la carga, el punto A corresponde a la máxima eficiencia de generación.

2.6 Análisis termodinámico de la CT

Con el fin de obtener un entendimiento de los parámetros que gobiernan la operación de la CT, se presenta el análisis termodinámico desarrollado por Houston [1, 25] para una CT de características generales. Un esquema simple de la CT en operación se muestra en la

Figura 2.12. En este caso el emisor se mantiene a una temperatura T_e debido al abastecimiento de calor q_s , proveniente de una fuente de calor externa. El colector se mantiene a una temperatura más baja T_c debido a la transferencia de calor q_r , del colector hacia el exterior. El emisor y el colector tienen funciones de trabajo ϕ_e y ϕ_c respectivamente, y están separados una distancia w .

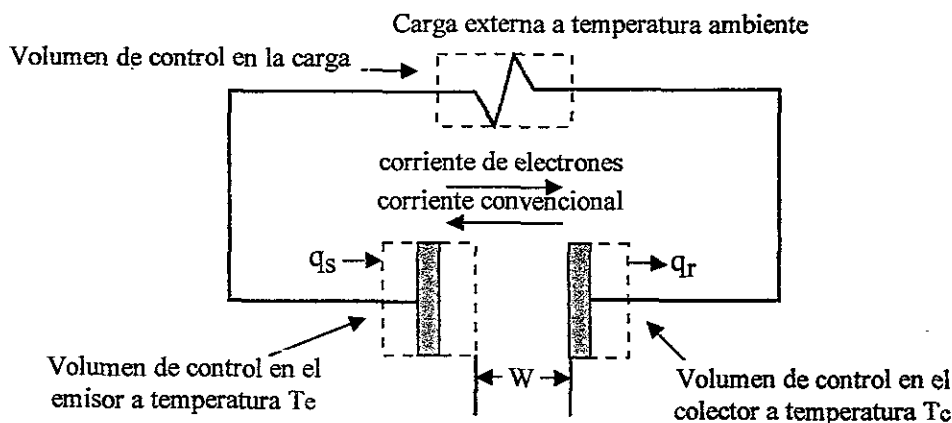


Fig. 2.12 Esquema termodinámico de la CT.

La primera ley de la termodinámica aplicada a un volumen de control establece que, en estado estable, la energía que sale del volumen de control debe ser igual a la energía que el volumen de control recibe, esto es:

$$\text{Energía que sale} = \text{Energía que entra,}$$

es decir;

$$q_e + q_{fg} + q_{cd} + q_{ra} = q_c + q_j + q_s, \quad (2.19)$$

donde q_e es el enfriamiento del emisor debido al transporte de energía por parte de los electrones que se alejan de él. Cabe hacer notar que la energía cinética promedio de todos los electrones emitidos por la superficie del emisor es $2kT_e$ [1], pero solamente una pequeña fracción tienen suficiente energía cinética para sobrepasar el potencial de retardo $(\phi_c / e + \delta + V - \phi_e / e)$ que se les presenta a los electrones del emisor. Por tanto, la energía que los electrones transportan es:

$$q_e = J_e (\phi_c / e + \delta + V - \phi_e / e + 2kT_e / e). \quad (2.20)$$

q_{fg} corresponde al calor que sale del emisor debido al llamado calor latente de evaporación de los electrones; esto es, q_{fg} es la energía empleada para sobrepasar la función de trabajo del emisor y esta dada por:

$$q_{fg} = J_e \phi_e / e. \quad (2.21)$$

q_{cd} es el calor que sale del emisor debido al fenómeno de conducción, que en el caso más general consiste de la porción de calor que es conducido a través de la terminal de alambre, y de la porción que es conducida a través del plasma (si se considera que la CT está operando con plasma), por tanto:

$$q_{cd} = \Delta T \left[\lambda_l A_l / (A_e l) + \lambda_w A_w / (A_e w) \right], \quad (2.22)$$

donde:

- λ_l es la conductividad térmica del alambre
 λ_w es la conductividad térmica del plasma
 A_e es el área del emisor
 A_l es la sección transversal del alambre conductor
 A_w es la sección transversal presentada por el plasma
 l es la longitud de la terminal de alambre
 w es la separación interelectródica y
 $\Delta T = T_e - T_c$.

La pérdida de energía neta por radiación del emisor al colector está dada por q_{ra} . Si se consideran dos superficies paralelas, cuya distancia de separación es pequeña comparada con su tamaño, tal que por la cercanía, toda la radiación emitida por una superficie caerá sobre la otra, se obtiene un factor de forma de radiación unitaria para cada superficie. Si además se restringe el análisis a superficies grises, superficies tales que la absorptancia y la emisividad, permanecen constantes para toda longitud de onda, se puede usar la ley de Stefan-Boltzmann [26] para radiación, dada por:

$$q_{ra} = \sigma \omega (T_e^4 - T_c^4), \quad (2.23)$$

en donde σ es la constante de Stefan-Boltzmann cuyo valor es igual a 5.67×10^{-12} $\text{J cm}^{-2} \text{K}^{-4} \text{s}^{-1}$ y ω es el factor de emisividad definido como:

$$\omega = (\varepsilon_e^{-1} + \varepsilon_c^{-1} - 1)^{-1}.$$

Este resultado se puede modificar, si se evalúa la emisividad del emisor ε_e en T_e y la emisividad del colector ε_c a la temperatura geométrica media $\sqrt{T_e T_c}$, para compensar el hecho de que el colector y el emisor no son cuerpos grises verdaderos [1]. La constante de Stefan-Boltzmann usada en la ecuación 2.23 está dada de tal manera que los resultados se obtienen en watts por centímetro cuadrado.

Considerando ahora los términos que componen la entrada de calor al emisor se tiene que: q_c es la energía que el colector abastece al volumen de control debido a la corriente inversa; en este caso los electrones provenientes del colector deben escalar exactamente la misma altura que los generados por el emisor, excepto que su energía cinética debido a la temperatura es solamente $2kT_c$; por tanto:

$$q_c = J_c \left(\phi_c / e + \delta + V + 2k T_c / e \right), \quad (2.24)$$

q_j es el calor de Joule que se genera en las terminales de alambre y en el plasma, si éste existe; la mitad del cual se considera que va al emisor y la otra mitad al colector, por tanto:

$$q_j = \frac{1}{2} (J_c - J_e)^2 (R_l + R_w). \quad (2.25)$$

En esta expresión, R_l y R_w son las resistencias presentadas por el alambre conductor y el plasma respectivamente.

Se puede calcular ahora el calor abastecido q_s , empleando las ecuaciones 2.19 y el conjunto de ecuaciones que va de la 2.20 a la 2.25, entonces:

$$q_s = J_e(V_e + 2kT_e/e) - J_c(V_e + 2kT_c/e) + \sigma \omega (T_e^4 - T_c^4) + \Delta T \left[\lambda_l A_l / (l A_e) + \lambda_w A_w / (w A_e) \right] - \frac{1}{2} (J_e - J_c)^2 (R_l + R_w). \quad (2.26)$$

La eficiencia de la CT se calcula dividiendo la potencia de salida $V(J_e - J_c)$ entre el calor abastecido, para quedar:

$$\eta_t = \frac{V(J_e - J_c)}{q_s}. \quad (2.27)$$

En este desarrollo se considera que los flujos de calor en las ecuaciones precedentes, han sido calculados en watts por centímetro cuadrado, y que en las ecuaciones 2.20 y 2.24 se usó la relación $V_e = \phi_c / e + V + \delta$.

2.7 Condiciones para ionizar un gas

Como se mencionó en las secciones anteriores, el cesio es el elemento normalmente usado para mejorar el desempeño de la CT. Esto se debe básicamente, a que este elemento posee un potencial de ionización bajo (3,89 eV), lo cual permite que se pueda obtener la condición de plasma a una temperatura relativamente baja ($T_e < 2000K$).

Un gas ionizado (o plasma) es una mezcla ternaria que contiene:

- n_e , electrones por cm^3
- n_i , iones por cm^3
- N , moléculas por cm^3 .

En general en un plasma se cumple la relación:

$$n_i = n_e = n, \quad (2.28)$$

lo cual expresa la neutralidad eléctrica del gas.

Los parámetros que caracterizan un plasma son los siguientes:

- $\alpha_i = \frac{n}{n + N}$, establece el grado ionización;
- $n_t = n_i + n_e$, define la densidad de portadores de carga;
- T , es la temperatura absoluta del plasma.

Cuando se aplica un campo eléctrico externo al plasma, entonces éste no se encuentra en equilibrio termodinámico, y por lo tanto, deben considerarse además los siguientes parámetros:

- T_e , temperatura de los electrones;
- T_i , temperatura de los iones;
- T_m , temperaturas de las moléculas.

Cuando la excitación del campo cesa, las tres temperaturas tienden a un mismo valor en un tiempo muy corto. Sin embargo, α_i puede conservar durante un tiempo mayor, el valor que tenía cuando se suprimió el campo eléctrico.

La clasificación propuesta por Delcroix [52], en relación al nivel de ionización de un plasma, se divide en dos grupos:

- a) gases débilmente ionizados: $\alpha_i < 10^{-4}$
- b) gases fuertemente ionizados: $\alpha_i > 10^{-4}$.

Para los propósitos del presente trabajo, se pensó adicionar nitrógeno a la CT, para propiciar una primera experiencia sobre plasmas ya que su uso no requiere de una estructura especial, como es el caso de cesio. Por otra parte, en la literatura se han reportado trabajos sobre nitrógeno adicionado al plasma de cesio, que establecen un mejoramiento en el desempeño de éste cuando es sometido a pulsos periódicos [12, 53, 11]. Cuando este gas se adiciona a la CT en operación, estará sujeto a campos eléctricos y a altas temperaturas, lo cual da lugar a un plasma débilmente ionizado.

El plasma de nitrógeno en la CT se puede generar por medio de un potencial aplicado entre las terminales de la CT. En este caso, la ionización del nitrógeno se puede conseguir si se aprovecha la generación de electrones (en forma termoiónica o fotoeléctrica) en el electrodo emisor. Así, cuando se aplique un potencial externo a la CT, los electrones que se encuentren en el espacio interelectródico, serán arrastrados por el campo eléctrico presente entre los electrodos de la celda. Los electrones serán capaces de ionizarlo, debido a la capacidad del nitrógeno de atrapar electrones (número de valencia negativo y afinidad electrónica apropiada). La expresión que permite determinar la densidad de corriente que alcanza al electrodo colector en estas condiciones está dada por [17, 19]:

$$J_b = J_0 e^{\alpha_i w}, \quad (2.29)$$

en donde:

- J_b , es la densidad de corriente que alcanza al colector ($A \cdot m^{-2}$);
- J_0 , es la densidad de corriente inicial generada en el emisor ($A \cdot m^{-2}$);
- α_i , es el primer coeficiente de Townsend (cm^{-1});
- w , es la separación interelectródica (cm^{-1}).

La aplicación de un campo suficientemente intenso a un plasma que se encuentra a presión reducida (0.5-500 mtorr) genera electrones con energías entre 1 y 10 eV [59].

Modelo eléctrico de la CT

Diferentes técnicas han sido implementadas para mejorar el desempeño de la celda termoiónica [5]. En particular, la introducción de pulsos de corriente en los diodos de cesio ha resultado ser una técnica atractiva porque reduce la caída de voltaje interno, lo cual repercute directamente en el mejoramiento de la eficiencia [8, 27]. Recientemente, las nuevas técnicas desarrolladas para trabajar con diodos de espaciamiento cercano han abierto la posibilidad de que éstos se operen en el modo Knudsen y también la posibilidad de que se elimine la caída de voltaje [9, 28]. En ambos casos la operación normal de la CT se realiza en el régimen de CD, con magnitud de voltaje pequeña y alta densidad de corriente, por lo tanto, la máxima transferencia de potencia se obtiene para cargas resistivas pequeñas ($R_L < 1\Omega$) [29]. Esta condición resulta crítica, si se toma en cuenta que la resistencia de las terminales es del mismo orden; mientras que, en el régimen de CA esta deficiencia es eliminada.

Existen técnicas para transformar la potencia de CD a potencia de CA mediante el uso de convertidores de potencia resonantes [30], pero debido a que en el régimen alterno se deben acoplar cargas reactivas, resulta indispensable conocer el comportamiento eléctrico de la CT. Esto es particularmente cierto en alta frecuencia, pues en este caso intervienen también las capacitancias internas de la celda. El análisis de los circuitos eléctricos que intervienen en el sistema CT-carga, permite determinar el comportamiento del voltaje y de la corriente tanto en la carga como en la CT, de esta manera se puede evaluar en forma precisa el punto de operación para máxima transferencia de potencia. Pérez et. al. [31] presentaron en 1997 un modelo eléctrico para explicar el comportamiento de la CT basado exclusivamente en fuentes de voltaje, este modelo fue empleado posteriormente para demostrar la posibilidad de convertir potencia de CD en potencia de CA empleando una interfaz resonante [32]. En este capítulo se presenta un modelo eléctrico más preciso para la CT, en el cual se incluyen fuentes de corriente con el fin de simular las condiciones de saturación de los electrodos [57]. Se demuestra que el modelo propuesto es capaz de simular las características de estado estable de una CTV. Se incluyen además en este capítulo, los estudios paramétricos realizados con el modelo eléctrico, cuando se varía la temperatura del emisor, la función de trabajo del colector y la impedancia interelectrónica. Los resultados obtenidos en los casos planteados están de acuerdo con los resultados reportados en la literatura para los diferentes modos de operación de la CT [5, 10].

3.1 Modelo eléctrico de la CTV

Para modelar las características eléctricas de una CTV mediante un circuito eléctrico, es necesario tomar en cuenta que éste debe ser capaz de reproducir sus características dinámicas y de estado estable. El comportamiento de estado estable básicamente se encuentra definido por la curva característica $I-V$ de la CTV; mientras que, el comportamiento transitorio se presenta cuando se conmuta una carga resistiva entre sus terminales; o bien, cuando se conecta entre ellas una carga reactiva. De esta manera, el

punto de partida para desarrollar el modelo de la CTV consiste en reproducir mediante un circuito la curva $I-V$. En la figura 2.10 se presentaron las curvas características de la CT para diferentes modos de operación, incluida la curva característica de la CTV. La figura 3.1 presenta exclusivamente esta curva característica [4]. Curvas características similares se pueden obtener experimentalmente de la válvula $1V^1$ por medio de un trazador de curvas [Apéndice B]. Un análisis de la curva característica de la CTV manifiesta que ésta se encuentra desplazada del origen y en consecuencia que tiene capacidad de generar potencia eléctrica [Apéndice C]. La curva característica se puede dividir en tres regiones; dos de saturación y una de generación. Las regiones de saturación se manifiestan cuando a la CTV se le aplica un voltaje externo suficientemente intenso, tanto positivo como negativo; mientras que, la región de generación se manifiesta espontáneamente cuando se conecta una carga resistiva entre las terminales externas de la celda.

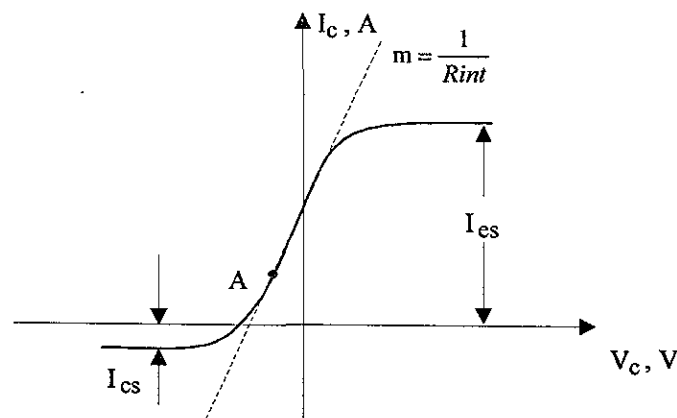


Fig. 3.1 Curva característica típica de una CTV.

De la gráfica presentada en la figura 3.1 y de las teorías de generación y máxima transferencia de energía [Apéndices C y D], se deduce que existe un punto de operación óptimo A, que puede dar lugar a un modelo eléctrico simplificado para la CTV. La recta que intercepta la curva característica de la CTV en el punto de operación óptimo, se puede modelar mediante una fuente de voltaje ideal en serie con una resistencia; es decir, el comportamiento $I-V$ de la CTV se puede reducir a una recta desplazada del origen. Este primer modelo presenta desde luego una serie de carencias; no toma en cuenta la variación de la impedancia interna de la CTV en otros puntos de operación, lo cual se manifiesta cuando varía la resistencia externa conectada como carga. Tampoco considera las regiones de saturación ni las condiciones propias de operación de la CTV, como son: la temperatura en los electrodos y las funciones de trabajo. No está modelado tampoco el comportamiento transitorio de la CTV el cual se presenta cuando se conectan cargas reactivas [12].

Con el fin subsanar estas carencias se elaboró un modelo más preciso para la CTV, el cual se basa en un primer esquema desarrollado con fuentes de voltaje [31]. La figura 3.2 muestra el circuito eléctrico propuesto para reproducir el comportamiento de la CTV. En este circuito las corrientes de saturación de los electrodos emisor y colector quedan definidas por las fuentes de corriente I_{cs} e I_{cs} respectivamente. La magnitud de estas fuentes depende de la temperatura que esté presente en los electrodos, y su magnitud se puede calcular directamente mediante la ecuación de Richardson-Dushman. Desde el punto de

vista de la teoría de circuitos eléctricos [29], la sustracción de ambas corrientes no se puede efectuar en forma directa, mas bien su manifestación requiere de trayectorias diferentes. Considerando que se conecta como carga una fuente de voltaje V_L entre las terminales de salida del modelo, la trayectoria para la corriente generada por la fuente I_{es} , pasa por los nodos: 1, 0, 9, 5, 6, 4, 7 y 2, mientras que la trayectoria para I_{cs} , es a través de los nodos: 5, 9, 0, 1, 3, 2, 8 y 4, la carga V_L cierra el circuito entre los nodos 9 y 0. Adicionalmente, el modelo define el potencial que puede adquirir la nube electrónica asociada a cada uno de los electrodos. En el modelo eléctrico propuesto, estos potenciales están definidos por V_e y V_c , que corresponden al emisor y colector respectivamente, a su vez, estos potenciales dependen directamente de la función de trabajo de los materiales empleados en la fabricación de los electrodos. En el modelo se incluyen cuatro diodos con características ideales, su finalidad es establecer la trayectoria para las fuentes de corriente y la manifestación de los potenciales generados por las fuentes de voltaje. Las resistencias R_e y R_c corresponden a las impedancias internas del emisor y colector respectivamente; son parámetros de ajuste y preliminarmente pueden ser calculados dividiendo, el potencial equivalente a la función de trabajo del electrodo, en volts, entre la corriente de saturación del electrodo para una área definida.

Hipotéticamente se propuso que la nube electrónica cercana a los electrodos se puede representar por una capacitancia; C_e y C_c representan estas capacitancias para el emisor y el colector respectivamente. Su magnitud se puede calcular empleando la expresión general para un capacitor [33].

$$C = \epsilon_0 \frac{A}{d}, \quad (3.1)$$

en donde, ϵ_0 es la permitividad del vacío, A es el área del electrodo correspondiente y d es la distancia de separación entre la nube electrónica y la superficie del electrodo.

La capacitancia interelectródica debida a la separación de los electrodos emisor y colector está representada por C_{ce} , y puede calcularse también por medio de la ecuación 3.1. R_{e0} y R_{c0} corresponden a la resistencia de las terminales externas conectadas al emisor y colector respectivamente.

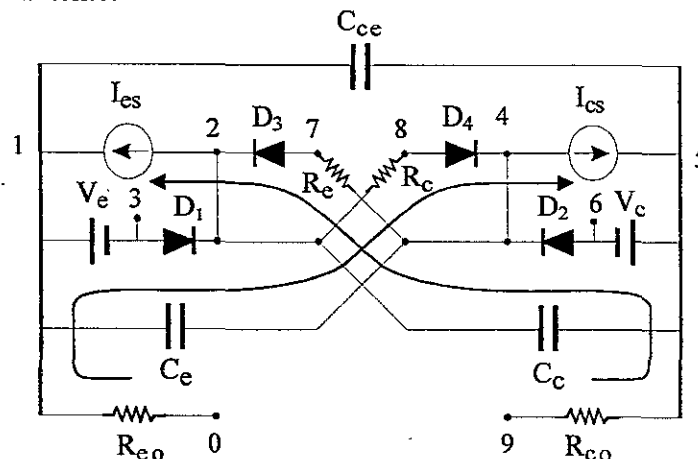


Fig. 3.2 Modelo eléctrico propuesto para una CTV.

3.2 Análisis del modelo eléctrico para diferentes condiciones de operación

La manera de determinar el comportamiento $I-V$ del modelo eléctrico propuesto para la CTV, consiste en conectar entre sus terminales de salida una fuente de voltaje variable que lleve al modelo a diferentes condiciones de operación. Suponiendo primeramente que una fuente de voltaje V_L se conecta entre las terminales del modelo con su polaridad positiva conectada al nodo 9 y la polaridad negativa al nodo 0, entonces los diodos D_2 y D_3 quedan polarizados directamente, esto permite que la corriente proveniente de la fuente I_{es} fluya a través de la fuente de voltaje V_L acoplada como carga. La corriente convencional en este caso se introduce al modelo de la CTV, por lo tanto, se considera positiva [34]. En esta misma condición los diodos D_1 y D_4 quedan polarizados inversamente, en consecuencia no permiten el flujo de corriente. Tomando en cuenta además, que en el régimen de CD los capacitores operan como circuito abierto [35], el modelo eléctrico de la CTV se reduce al circuito mostrado en la figura 3.3.

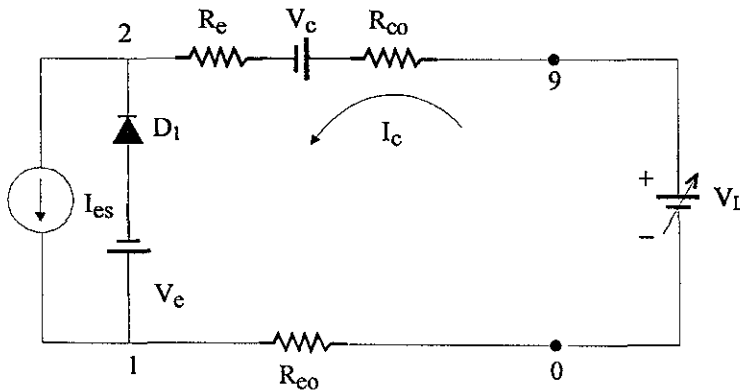


Fig. 3.3 Modelo reducido de la CTV para un voltaje V_L positivo empleado como carga.

El circuito de la figura 3.3 manifiesta que, para un voltaje suficientemente positivo el diodo D_1 se polariza inversamente, en consecuencia, la corriente I_{es} fluye íntegramente hacia la fuente de voltaje empleada como carga. Esta condición se conoce como saturación y se presenta para:

$$V_L \geq (V_c - V_e) + I_{es}(R_{eo} + R_{co} + R_e). \quad (3.2)$$

Cuando la magnitud de V_L disminuye de tal manera que:

$$V_L < (V_c - V_e) + I_{es}(R_{eo} + R_{co} + R_e); \quad (3.3)$$

entonces, parte de la corriente generada por la fuente I_{es} fluye hacia la fuente de voltaje V_e , mientras que la corriente excedente I_c fluye hacia la fuente de voltaje V_L empleada como carga.

La ley de Kirchoff de voltaje aplicada a la trayectoria definida por la corriente I_c se expresa como:

$$V_e - I_c R_{eo} + V_L - I_c R_{co} - V_c - I_c R_e = 0, \quad (3.4)$$

la cual se puede expresar también como:

$$I_c = \frac{(V_e - V_c) + V_L}{R_{eo} + R_{co} + R_e}. \quad (3.5)$$

En esta expresión se observa que conforme V_L , disminuye, I_c también disminuye; I_c se hace 0 cuando $V_L = -(V_e - V_c)$.

Cuando $V_L < -(V_e - V_c)$, los diodos D_1 y D_4 del modelo se comportan como corto circuito; mientras que, los diodos D_2 y D_3 se comportan como circuito abierto. En esta condición el modelo de la CTV se reduce al circuito mostrado por la figura 3.4.

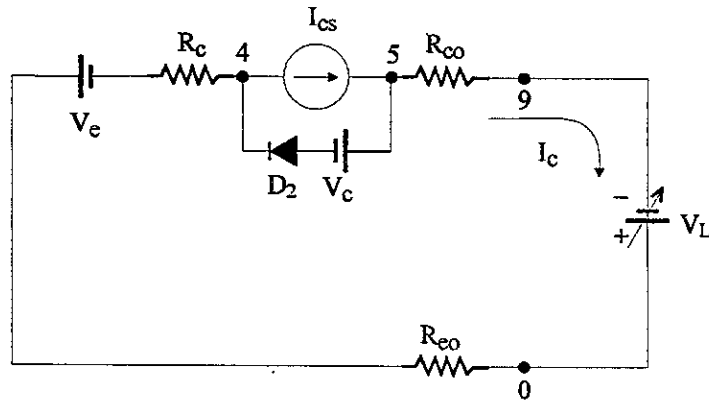


Fig. 3.4 Modelo reducido de la CTV para $V_L < -(V_e - V_c)$.

Para V_L ligeramente menor que $-(V_e - V_c)$, el diodo de la figura 3.4 se encuentra polarizado directamente, por tanto, una parte de la corriente I_{cs} fluye hacia la fuente V_c ; mientras que, la corriente I_c complementaria se dirige hacia la carga V_L . I_c se relaciona con el voltaje V_L por medio de la ecuación:

$$V_c - I_c R_{co} + V_L - I_c R_{eo} - V_e - I_c R_c = 0, \quad (3.6)$$

la cual se puede escribir también como:

$$I_c = \frac{-(V_e - V_c) + V_L}{R_{co} + R_{eo} + R_c}. \quad (3.7)$$

En esta expresión, la corriente I_c debe interpretarse como una corriente negativa en virtud de que la corriente convencional sale del modelo eléctrico hacia la carga [34]. V_L en esta expresión representa la magnitud de la fuente de voltaje conectada como carga. Cuando la magnitud de V_L aumenta, también la magnitud de I_c aumenta. La condición de saturación se presenta cuando:

$$V_L = (V_e - V_c) + I_{cs}(R_{co} + R_{eo} + R_c). \quad (3.8)$$

A partir de este valor obtenido para V_L , la corriente I_c se mantiene constante e igual a I_{cs} a pesar de los incrementos en magnitud de V_L . La figura 3.5 muestra la forma general de la curva $I-V$ que puede ser reproducida por el modelo eléctrico. I_{es} e I_{cs} corresponden a las corrientes de saturación de los electrodos emisor y colector respectivamente; mientras que, I_m representa la corriente de corto circuito y V_{oc} el voltaje de circuito abierto. Las pendientes de la curva corresponden al inverso de las resistencias R_e y R_c [Apéndice C].

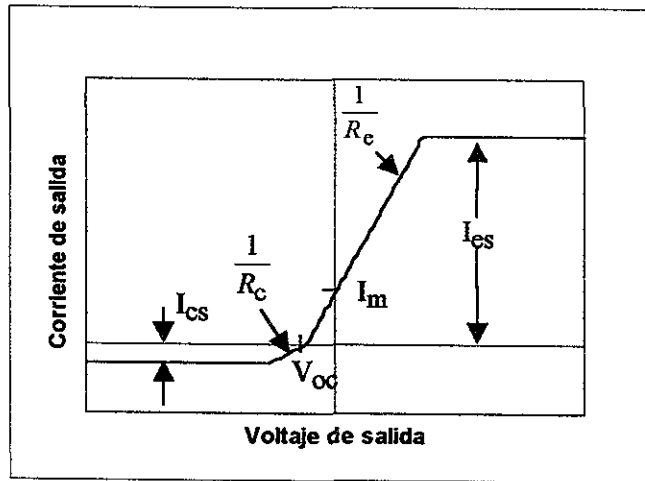


Fig. 3.5 Curva característica general de la CT simulada por el modelo eléctrico.

3.3 Estudios paramétricos

A continuación se presentan tres diferentes estudios realizados con el modelo eléctrico con el fin de validar sus características. Se tomaron como variables de interés; la temperatura en el emisor, la función de trabajo en el colector y la impedancia interelectrónica. Las simulaciones fueron hechas por medio del programa PSpice¹ después de introducir los datos en la hoja de cálculo E.2 [Apéndice E].

Efecto del incremento de temperatura en el emisor

En este primer caso se considera que todos los parámetros de operación de la CTV se mantienen constantes mientras se varía la temperatura del emisor; las tablas 3.1 y 3.2 presentan las condiciones iniciales definidas para el ejercicio. Los resultados obtenidos por simulación para este caso se muestran en la figura 3.6. Como era de esperarse, la figura 3.6 muestra que la corriente de corto circuito I_m se incrementa conforme se incrementa la temperatura del emisor; sin embargo, en relación con la corriente de saturación I_{cs} , no hay un mejoramiento sustancial, esto significa que la CTV se mantiene en la condición de baja eficiencia [5].

¹ PSpice es marca registrada de MicroSim Corp.

Tabla 3.1
Condiciones iniciales de trabajo definidas para
la CTV, previas a los estudios paramétricos

| | |
|----------|-------------------|
| T_e | 1850 K |
| T_c | 1500 K |
| ϕ_e | 4.5 eV |
| ϕ_c | 4.0 eV |
| P_i | -- |
| w | 0.3 mm |
| A | 2 cm ² |

Tabla 3.2
Valores de los elementos que
conforman el modelo de la CTV

| | |
|--------------|-----------------|
| I_{es} | 0.45 mA |
| I_{cs} | 19.5 μ A |
| V_e | 4.5 V |
| V_c | 4.0 V |
| R_e | 9.98 K Ω |
| R_c | 204 K Ω |
| R_{co} | 0.01 Ω |
| R_{∞} | 0.01 Ω |
| C_e | 0.035 μ F |
| C_c | 0.035 μ F |
| C_{∞} | 5.9 μ F |

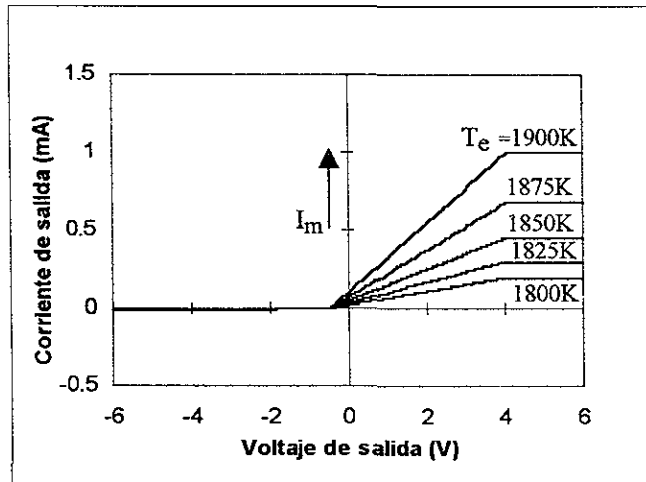


Fig. 3.6 Curvas características simuladas por el modelo eléctrico, para diferentes temperaturas en el emisor.

Efecto de la disminución de la función de trabajo en el colector

La figura 3.7 muestra el comportamiento esperado para cuando se disminuye la función de trabajo del colector de un valor de 4.0 eV a 3.6 eV. En este caso se observa un incremento simultáneo de la corriente de corto circuito I_m , y del voltaje de circuito abierto V_{oc} . Estos resultados comprueban que, la disminución de la función de trabajo del colector, mejora la eficiencia[5]. La simulación manifiesta que la corriente inversa también se incrementa.

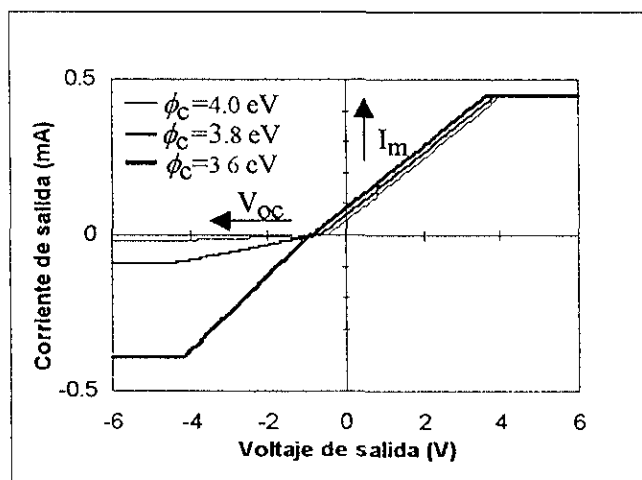


Fig. 3.7 Curvas características simuladas por el modelo eléctrico, para diferentes funciones de trabajo del colector.

Efecto de la disminución de la impedancia interelectrónica

Con el fin de realizar un estudio paramétrico sobre la impedancia interelectrónica, se introdujo una resistencia R_{ce} entre los nodos 2 y 4 del modelo eléctrico de la CTV, los resultados obtenidos para diferentes valores de esta resistencia se muestran en la figura 3.8. Se observa en estos resultados que, conforme la resistencia disminuye, la curva característica $I-V$ se desplaza hacia el segundo cuadrante. Esto significa que la disminución de la impedancia interna mejora la eficiencia de la CT, este resultado se aproxima al comportamiento de un plasma [5].

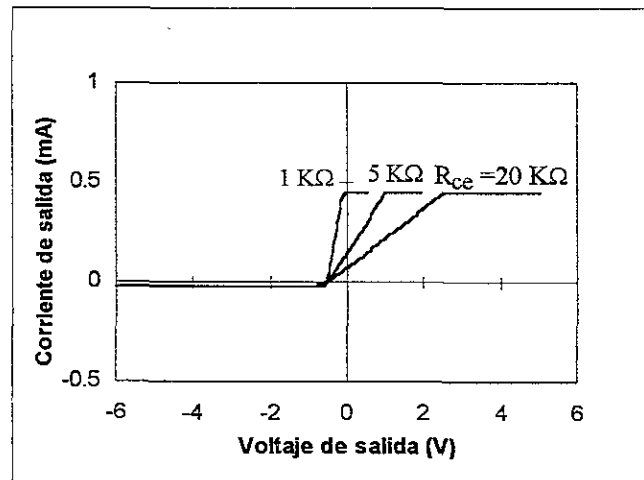


Fig. 3.8 Curvas características simuladas por el modelo eléctrico, para diferentes valores de la resistencia interelectrónica.

Los estudios realizados con el modelo eléctrico propuesto para la CTV, manifiestan que este modelo es capaz de reproducir el comportamiento esperado para las diferentes condiciones de operación que se efectúan en el régimen de CD. Las características de calibración de los elementos que intervienen en el modelo propuesto se presentan en el capítulo 6, en donde se comparan los resultados teóricos obtenidos por simulación, con los resultados experimentales obtenidos para una CTV real. Se presenta además en el capítulo 6 un análisis del comportamiento transitorio de la CTV y la validez del modelo en ese régimen.

Interfaz resonante

Uno de los aspectos fundamentales que se busca mejorar en los dispositivos de conversión de energía es su eficiencia. En el capítulo uno se hizo una descripción general de las técnicas que han sido desarrolladas para mejorar este factor, y se prestó especial atención a la técnica de pulsamiento empleada para mejorar la conductividad del plasma interelectródico de cesio de la CT. Una vez que se ha mejorado el potencial de salida de la CT mediante la reducción de la función de trabajo del colector, las técnicas que busquen mejorar la eficiencia de la CT se reducirán a disminuir su impedancia interna; es decir, a incrementar la magnitud de la corriente de operación para un potencial de salida dado. En este capítulo se presenta el desarrollo de una interfaz resonante, que se acopla como carga a una CTV para trabajar en el régimen alterno. En este modo de operación se mejoran varios factores; tales como: la magnitud del voltaje de operación en la carga, el acoplamiento de impedancia y la posibilidad de obtener autopulsamiento. Todos ellos coadyuvan directa e indirectamente al mejoramiento de la eficiencia.

4.1 Punto de operación óptimo de la CT

La operación normal de la CT se realiza en el régimen de CD. En este modo de operación, la máxima transferencia de potencia hacia la carga se obtiene, cuando la impedancia de la carga se hace igual a la impedancia interna de la CT; esta condición corresponde al punto de operación óptimo en la curva I-V [Apéndice D]. Sin embargo, este punto de operación es bastante crítico de obtener, esto debido principalmente a que la impedancia interna de la CT es de una magnitud inferior a 1Ω , y su magnitud cambia con la temperatura, en consecuencia, la resistencia de los alambres conductores empleados en las terminales resulta significativa cuando se efectúa el acoplamiento de la carga. La resistencia de estos alambres conductores también cambia con la temperatura, esto es cierto en particular para el alambre conductor conectado al emisor por encontrarse este electrodo a la mayor temperatura [25]. La figura 4.1 muestra las curvas características experimentales de la CTC [10, 36] y de la CTV [4]. En esta figura, el punto A corresponde al punto de operación óptimo de la CTC. En este punto, el producto ($V \cdot I$) a su vez corresponde a la potencia máxima entregada a la carga. La impedancia interna de la CTC se obtiene, evaluando el inverso de la pendiente de la curva en el punto A [Apéndice C]. Como puede observarse en la figura 4.1, el punto A se encuentra desplazado del origen e introducido en el segundo cuadrante; por lo tanto, este punto de la curva característica I-V se encuentra en la región de generación [Apéndice C]. La magnitud de la potencia generada depende directamente de la diferencia de temperatura presente entre los electrodos, y de las correspondientes funciones de trabajo. En general, cuanto mayor es el gradiente de temperatura entre los electrodos emisor y colector, mayor es la capacidad de generación de la CT y en consecuencia el punto A se encuentra más alejado del origen y operando en el segundo cuadrante. El cesio introducido en forma gaseosa en el espacio interelectródico

provoca que la pendiente de la curva I-V se levante; es decir, que la impedancia interna disminuya. En una CTV, el punto de operación óptimo se encuentra más próximo al origen, y de hecho, la rodilla de la curva I-V próxima a la saturación, se introduce al primer cuadrante, en donde la CTV más bien manifiesta un comportamiento como carga; es decir, en esta región la CTV en lugar de generar potencia eléctrica, consume energía. En la misma figura 4.1, se muestra la curva típica de la CTV para su comparación con la CTC. La figura 4.2 muestra que el comportamiento de la CTV se puede simplificar a una recta con pendiente $1/R_i$. El punto de operación óptimo se encuentra idealmente en $\frac{1}{2} (V_o)$ y $\frac{1}{2} (I_m)$ [Apéndice D].

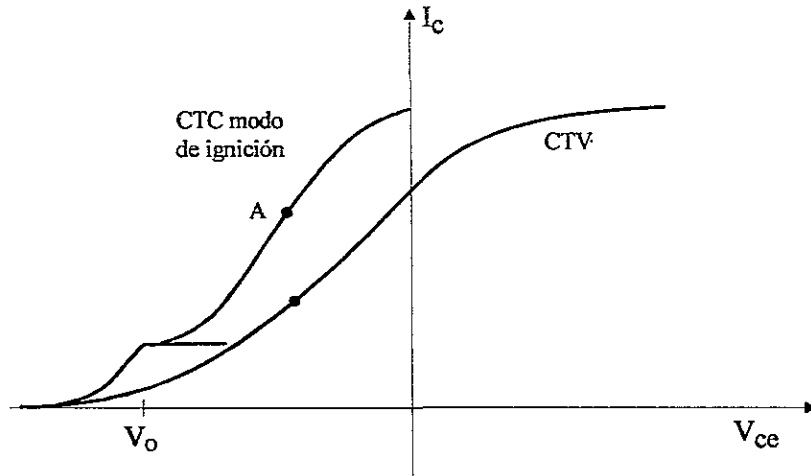


Fig. 4.1 Curva característica de la CTC en el modo de ignición y su comparación con la curva característica de la CTV.

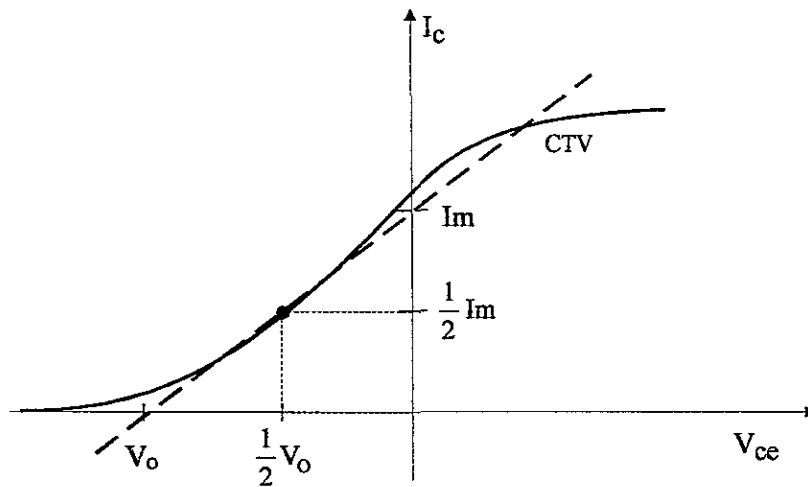


Fig. 4.2 Punto de operación óptimo de la CTV.

4.2 Descripción de la Interfaz Resonante

La técnica de pulsamiento descrita en el capítulo 1 consiste básicamente en inyectar pulsos de corriente a la CTC con el fin de mejorar la ionización del plasma. Los pulsos de corriente se generan empleando un circuito de conmutación y una fuente externa. Esta última condición es la principal desventaja que se presenta en el empleo de la técnica de pulsamiento, pues el aumento de la eficiencia por mejoramiento de la conductividad del plasma se pierde cuando se considera la cantidad de energía que debió inyectarse por medio de la fuente externa. La figura 4.3 muestra el circuito que modela una CTV a la cual se le ha acoplado una interfaz diseñada para convertir la potencia de CD de la celda, en potencia de CA. Dicha interfaz está diseñada con elementos pasivos y con un solo transistor, y no se requiere de una fuente de energía eléctrica adicional. La inyección de pulsos de corriente se obtiene en este caso, provocando la condición de corto circuito entre las terminales de la CTV en forma periódica por medio del mismo circuito resonante.

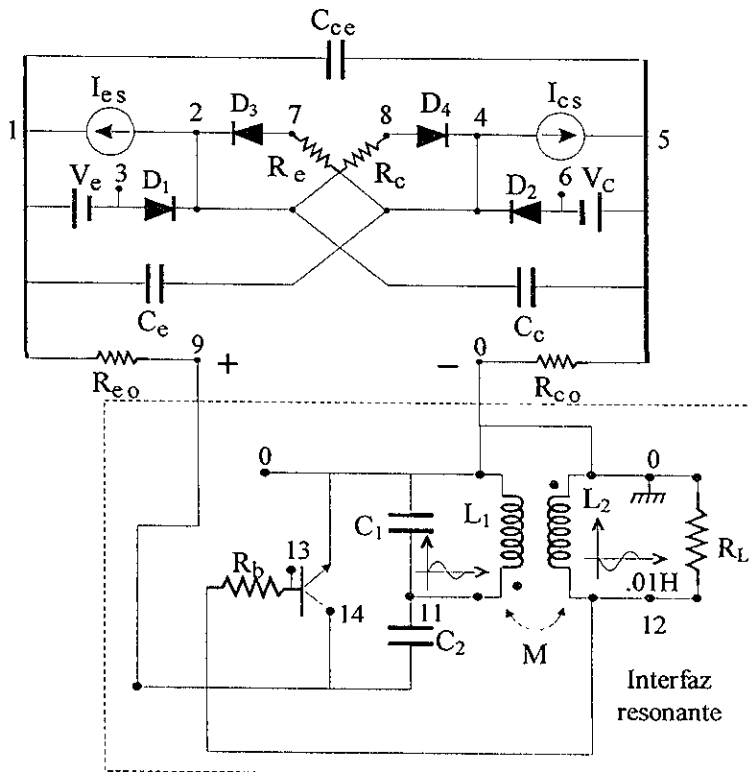


Fig. 4.3 Acoplamiento de la interfaz resonante a una CTV para mejorar la transferencia de potencia.

Para los propósitos de este trabajo, la interfaz se acopló a una CTV con el fin de verificar la función de resonancia de la interfaz; mientras que, su aplicación a la CTC se deja para trabajos futuros. La figura 4.3 muestra que se reacomodaron los nodos de salida del modelo eléctrico propuesto para la CTV, en este caso el nodo 9 corresponde a la polaridad positiva de la celda, y el nodo 0 a la polaridad negativa.

La conversión de CD a CA se efectúa de la manera siguiente: supóngase un voltaje inicial V_1 positivo almacenado en el capacitor C_1 y, la inductancia L_1 en condición inicial de corriente igual a 0A. La operación del circuito comienza con la transferencia de carga del capacitor C_1 hacia el inductor L_1 , el cual a su vez está acoplado en forma inductiva con L_2 , es decir L_1 y L_2 son las inductancias de un transformador. Dado que L_2 tiene fase invertida con respecto a L_1 , mientras el voltaje positivo decrece en L_1 , el voltaje negativo presente en L_2 también tiende hacia cero. El voltaje presente en el arreglo C_1L_1 , por su propia naturaleza es de tipo senoidal [35], en consecuencia, una vez que éste cruza la magnitud de 0V, la magnitud del voltaje de C_1 empieza a incrementarse, pero ahora con polaridad negativa, esto provoca que el voltaje presente en L_2 se incremente pero ahora con polaridad positiva. Durante esta primera parte del período, la condición que prevalece entre las terminales del transistor es de circuito abierto, en consecuencia, la CT mantiene alimentados a los capacitores C_1 y C_2 simultáneamente pues es la única trayectoria disponible durante la primera parte del ciclo. Cuando el voltaje presente en L_2 alcanza una magnitud positiva ligeramente mayor que 0.7 V, entonces se inyecta súbitamente una corriente en la base del transistor, lo cual provoca que la condición de circuito abierto presente entre las terminales de colector y emisor del transistor, cambie súbitamente a la condición de corto circuito. Bajo esta circunstancia, la carga almacenada en C_2 se descarga súbitamente hacia C_1 , reponiéndose de esta manera la energía transferida del circuito C_1L_1 hacia la carga R_L . La descarga súbita de C_2 sobre C_1 , provoca que el capacitor C_1 retorne a la condición inicial; es decir, que el voltaje tanto en C_1 como en L_1 sea positivo, en consecuencia L_2 negativo, y el transistor retorne a la condición de circuito abierto entre las terminales de colector y de emisor. En esta condición C_2 tiende a cargarse nuevamente hasta esperar la condición de descarga. Esto significa en términos generales que la energía almacenada en C_2 se emplea para restituir la energía consumida en la resistencia de carga. Como se puede percibir, la condición inicial en el capacitor C_1 es crítica, de tal manera que sin ésta, el circuito no entraría en resonancia. Esta condición inicial en el capacitor se obtiene a partir de la energía generada por la misma CTV, inyectando por única vez, un pulso de corriente en la base del transistor. Esto se consigue cortocircuitando la terminal positiva de la CTV con la resistencia de base R_b . Un análisis del voltaje presente entre las terminales de la CTV acoplada a la interfaz resonante, manifiesta que este voltaje varía en forma alterna y alrededor de un nivel de CD. El acoplamiento óptimo entre la interfaz y la CTV se da cuando el voltaje de operación alterno varía alrededor del punto de operación óptimo de la celda.

Los conceptos cualitativos vertidos en la descripción anterior explican como la potencia eléctrica de CD generada normalmente por la CTV puede ser convertida en potencia de CA. El diseño específico de la interfaz resonante requiere que se desarrollen las ecuaciones de voltaje y corriente que gobiernan el comportamiento del sistema CTV-Interfaz Resonante, un caso simplificado se presenta en el apéndice F, en donde la CTV se substituye por una fuente de voltaje ideal en serie con una resistencia. El acoplamiento de los circuitos propuestos para la CTV e interfaz resonante da lugar a un conjunto de ecuaciones simultáneas en el dominio de la frecuencia, el cual se puede resolver con alguno de los programas conocidos, como por ejemplo MATLAB¹; sin embargo, es usual diseñar este tipo de sistemas empleando el programa de simulación PSpice. Este programa permite obtener por simulación las condiciones de operación óptimas del circuito en cuestión. En el apéndice

Se presentan las hojas de cálculo empleadas para hacer la simulación del comportamiento eléctrico del sistema CTV-Interfaz Resonante, se incluye además en estas hojas de cálculo, una descripción detallada sobre los dos modos de operación del sistema CTV-Interfaz Resonante; es decir, la definición de parámetros cuando el transistor se encuentra en la condición de circuito abierto, y cuando éste se encuentra en la condición de corto circuito.

4.3 Simulación del comportamiento eléctrico de la interfaz resonante

A continuación se presenta el análisis de los resultados obtenidos por simulación para dos casos específicos del acoplamiento CTV e interfaz resonante. Estos casos están enfocados a una celda con funciones de trabajo altas en los electrodos; por esta razón, las temperaturas de trabajo también resultan ser altas. Se supone que el electrodo emisor es de tungsteno y el electrodo colector de molibdeno, con funciones de trabajo de 4.5 eV y 4.2 eV respectivamente; en consecuencia, para obtener una corriente apreciable a la salida de la CTV, se requiere trabajar con temperaturas en el emisor arriba de los 1500 K. Debido a la cercanía del colector con el emisor, la temperatura del colector resulta también ser alta, aunque como se sabe, la temperatura del colector debe ser lo mas baja posible, esto con el fin de evitar la corriente inversa. Los dos casos que se proponen mantienen una temperatura en el colector igual a 1650 K, mientras que, para el emisor se propone en el primer caso una temperatura igual a 1925 K y para el segundo caso una temperatura de 1950 K. Adicionalmente se supone que el área de los electrodos es de 2 cm²; mientras que, la separación interelectrónica se considera que es igual a 300 μm. Estos datos se encuentran concentrados en la tabla 4.1.

Tabla 4.1
Condiciones de trabajo de la CTV previas a
la condición de resonancia.

| | |
|----------|-------------------------|
| T_c | 1925 K |
| T_c | 1650 K |
| ϕ_c | 4.5 eV |
| ϕ_c | 4.2 eV |
| P_i | 1×10^{-7} torr |
| w | 0.3 mm |
| A | 2 cm ² |

Con estos datos se calcularon los valores de los elementos que conforman el modelo eléctrico de la CTV; la tabla 4.2 muestra los resultados obtenidos. Para realizar la simulación del comportamiento del circuito CTV-Interfaz Resonante mostrado en la figura 4.3, se empleo el programa PSpice, el cual está diseñado para realizar simulación con circuitos eléctricos. Es posible obtener por simulación los valores de los componentes que intervienen

en la interfaz resonante y que permiten que ésta realice la función de transformar la potencia de CD en potencia de CA, los valores determinados para los elementos de la interfaz resonante que permiten obtener la condición de resonancia se presentan en la tabla 4.3.

Tabla 4.2
Valores de los elementos que conforman el modelo de la CTV.

| | |
|----------|------------------|
| I_{cs} | 1.46 mA |
| I_{cs} | 96 μ A |
| V_e | 4.5 V |
| V_c | 4.2 V |
| R_e | 3.06 K Ω |
| R_c | 43.47 K Ω |
| R_{eo} | 0.01 Ω |
| R_{co} | 0.01 Ω |
| C_e | 0.035 μ F |
| C_c | 0.035 μ F |
| C_{cc} | 5.2 μ F |

Tabla 4.3
Valores determinados para los elementos de la interfaz resonante en la condición de resonancia.

| | |
|---------|---------------|
| β | 220 |
| C_1 | 10 μ F |
| C_2 | 10 μ F |
| L_1 | 17 mH |
| L_2 | 6.22 H |
| R_b | 39 K Ω |
| M | 0.321 H |

Al considerar en el primer caso una temperatura en el emisor igual a 1925 K, se demuestra que las oscilaciones obtenidas en la resistencia de carga R_L , se amortiguan exponencialmente; mientras que, con un ligero incremento de temperatura en el emisor, al pasar de 1925 K a 1950 K, es posible mantener la interfaz en la condición de resonancia. Los datos introducidos al programa PSpice para estos dos casos, se muestran en las hojas de cálculo INTERF-1.CIR e INTERF-2.CIR que aparecen en el apéndice E.

Las figuras 4.4 y 4.5 muestran los resultados obtenidos para $T_e=1925$ K. En particular, la figura 4.4 presenta el voltaje de salida V_s que se obtiene en el secundario del transformador. Como se puede observar, el período de amortiguamiento es del orden de 0.1s; mientras que, la frecuencia natural de oscilación es del orden de 400 Hz. En la figura 4.5 se sobreponen el voltaje de salida V_s , con el voltaje V_b presente en la base del transistor, como puede observarse, el voltaje de base V_b es inferior a 0.7 V después de los 20 primeros milisegundos, en consecuencia, después de este periodo queda eliminada la posibilidad de conmutar el transistor a la condición de corto circuito, esto elimina también la posibilidad de que se restaure el nivel de voltaje en el capacitor C_1 ; por esta razón, la magnitud de V_s disminuye indefinidamente hasta alcanzar los 0V.

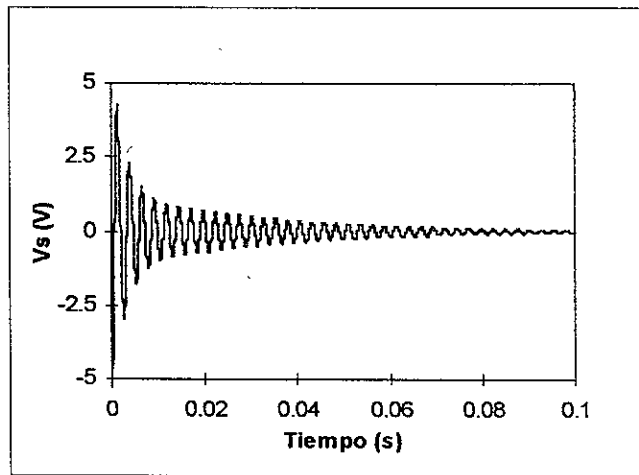


Fig. 4.4 Voltaje de salida de la interfaz resonante acoplada a la CTV, en la condición próxima a la condición de resonancia.

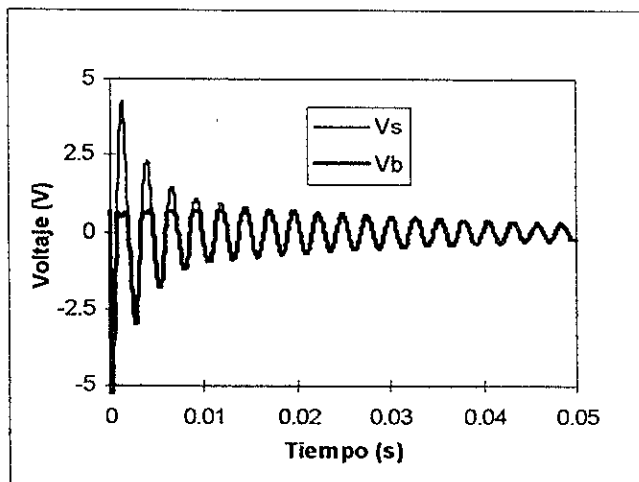


Fig. 4.5 Voltaje de salida y voltaje de base en el transistor de la interfaz resonante, para la condición próxima a la resonancia.

Los resultados obtenidos para el segundo caso, se muestran a partir de la figura 4.6. De manera similar al primer caso, la figura 4.6 presenta la condición que guarda el voltaje V_s presente en el secundario del transformador. Como puede apreciarse, las oscilaciones después de una pequeña disminución se restauran, y se mantienen estables después de los primeros 30 ms. De la misma manera, en la figura 4.7 se pueden apreciar simultáneamente tanto el voltaje presente en la base del transistor, como el voltaje V_s presente en el secundario del transformador. Se observa en esta gráfica que el voltaje de base V_b , nunca disminuye a menos de 0.7V, en consecuencia, el transistor se conmuta periódicamente a la condición de corto circuito y por lo tanto en cada ciclo se restablece la carga del capacitor C_1 .

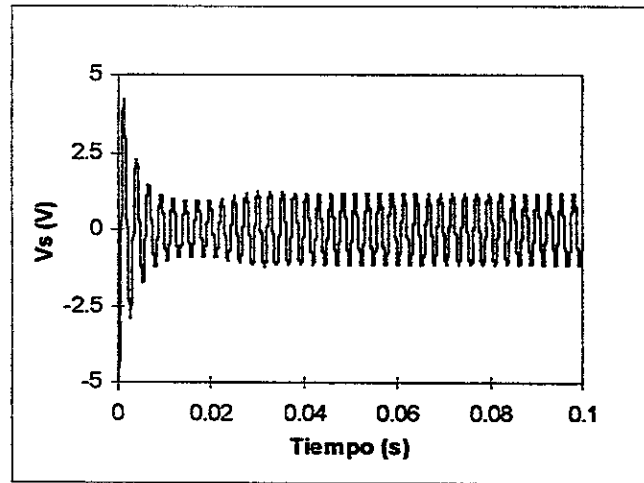


Fig. 4.6 Voltaje de salida de la interfaz resonante acoplada a la CTV, para la condición de resonancia.

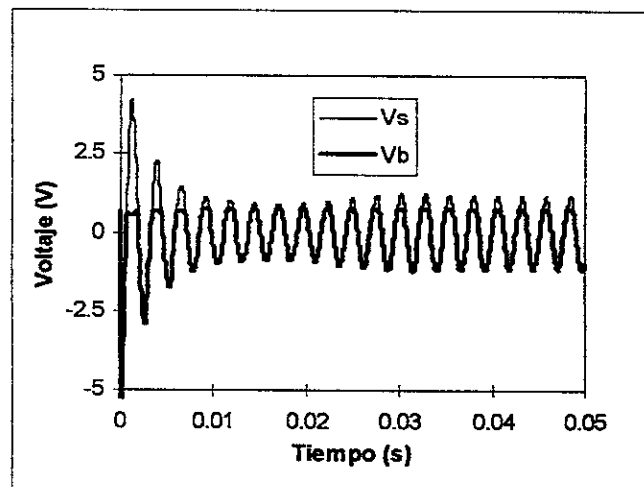


Fig. 4.7 Voltaje de salida y voltaje de base en el transistor de la interfaz resonante, para la condición de resonancia.

Los resultados obtenidos adicionalmente por medio del programa PSpice, permiten conocer las condiciones de voltaje y corriente presentes en los demás elementos del circuito; así, la figura 4.8 presenta los voltajes en el primario y secundario del transformador. Se

observa que el voltaje en el primario es un orden menor que en el secundario, esto da la posibilidad de que el voltaje que se retroalimenta hacia la base para conmutar al transistor tenga una amplitud mayor a los 0.7 V. Como se puede observar, esta es una gran ventaja para muchas aplicaciones, pues mientras la CTV proporciona por naturaleza bajo voltaje, la interfaz resonante, al mismo tiempo que transforma este voltaje de CD en voltaje alterno, permite ajustar la amplitud del voltaje de salida por medio de la relación de transformación del transformador.

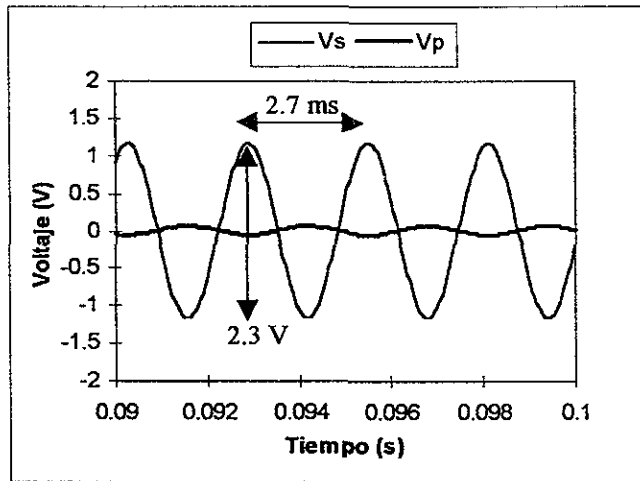


Fig. 4.8 Voltajes presentes en el secundario y primario del transformador, en la condición de resonancia.

Para el caso particular que se está tratando, el punto de operación de la CTV, se encuentra en 0.15 V, con variaciones que van de los 100 mV a los 200 mV, según se puede apreciar en la figura 4.9. El voltaje de salida eficaz en el secundario del transformador para estas condiciones es de 0.8 V. Estas dos últimas gráficas corresponden a condiciones de estado estable.

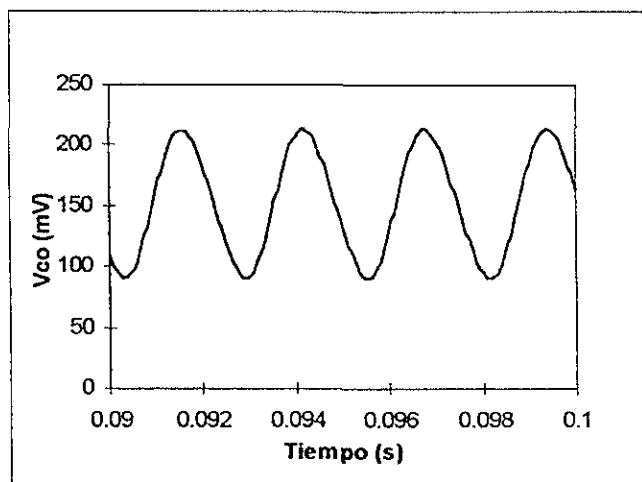


Fig. 4.9 Voltaje presente entre las terminales de la CTV, en la condición de resonancia.

Otro resultado de interés consiste en conocer las amplitudes de las corrientes de trabajo en la base y en el colector del transistor. Como se puede observar en la figura 4.10, los pulsos de corriente en la base del transistor son del orden de $10 \mu\text{A}$; mientras que, la corriente de colector alcanza los $300 \mu\text{A}$. Estas dos gráficas indican además que, el consumo de potencia se efectúa únicamente en los pulsos positivos del voltaje de salida V_S ; dado que, para los pulsos negativos, tanto la unión base-emisor como la trayectoria colector-emisor presentan alta impedancia.

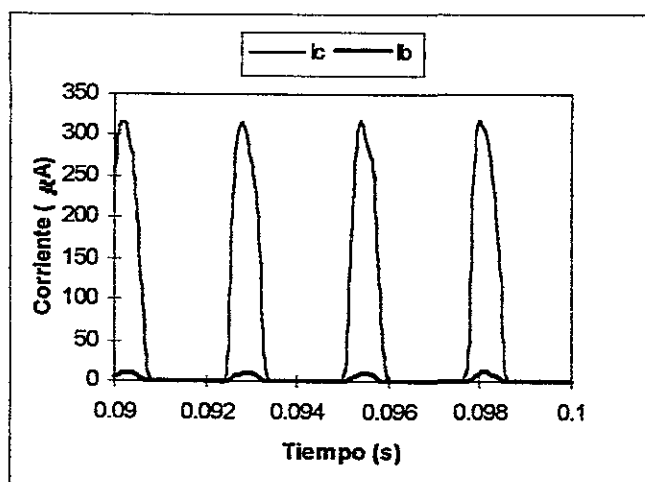


Fig. 4.10 Impulsos de corriente en el colector y en la base del transistor, en la condición de resonancia.

Las magnitudes de la potencia generada por la CTV y consumida a su vez en la interfaz resonante, que está actuando como carga, se muestran en las figuras 4.11 y 4.12 respectivamente.

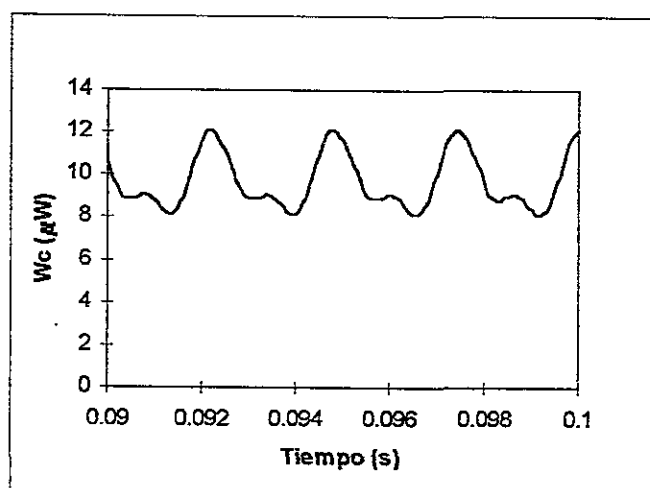


Fig. 4.11 Potencia abastecida por la CTV a la interfaz resonante, en la condición de resonancia.

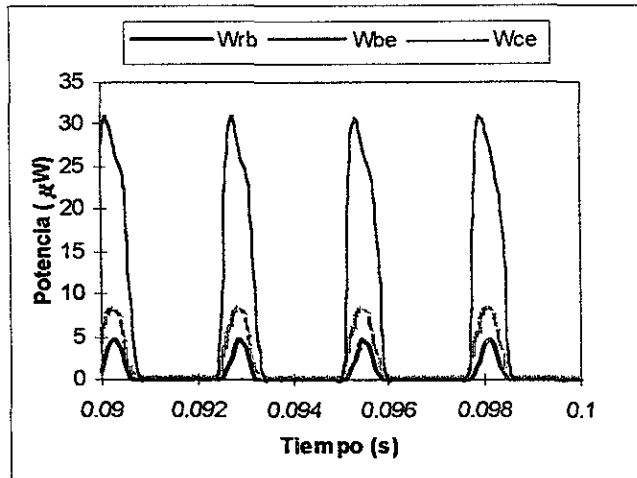


Fig. 4.12 Potencia consumida en la resistencia de base, y en las uniones del transistor bipolar empleado en la interfaz resonante.

La figura 4.11 muestra que la potencia que entrega la CTV, es del orden de $10 \mu\text{W}$ promedio, mientras que la figura 4.12, muestra que el consumo de potencia en la interfaz, se efectúa por impulsos, los cuales alcanzan una magnitud de hasta $30 \mu\text{W}$ en la trayectoria colector-emisor (W_{ce}), esto ocurre cuando el transistor se cortocircuita. La potencia consumida por la resistencia de base (W_{rb}), y la unión base-emisor (W_{be}), son bastante menores que la consumida en la trayectoria colector-emisor mencionada.

De este último análisis se deduce que la potencia generada por la CTV prácticamente se está consumiendo en el transistor empleado en la interfaz resonante. A este respecto se puede argumentar que las condiciones de trabajo para este caso son las mínimas; es decir, que para condiciones de potencia mayor generada por la CTV, será posible acoplar una carga en el secundario del transformador que drene la mayor parte de la corriente y en consecuencia que sea ésta el elemento principal del consumo de la potencia generada por la CTV. Los resultados experimentales obtenidos para el sistema CTV-Interfaz resonante, motivo del presente trabajo, se discuten en el capítulo 6.

Fabricación de la celda y pruebas experimentales

En este capítulo se describe la fabricación de la CT y las pruebas experimentales que se realizaron a ésta. Se describe también, el sistema de vacío que fue necesario montar, para conseguir las condiciones de operación requeridas por la celda para poder llevar a cabo las pruebas experimentales. Tres son los tipos de pruebas principales hacia los cuales se enfocó este trabajo: 1) determinar las curvas $I-V$ de la CT para diferentes condiciones de operación, 2) verificar el comportamiento reactivo definido por el modelo de la CTV y, 3) verificar el comportamiento eléctrico previsto para el sistema CTV-Interfaz Resonante.

5.1 Estructura de la CTV

Con el fin de probar el modelo eléctrico propuesto para la CTV, así como las propiedades de la interfaz resonante, se diseñó y fabricó un primer prototipo de la CTV. Como se sabe, la CTV por su propia naturaleza, trabaja a alta temperatura, en alto vacío y con distancias interelectrónicas micrométricas; todos estos factores se tuvieron en cuenta durante su diseño. Con este fin se determinó en primer lugar, montar la CTV sobre una brida DN 35 CF; esto permite instalar la celda en una cámara de vacío, en donde las condiciones de vacío y el manejo de gases pueden ser predeterminados. La figura 5.1 muestra esquemáticamente la estructura de la CTV; mientras que, la figura 5.2 presenta una ampliación de la región en donde se encuentran localizados los elementos de esta celda. Como se puede observar en la figura 5.1, en el extremo izquierdo de la celda se encuentran las conexiones externas y en el extremo derecho los elementos que propiamente componen la CTV y que estarán sometidos a vacío; la comunicación entre ambos extremos se efectúa por medio de un pasamuros cerámico, que conserva el vacío y resiste las altas temperaturas internas que se manejan en la celda.

Para conseguir las altas temperaturas de trabajo que requiere el emisor, se diseñó un calefactor hecho con un folio de tantalio delgado, con un espesor w igual a 0.075 mm, el cual por radiación calienta al emisor. La figura 5.2 muestra los dobleces que se hicieron al folio para asentarlos en la superficie de los electrodos que estarán conectados a una fuente de CD externa, este folio a su vez, se sujetó con tornillos en sus extremos para mejorar el contacto eléctrico con los electrodos. Dado que el folio de tantalio presenta alta conductividad, fue necesario aumentar la resistencia de este elemento variando su forma geométrica, lo cual se logró haciendo perforaciones al folio; la resistencia R_f obtenida para este elemento fue un poco inferior a 0.1Ω . La corriente de trabajo requerida por el calefactor en estas condiciones es del orden de 60A, para un voltaje aplicado entre sus terminales de aproximadamente 4V. Con el fin de evitar que el calefactor se flexionara hacia abajo durante el calentamiento, fue necesario agregar una base de cerámica que mantuviera plano y fijo al calefactor. Encima del calefactor y separado por tubos cerámicos capilares, se colocó el emisor de la CTV, este electrodo es un folio de tungsteno con un espesor de 0.5 mm y una área de 2cm^2 . Sobre el emisor, se depositaron algunos gránulos hechos con polvo cerámico de MgO, con el fin de aislar al emisor del colector. Este último electrodo se

fabricó de molibdeno con una función de trabajo menor a la del tungsteno, su espesor es de 0.6 mm y también con una área de 2 cm².

De lo anteriormente expuesto se observa que, los electrodos emisor y colector quedaron aislados eléctricamente del calefactor, sus conexiones al exterior se efectuaron por medio de alambres de cromel, los cuales resisten las altas temperaturas de trabajo que se presentan en el interior de la celda; estos a su vez se sujetaron a unos muelles con el fin de conseguir una presión mínima sobre los electrodos de la CTV, lo cual asegura un buen contacto eléctrico. Los alambres de cromel empleados como terminales de contacto, se aislaron eléctricamente de los muelles por medio de cerámicas, y su conexión al exterior se hace prolongando los alambres de cromel hasta llegar al pasamuro. Este último elemento cuenta con cuatro contactos, dos están dedicados a las terminales de la celda y dos más para las terminales del termopar. En el interior de la celda, los alambres empleados como contactos se aislaron en toda su trayectoria por medio de perlas cerámicas colocadas en cadena una tras de otra. Con el fin de medir la temperatura en el colector de la celda, se introdujo un termopar de cromel-alumel, el cual se colocó sobre la laminilla del colector; los alambres del termopar también se aislaron con perlas cerámicas a lo largo de su trayectoria hasta conectarse con las terminales del pasamuro. Tomando en consideración las altas temperaturas de trabajo de la CTV, fue necesario adicionar a la celda un elemento de enfriamiento que permitiera controlar la temperatura del calefactor dentro de los niveles de operación deseados. El sistema de enfriamiento consiste en una cámara colocada debajo del calefactor, dicha cámara cuenta con un tubo de entrada y uno de salida, a través de los cuales se hace fluir aire a presión a temperatura ambiente. La tabla 5.1 presenta un resumen de las características principales de los elementos empleados en la CTV.

Tabla 5.1
Características de los elementos empleados en la CTV.

| Elemento | Característica |
|--|--|
| Brida | DN 35 CF |
| Pasamuro | 4 Terminales |
| Tubos cerámicos capilares | D = 0.5 mm |
| Polvo cerámico | MgO |
| Terminales eléctricas de la celda | Cromel |
| Termopar | Tipo K (Cromel-Alumel) |
| Emisor | Folio de tungsteno ($w = 500 \mu\text{m}$, área = 2 cm ²) |
| Colector | Folio de molibdeno ($w = 600 \mu\text{m}$, área = 2 cm ²) |
| Calefactor | Folio de Tantalio ($w = 75 \mu\text{m}$, $R_f = 0.1 \Omega$) |
| Electrodos de soporte para el calefactor | Acero inoxidable |
| Refrigerante | Aire a presión |

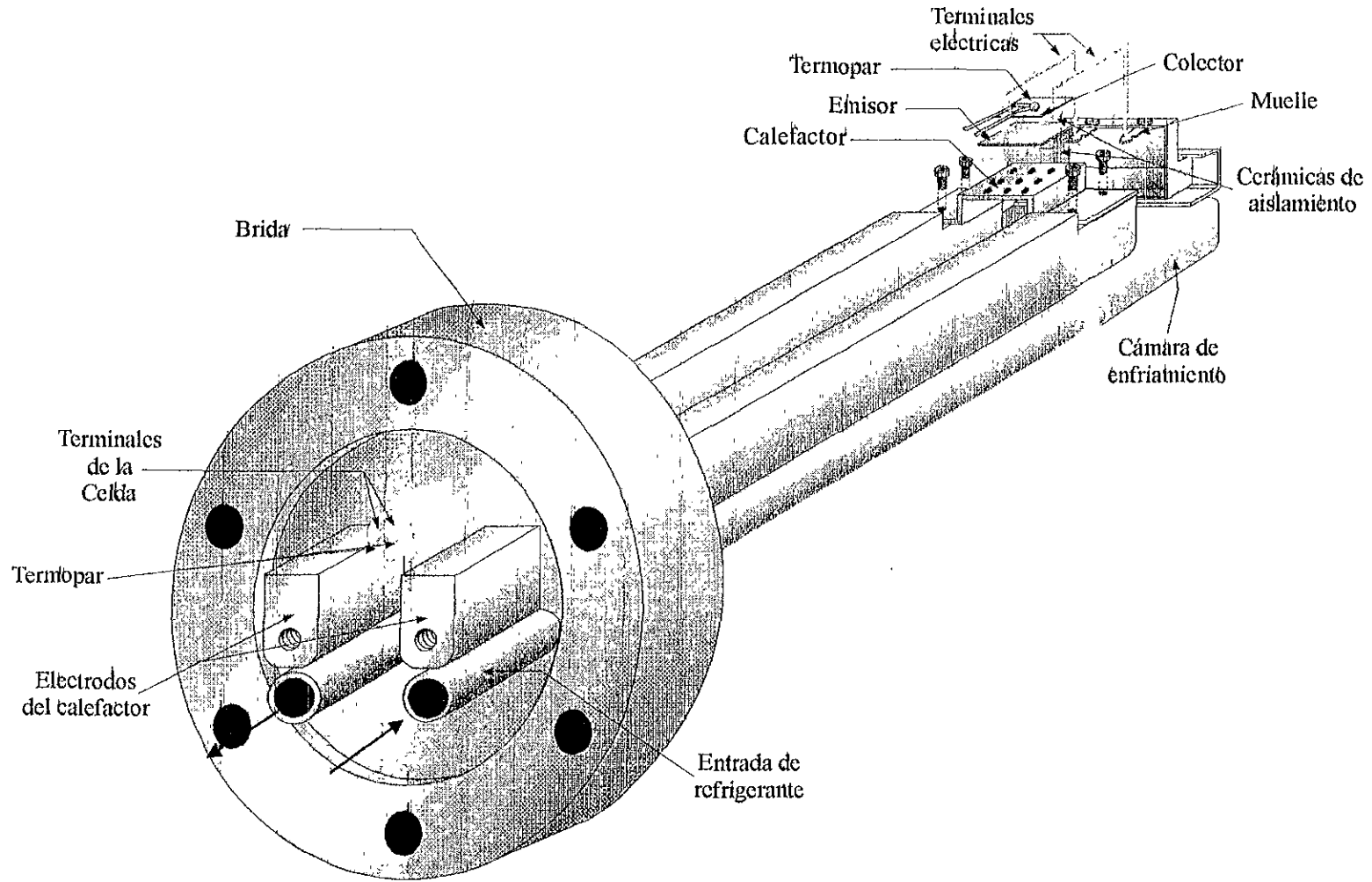


Fig. 5.1 Diagrama esquemático de la CTV

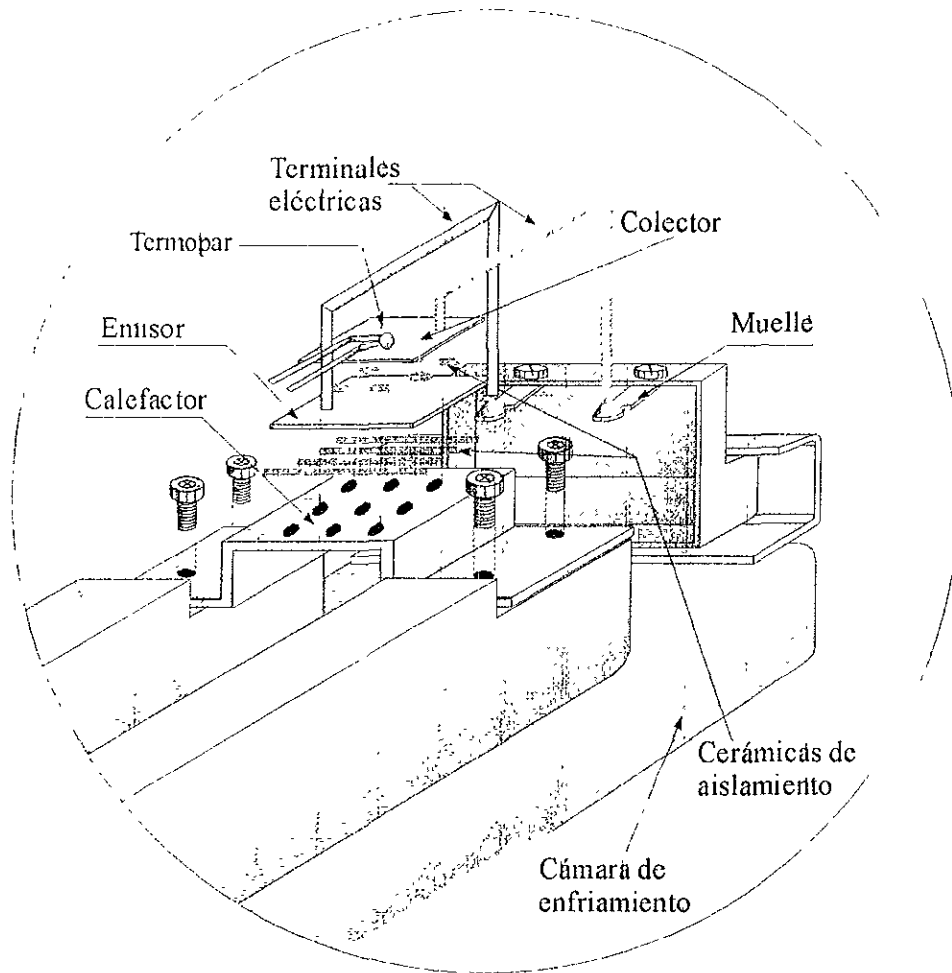


Fig. 5.2 Ampliación de los detalles de la CTV

5.2 Características de los electrodos de la CT

Los electrodos emisor y colector constituyen una parte esencial de la CT. El buen funcionamiento de la celda depende de las propiedades de cada uno de ellos. Como se sabe, es deseable trabajar con funciones de trabajo bajas en ambos electrodos. Sin embargo, en este trabajo se optó por emplear más bien, un electrodo de características estables en el emisor, esto con el fin de evaluar las características de los óxidos crecidos en el electrodo colector. A continuación se describen los tipos de electrodos utilizados en la CT.

Emisor de tungsteno metálico

Debido a que este electrodo es el responsable de generar la emisión de electrones, vía emisión termoiónica, dicho electrodo debe operar a alta temperatura. Por tal motivo, el material de este electrodo debe ser suficientemente estable a las altas temperaturas de trabajo, y también a los posibles ataques químicos. Un folio de tungsteno metálico es capaz de satisfacer estas condiciones. La curva (a) de la figura 5.3 muestra el patrón de difracción de rayos-X obtenido para el folio de tungsteno, después de que éste fue utilizado en las diferentes pruebas realizadas a la CT. Conjuntamente con este patrón, se muestran también en la misma gráfica, los patrones de difracción obtenidos para cada uno de los electrodos empleados en la CT. El patrón de difracción obtenido para el tungsteno corresponde a una estructura bcc con parámetros de red $a = 3.112 \text{ \AA}$. Este patrón muestra también que la estructura cristalina del electrodo emisor no cambió con las altas temperaturas (2000K), ni tampoco cuando se adicionó nitrógeno a la celda ($P_i = 1 \times 10^{-4}$ torr). Estas pruebas fueron realizadas por medio de un difractor de rayos-X marca Rigaku modelo Rint 2200 con línea K_{α} Cu; $\lambda = 1.5405 \text{ \AA}$

Colector de molibdeno metálico

Como se sabe, para que una CT opere correctamente, se requiere que la función de trabajo del material empleado en el colector sea menor que la del emisor. Tomando en cuenta esta condición, y además que el material escogido para fabricar el emisor es tungsteno ($\phi_w = 4.5 \text{ eV}$); se eligió en primer lugar para fabricar el colector, un folio de molibdeno con función de trabajo $\phi_{Mo} = 4.2 \text{ eV}$. Esto da la posibilidad de generar una diferencia de potencial de 0.3 eV entre los electrodos de la CT. La curva (b) en la figura 5.3 muestra el patrón de difracción obtenido para el folio de molibdeno. No obstante, el molibdeno no puede ser considerado como un electrodo inerte y por lo tanto con una función de trabajo estable, puesto que es un metal químicamente reactivo. Sin embargo, si se trabaja en un ambiente de vacío, se puede esperar cierta estabilidad química para este electrodo. La estructura cristalina del molibdeno es también una estructura bcc y muestra los mismos reflejos que el tungsteno; de hecho, ambos metales se encuentran en el mismo grupo (VI-A) de la tabla periódica.

Colector de Mo/MoO₃

Tomando en consideración que la diferencia de potencial entre los electrodos metálicos, tungsteno en el emisor y molibdeno en el colector, es muy pequeña para atraer a

los electrones hacia el colector, sería conveniente incrementar esta diferencia de potencial. Esto se consigue si se disminuye la función de trabajo del electrodo colector. Con este propósito se creció térmicamente una capa de óxido de molibdeno sobre la superficie del molibdeno metálico, la cual es denotada como Mo/MoO₃. Para esto se trató un folio de molibdeno de 20 mm X 10 mm x 1 mm en una atmósfera de aire a una temperatura que varía entre los 750 °C y 800 °C durante una hora. Bajo estas condiciones creció una película policristalina de óxido de molibdeno del orden de 1 μm de espesor.

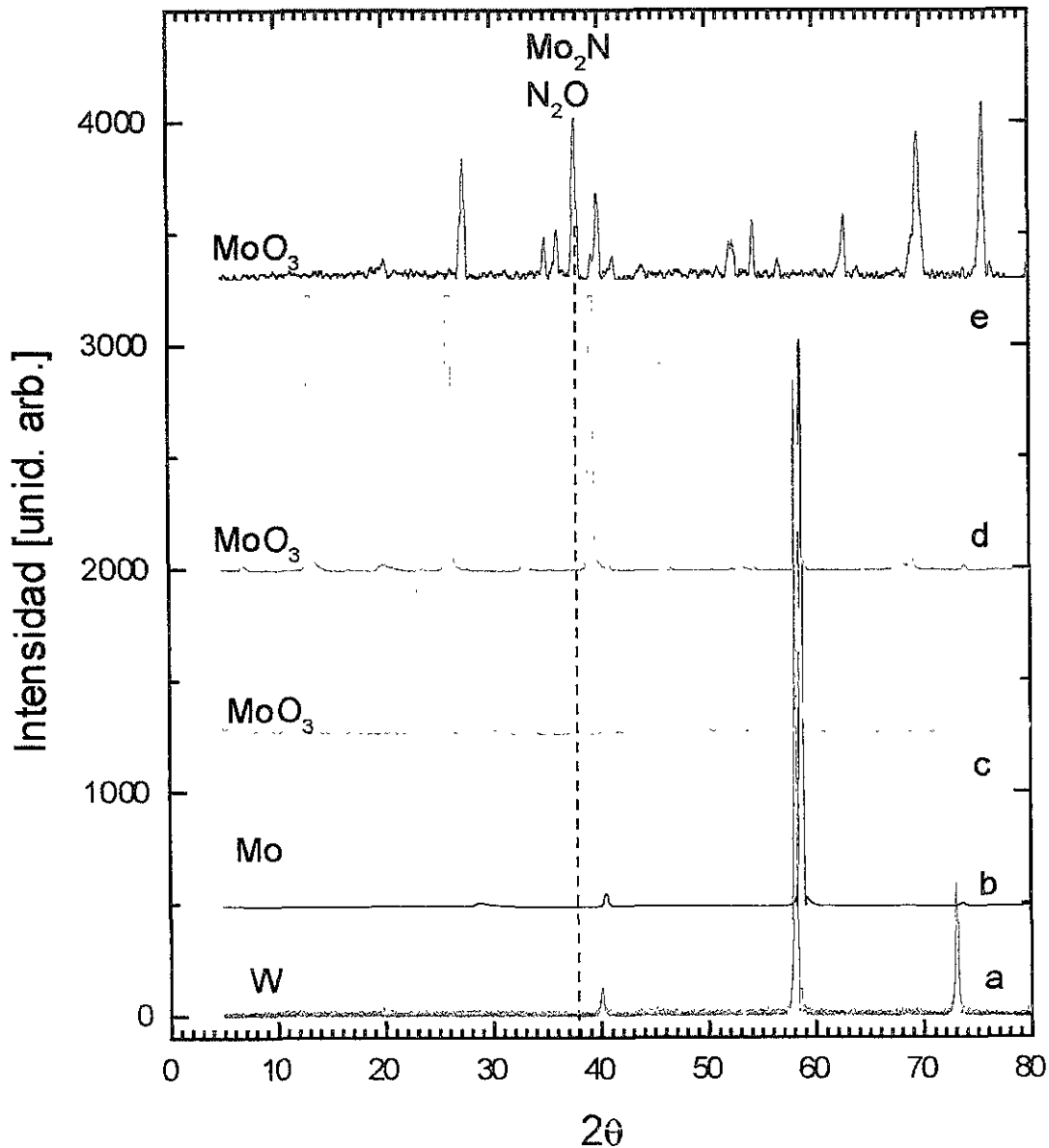


Fig. 5.3 Patrón de difracción de los materiales empleados como electrodos en la CT.

Las curvas (c) y (d) en la figura 5.3, muestran los patrones de difracción del óxido de molibdeno tratado a 750 °C y 800 °C, respectivamente. Ambas estructuras son las mismas, sólo que el incremento de temperatura favorece una orientación ligeramente diferente de los pequeños cristales que componen la película, lo cual se refleja en los cambios de intensidad que experimentan los picos del patrón de difracción y la aparente aparición de unos y desaparición de otros. La estructura cristalina que presentan las curvas (c) y (d) corresponden a la fase molibdenita del MoO_3 , la cual es una estructura ortorrómbica.

La curva (e) en la figura 5.3, reproduce el patrón de difracción del electrodo colector Mo/MoO_3 , después de que la celda termoiónica fue operada a alta temperatura en un ambiente de nitrógeno. Este patrón se discute con más detalle en el siguiente capítulo para explicar el comportamiento del plasma de nitrógeno.

Características de la función de trabajo del MoO_3

Se sabe que la función de trabajo de los metales puede ser disminuida si se deposita un elemento capaz de reducir la densidad de portadores de carga libres en la superficie, como por ejemplo, el oxígeno. Este elemento toma electrones para formar un óxido metálico como compuesto estequiométrico. Existen muchos ejemplos en la literatura donde los óxidos metálicos presentan funciones de trabajo menores que las de sus respectivos elementos metálicos [49]. Un ejemplo específico es el Al_2O_3 , cuya función de trabajo fue reportada por A. Jiménez y, por G. Ertl y J. Küppers [50,51]. Este material presenta una función de trabajo ($\phi_{\text{Al}} = 2.6 \text{ eV}$) menor que el aluminio metálico ($\phi_{\text{Al}} = 4.25 \text{ eV}$).

El caso específico del óxido de molibdeno fue reportado por A. Jiménez [52,53,56], quien determinó que la función de trabajo de este material puede decaer por debajo de los 3.0 eV (de 2.4 a 2.6 eV). Sin embargo, el autor también reporta que la función de trabajo crece con la temperatura. El MoO_3 incrementa su función de trabajo de 2.4 eV hasta un valor de saturación de 3.9 eV cuando la temperatura se eleva de 23 °C a 500 °C. En películas delgadas de MoO_2 , el incremento es menor.

5.3 Características del Sistema de Vacío

Para realizar las pruebas de funcionamiento a la CT descrita en la sección anterior, resulta indispensable contar con un sistema de vacío. Cuando un metal (por ejemplo: Ta, W o Mo) se calienta en presencia de aire a presión atmosférica normal, éste tiende a oxidarse rápidamente debido a la presencia de moléculas de oxígeno y de agua. La operación de la CT en alto vacío elimina esta posibilidad y permite estudiar las propiedades de la CT, sin que la superficie de los electrodos se degrade. Otra ventaja importante que se obtiene cuando se opera la CT en alto vacío es que, los electrones emitidos pueden viajar libremente de un electrodo a otro sin posibilidad de colisiones, de esta manera se establece el comportamiento de la CT en alto vacío como una referencia que puede emplearse para comparar el desempeño de la CT cuando se adiciona algún gas en el espacio interelectrónico de la celda.

El sistema de vacío ensamblado para realizar las pruebas experimentales de la CTV, se muestra esquemáticamente en la figura 5.4. Consiste básicamente de una cámara de vacío, con seis vías, una de las cuales se encuentra conectada a la cámara de una bomba iónica. En otra vía de la cámara de vacío se encuentra conectada una bomba turbomolecular, de esta

manera se obtiene un primer nivel de vacío con la bomba turbomolecular y la opción de mejorarlo empleando la conexión a la bomba iónica. La bomba turbomolecular está apoyada por una bomba mecánica y una trampa fría, ésta última con el fin de evitar que se introduzcan a la cámara de vacío los gases generados por la bomba mecánica. Una conexión más de la cámara se aprovecha para conectar la CTV, y otra para conectar el sensor de vacío. La figura 5.4 muestra además, las conexiones eléctricas externas que van a los sistemas de medición, y la conexión a la fuente de CD que se emplea para alimentar al calefactor.

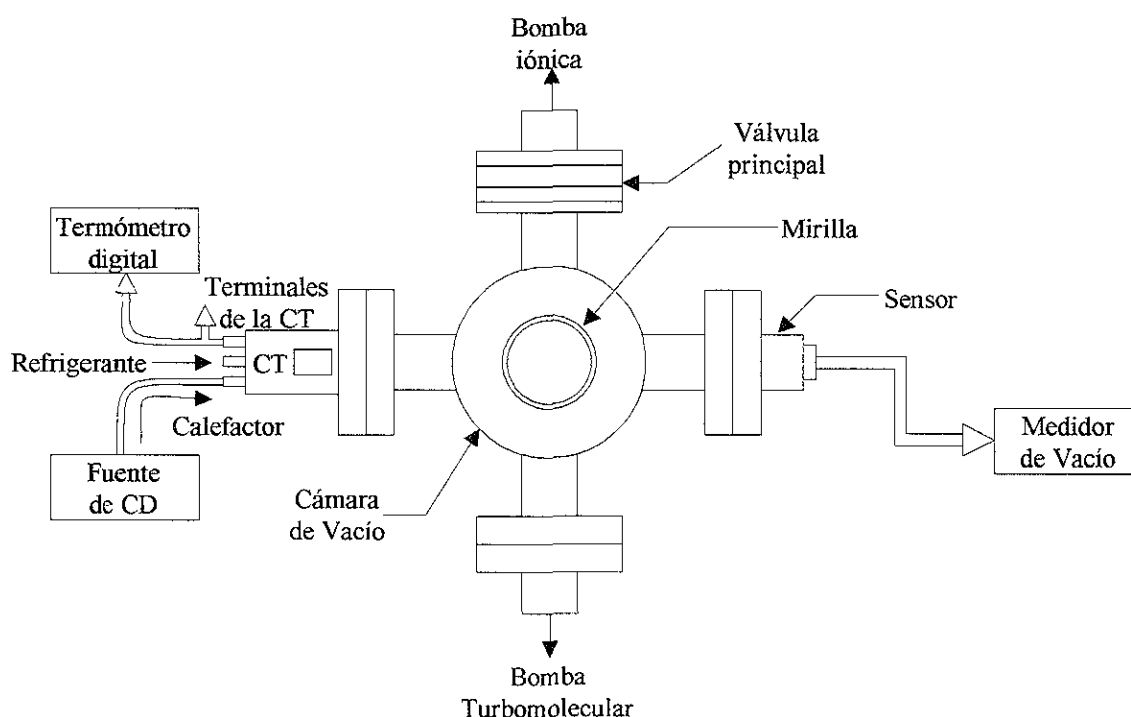


Figura 5.4 Diagrama esquemático del sistema de vacío.

La figura 5.5 presenta una vista fotográfica del sistema de vacío implementado, el cual se encuentra ubicado en el Laboratorio de Superficies e Interfaces del CIE. En esta vista fotográfica se puede apreciar la distribución real de todos los elementos que intervienen en el sistema. La tabla 5.2 presenta las características generales de los elementos y equipos empleados; mientras que, las características específicas de las bombas de vacío empleadas en el sistema se presentan en el apéndice G.

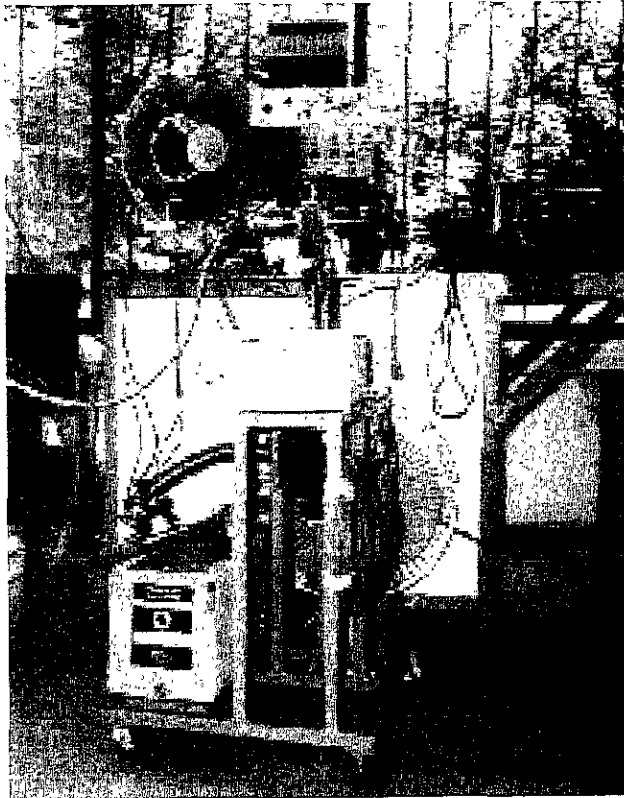


Fig. 5.5 Vista fotográfica del sistema de vacío implementado.

Tabla 5.2
Características generales de los equipos utilizados junto con el sistema de vacío.

| Equipo | Modelo |
|--------------------------------|------------------------------|
| Bomba iónica | Leybold-Heraeus IZ230 |
| Bomba turbomolecular | Alcatel ATP 150 |
| Bomba mecánica | Leybold-Heraeus DUO 016B |
| Sensor | HPS series 4231-MAG |
| Medidor y controlador de vacío | HPS937 Gauge controller |
| Termómetro digital | SRS SR630 |
| Osciloscopio | Tektronix 2213 |
| Fuente de CD | Sorensen DCS 20-50 |
| Tarjeta DAS | Advantech Co. LTD. PCL-812PG |
| Generador de funciones | imac GF-001 |

5.4 Procedimiento para evacuar el sistema de vacío

1. Se enciende la bomba mecánica para hacer un pre-vacío al sistema desde la presión atmosférica hasta 3.5×10^{-2} Torr.
2. Una vez que se ha alcanzado en el sistema de vacío la presión de 3.5×10^{-2} Torr, entra en funcionamiento la bomba turbomolecular, la cual opera hasta que se alcanza en el sistema una presión de 1×10^{-5} Torr.
3. Cuando se ha alcanzado la presión descrita en el inciso anterior, se abre la válvula hacia el sistema de vacío y se pone en operación la bomba iónica, con esto se alcanza la presión de 2.3×10^{-7} Torr. Finalmente se pone en marcha la bomba de sublimación de titanio, la cual al evaporar dicho material, acelera la velocidad de bombeo y se pueden alcanzar presiones en la gama de 1×10^{-10} Torr.
4. Mientras el sistema se evacua, los aparatos de medición de vacío registran continuamente la caída de presión en el sistema.

El resultado obtenido para el sistema de vacío después de seguir esta secuencia se muestra en la figura 5.6, ver también [37].

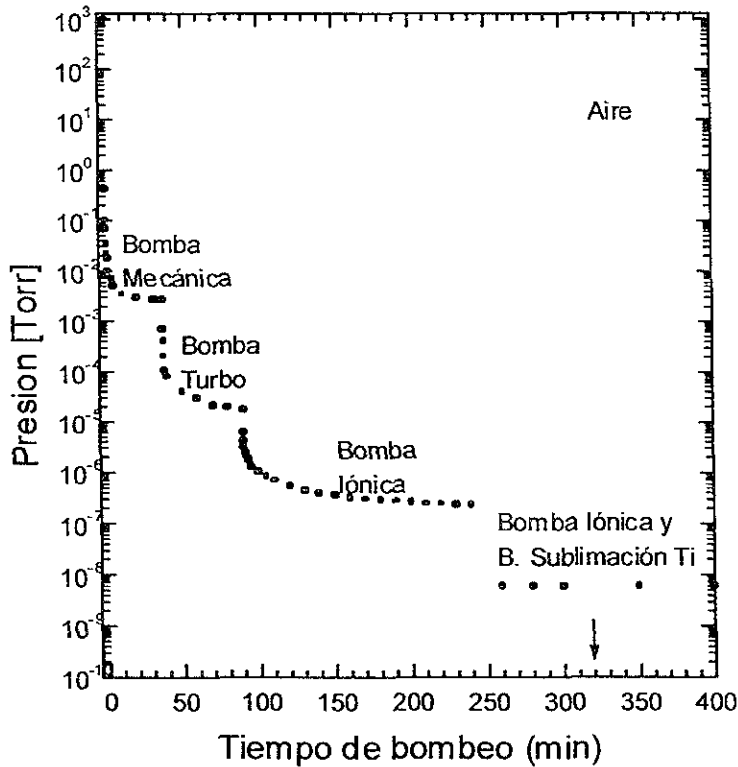


Fig. 5.6 Caída de presión en el sistema de vacío en función del tiempo de evacuación y del tipo de bomba utilizada: 1. Bombeo mecánico, 2. Bombeo turbomolecular, 3. Bombeo iónico y 4. Bombeo por sublimación de titanio.

5.5 Técnica desarrollada para medir la curva I-V de la CTV en la condición de baja corriente

La CTV descrita en la sección 5.1, requiere de una temperatura en el emisor suficientemente alta (>1500 K), para generar una corriente apreciable hacia la carga. Con el fin de determinar la curva I-V de la CTV en la condición de baja corriente (≈ 10 nA), se generó la idea de obtener de manera indirecta esta curva, empleando la característica integrativa del capacitor. La técnica consiste en conectar entre las terminales de la CTV, un capacitor C de valor conocido; es decir, se desea medir el voltaje dinámico presente en el capacitor que se está cargando, y a partir de este voltaje, determinar la corriente dinámica.

La figura 5.7 muestra la forma de onda esperada en el capacitor de un circuito RC en configuración integrativa, cuando el resistor R y el capacitor C , se mantienen constantes durante el evento.

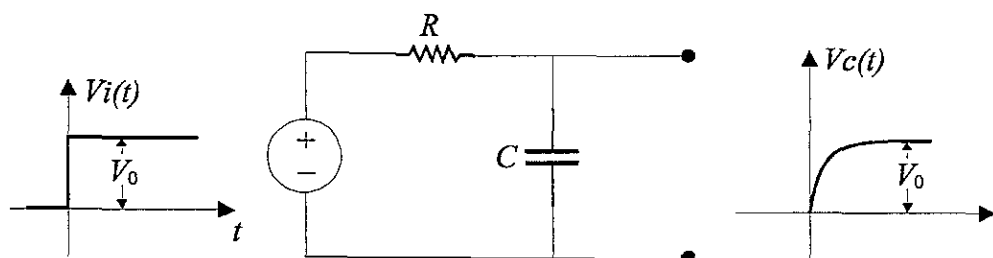


Fig. 5.7 Respuesta en voltaje de un circuito RC tipo integrativo a un escalón unitario.

La expresión que rige el comportamiento del voltaje en el capacitor empleado como carga, está dada por [35]:

$$V_C(t) = V_0 \left(1 - e^{-t/RC} \right). \quad (5.1)$$

Es posible emplear la técnica de cargar un capacitor para determinar el comportamiento I-V de la CT, si se cuida el adecuado acoplamiento de impedancia entre la celda, el capacitor empleado como carga y la tarjeta de adquisición de datos (DAS); la figura 5.8 muestra el circuito empleado para medir el voltaje dinámico en el capacitor. Como puede observarse en esta figura, el capacitor se encuentra acoplado a un amplificador operacional en la configuración de *seguidor de voltaje* [38], de esta manera se puede transferir el voltaje dinámico del capacitor hacia la tarjeta DAS, sin que ésta afecte el voltaje presente en el capacitor; en este circuito, R_i es la resistencia interna de la CTV. La figura 5.9 muestra el arreglo completo desarrollado para determinar la curva I-V de la CTV en la condición de baja corriente; los datos capturados por la tarjeta DAS son enviados a la PC para su procesamiento. Como se puede observar en el arreglo de la figura 5.9, los datos capturados

corresponden únicamente al voltaje $v_C(t)$ presente en el capacitor; sin embargo, si se deriva este voltaje con respecto al tiempo de acuerdo con la expresión:

$$i_C(t) = C \frac{dv_C(t)}{dt}, \quad (5.2)$$

se obtiene la corriente $i_C(t)$ que genera la CTV para diferentes condiciones de voltaje entre las terminales de la celda. Esta ecuación expresa la relación que existe entre el voltaje y la corriente presentes en el capacitor [35]. La corriente así obtenida corresponde a la corriente que genera la CTV dado que, el capacitor se encuentra conectado en serie con la celda. Una vez conocida la magnitud del voltaje y de la corriente, presentes en el capacitor para cada momento, y en virtud de que las terminales del capacitor y de la CTV coinciden, es posible graficar la curva característica $I-V$ de la CTV con estas mismas variables. Esta técnica requiere necesariamente que la *corriente de fuga* [38] del capacitor sea mucho menor que la corriente que está generando la celda para que la ecuación 5.2 sea válida [33].

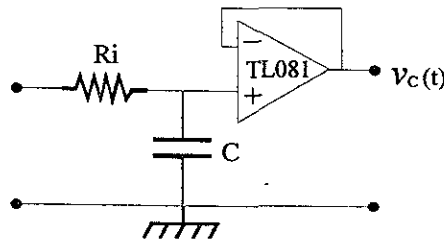


Fig. 5.8 Capacitor de carga y su interfaz para adecuar el acoplamiento de impedancia.

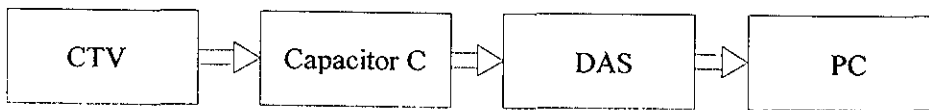


Fig. 5.9 Sistema para medir las curvas $I-V$ de la CTV en la condición de baja corriente.

Es importante señalar que el empleo de esta técnica únicamente proporcionará información sobre el comportamiento de la CTV en el segundo cuadrante debido a que, el voltaje presente entre las terminales de la celda puede variar entre cero volts y un voltaje negativo máximo; es decir, el comportamiento del voltaje presente entre las terminales de la celda es exclusivamente negativo. Cuando el voltaje definido por la curva característica de la CTV coincide con el valor de cero volts, la condición de operación de la celda corresponde a un corto circuito; mientras que, el voltaje negativo máximo corresponde a la condición de circuito abierto. La curva característica esperada para la CTV, se manifestará como una recta, si la impedancia interna de la celda se mantiene constante, y se obtendrá una curva con

variaciones en su pendiente, si la impedancia interna cambia; tal es el caso de la curva característica de la CTC mostrada en la figura 2.10.

5.6 Descripción del sistema para medir la curva I-V de la CTV en operación normal

La figura 5.10 muestra el arreglo empleado para medir simultáneamente; tanto el voltaje presente entre las terminales de la CTV como la corriente que está generando la celda. Con este arreglo es posible observar la curva I-V directamente en el osciloscopio dado que, las condiciones de operación de la CTV se modifican con el barrido forzado por el generador de funciones. Se escogió como señal de barrido, una señal triangular, con el fin de que los datos introducidos a la tarjeta DAS tuviesen períodos de muestreo regulares, con esto el procesamiento de datos se simplifica en la hoja de cálculo. Entre el generador de funciones y la CTV se introdujo una resistencia de carga R_C , la cual se emplea como sensor para medir la corriente que está generando la CTV. El sistema se complementa con el *amplificador de diferencia* [38] mostrado en la figura 5.11, el cual mide directamente el voltaje presente en la resistencia R_C para todas las condiciones de operación, y en consecuencia el comportamiento de la corriente generada por la celda; es decir, aplicando la ley de Ohm se obtiene:

$$i_C(t) = \frac{v_{R_C}(t)}{R_C}, \quad (5.3)$$

en donde $v_{R_C}(t)$ es el voltaje presente entre las terminales de la resistencia de carga R_C , el cual a su vez es equivalente al voltaje presente en la resistencia R_C . De la expresión 5.3 se concluye que, el factor $1/R_C$ define la constante de escalamiento que debe ser introducida en la hoja de cálculo para convertir el voltaje medido entre las terminales de la resistencia R_C , en corriente. Los cuatro elementos resistivos que intervienen en el amplificador de diferencia son de $10\text{ K}\Omega$, con esto se asegura que el error máximo en la medición sea del orden de 1%. La figura 5.10 muestra también las conexiones que se hicieron hacia la tarjeta DAS y hacia la PC para obtener la captura de datos.

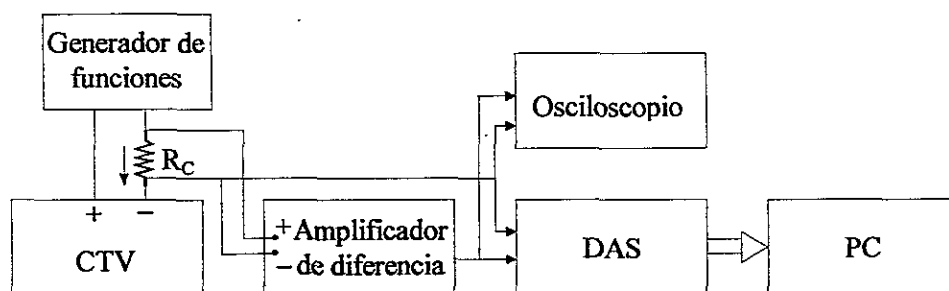


Fig. 5.10 Sistema para medir la curva I-V de la CTV, en la condición de operación normal.

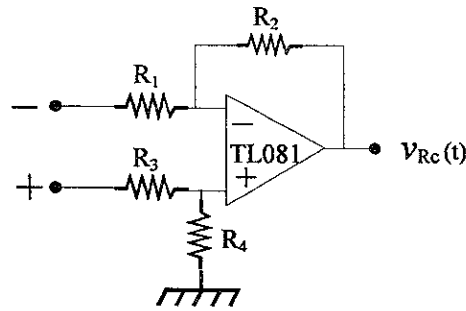


Fig. 5.11 Amplificador de diferencia.

5.7 Arreglo para determinar el comportamiento reactivo de la CTV

El modelo eléctrico propuesto en el capítulo 3 para la CTV prevé que ésta cuenta internamente con capacitancias internas, las cuales son generadas por la correspondiente nube electrónica que se encuentra asociada a cada uno de los electrodos de la celda. La magnitud de estas capacitancias es varios ordenes arriba que la capacitancia interelectrónica presente en la celda, esta última debida a la separación que existe entre las superficies de los electrodos emisor y colector de la celda. Para medir el comportamiento reactivo de la CTV, se empleó la carga resistiva conmutable mostrada en la figura 5.12, la cual consiste de un transistor NPN que en su colector tiene conectada una resistencia de carga R_C . Con este circuito se obtiene una carga que puede modificarse súbitamente de un valor equivalente a la resistencia R_C , hasta un valor máximo que puede considerarse para propósitos prácticos como un impedancia infinita [38]. El comportamiento reactivo de la CTV se puede determinar cuando esta carga variable se conecta entre las terminales de la CTV. La conmutación de la carga se lleva a cabo por medio de la secuencia de pulsos emitidos por un generador e introducidos en la base del transistor, tal y como se muestra en la figura 5.12. Si se conecta un osciloscopio entre las terminales de la CTV, es posible determinar el tiempo de recuperación que requiere la CTV para alcanzar la condición de estado estable, cuando la carga se conmuta de un valor finito a la condición de circuito abierto y viceversa. La forma de onda que puede observarse en el osciloscopio para estas dos condiciones, permite determinar la característica reactiva de la CTV y la validez del modelo eléctrico propuesto para la celda. El arreglo completo para efectuar esta prueba se muestra en la figura 5.13.

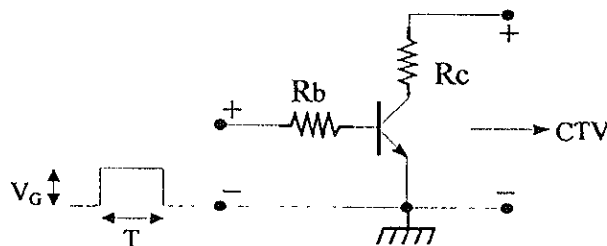


Fig. 5.12 Circuito eléctrico para conmutar una carga resistiva entre las terminales de la CTV.

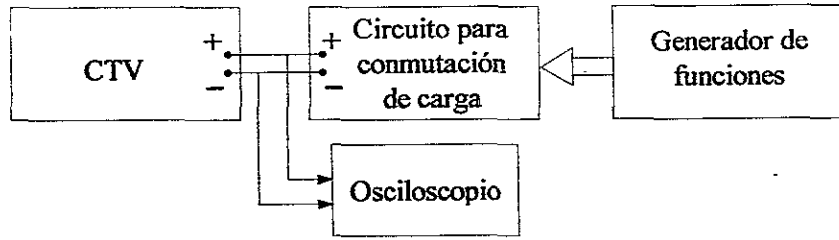


Fig. 5.13 Arreglo para determinar el período de recuperación de la CTV, para una carga resistiva conmutada.

5.8 Medición de las características del sistema CTV-Interfaz resonante

En el capítulo 4 se presentó el ejercicio teórico para determinar el comportamiento eléctrico de una interfaz resonante acoplada a la CTV, esencialmente en ese ejercicio se evaluaron las variables: voltaje y corriente en cada uno de los elementos del arreglo. Desde el punto de vista experimental lo que interesa es medir el voltaje presente en algunos nodos del arreglo CTV-Interfaz resonante; esta variable se mide directamente por medio de un osciloscopio. La figura 5.14 muestra el arreglo implementado para medir las características del arreglo CTV-Interfaz resonante, y en particular las propiedades de la interfaz. El circuito correspondiente a la interfaz resonante se muestra en la figura 5.15.

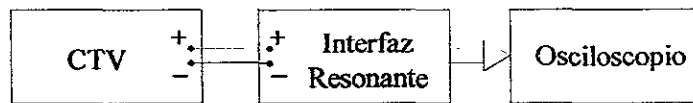


Fig. 5.14 Arreglo para medir la condición de resonancia.

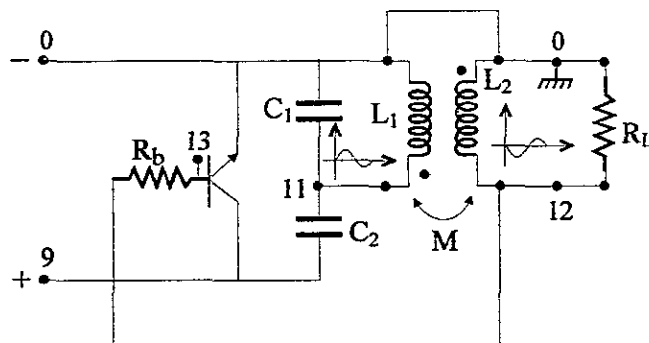


Fig. 5.15 Interfaz resonante.

5.9 Descripción de las pruebas experimentales realizadas a los diferentes tipos de celda

Una vez que se fabricó la CT, se efectuaron pruebas experimentales a ésta con el fin de determinar las curvas características $I-V$ para diferentes modos de operación. Desde un principio se observó en las pruebas, la necesidad de trabajar a alta temperatura ($\approx 2000\text{K}$) y la dificultad de conservar el espaciamiento cercano entre los electrodos de la CT ($\approx 300\mu\text{m}$); por este motivo, se efectuaron primero pruebas para caracterizar el calefactor de tantalio, y posteriormente fueron montados los electrodos de la celda. Las pruebas experimentales realizadas a la CT, se clasificaron de la siguiente manera:

- Comportamiento de la CT con electrodos metálicos y condición de vacío en el espacio interelectrónico (CT-1).
- Comportamiento de la CT con película de óxido en el colector y condición de vacío en el espacio interelectrónico (CT-2).
- Comportamiento de la CT con película de óxido en el colector y atmósfera de nitrógeno en el espacio interelectrónico (CT-3).
- Comportamiento de la CT con película gruesa de óxido en el colector y atmósfera de nitrógeno en el espacio interelectrónico (CT-4).

Las condiciones bajo las cuales se efectuaron estas pruebas son las siguientes: en la celda CT-1 se emplearon folios metálicos de tungsteno y molibdeno de 99.99% de pureza para fabricar los electrodos emisor y colector respectivamente; mientras que, en la celda CT-2 el folio de molibdeno empleado como colector, se sometió a un proceso previo de oxidación. La celda CT-3 empleó una estructura similar a la celda CT-2, pero se adicionó nitrógeno gaseoso a una presión de 1×10^{-4} torr. Las condiciones de la celda CT-4 fueron similares al caso de la celda CT-3, con excepción de que en este último caso se empleó un folio de molibdeno con diferente proceso de oxidación; la tabla 5.3 presenta un resumen de los casos mencionados para su comparación.

Tabla 5.3
Características de la celda experimental para cuatro diferentes casos

| Tipo de CT | Material empleado en el emisor | Material empleado en el colector | Condición del espacio interelectrónico |
|------------|--------------------------------------|--|--|
| CT-1 | Tungsteno 99.99% $A=2\text{cm}^2$ | Molibdeno 99.99% $A=2\text{cm}^2$ | Vacío (1×10^{-5} torr) |
| CT-2 | Tungsteno 99.99% $A=2\text{cm}^2$ | Molibdeno oxidado (MoO_3) $A=2\text{cm}^2$ | Vacío (1×10^{-5} torr) |
| CT-3 | Tungsteno 99.99% $A=2\text{cm}^2$ | Molibdeno oxidado (MoO_3) $A=2\text{cm}^2$ | Nitrógeno (1×10^{-4} torr) |
| CT-4 | Tungsteno 99.99% $A=1\text{cm}^2$ | Molibdeno oxidado (MoO_3) $A=1\text{cm}^2$ | Nitrógeno (1×10^{-4} torr) |

A continuación se describen las pruebas realizadas a cada uno de los tipos de celda:

Celda CT-1

En este primer caso, únicamente se efectuó la prueba de cargar un capacitor de $10\mu\text{F}$ con esta celda, para diferentes temperaturas de operación en los electrodos. No se pudo conservar la separación interelectródica en la celda debido a la dilatación de los electrodos y a las rugosidades que con el incremento de temperatura se presentan, esto ocasionó corto circuito entre los electrodos. Fue posible, sin embargo, obtener las curvas $I-V$ de la celda CT-1 en el segundo cuadrante.

Celda CT-2

Una vez que se conservó el aislamiento eléctrico entre el calefactor y los electrodos, y de los electrodos entre sí, fue posible evaluar la curva $I-V$ de la CTV en forma completa. Fue posible además, llevar la celda CT-2 al nivel de emisión necesario para conseguir la condición de resonancia; los datos obtenidos fueron almacenados en la PC para su posterior procesamiento. En seguida se implementó el arreglo mostrado en la figura 5.13 para determinar el comportamiento reactivo interno de la CT de vacío. La frecuencia requerida para generar la conmutación de carga fue superior a los 100 KHz, la cual se ajustó hasta obtener en el osciloscopio una imagen que permitiera medir el tiempo de recuperación de la CTV para alcanzar la condición de estado estable. Para verificar la teoría propuesta para la interfaz resonante, se acopló a la CTV el circuito diseñado en el capítulo 4. La condición de resonancia se obtuvo después de dar un primer impulso a la interfaz, tal y como se determinó en el estudio teórico efectuado. La figura 5.16a muestra una fotografía en detalle de la CTV fabricada, mientras que la figura 5.16b muestra la celda en el interior de la cámara de vacío en estado incandescente.

Celda CT-3

Para determinar el comportamiento de la CT en una atmósfera gaseosa, se empleó la misma estructura de la CT-2 pero se adicionó flujo de nitrógeno mientras la bomba turbomolecular seguía funcionando, de esta manera se pudo mantener la presión interna del nitrógeno gaseoso en equilibrio a una presión de 1×10^{-4} torr. En este caso las pruebas se redujeron a determinar las curvas características $I-V$ de la CT para diferentes condiciones de temperatura.

Celda CT-4

Tal y como se muestra en la tabla 5.1, en esta celda las características del colector fueron cambiadas. Se empleó como colector un folio de molibdeno con un nuevo tratamiento. Las pruebas realizadas a esta celda se enfocaron a determinar las curvas características $I-V$ para diferentes temperaturas y, a verificar el funcionamiento de la interfaz resonante en estas condiciones. El análisis y discusión de todos estos resultados se presenta en el siguiente capítulo.

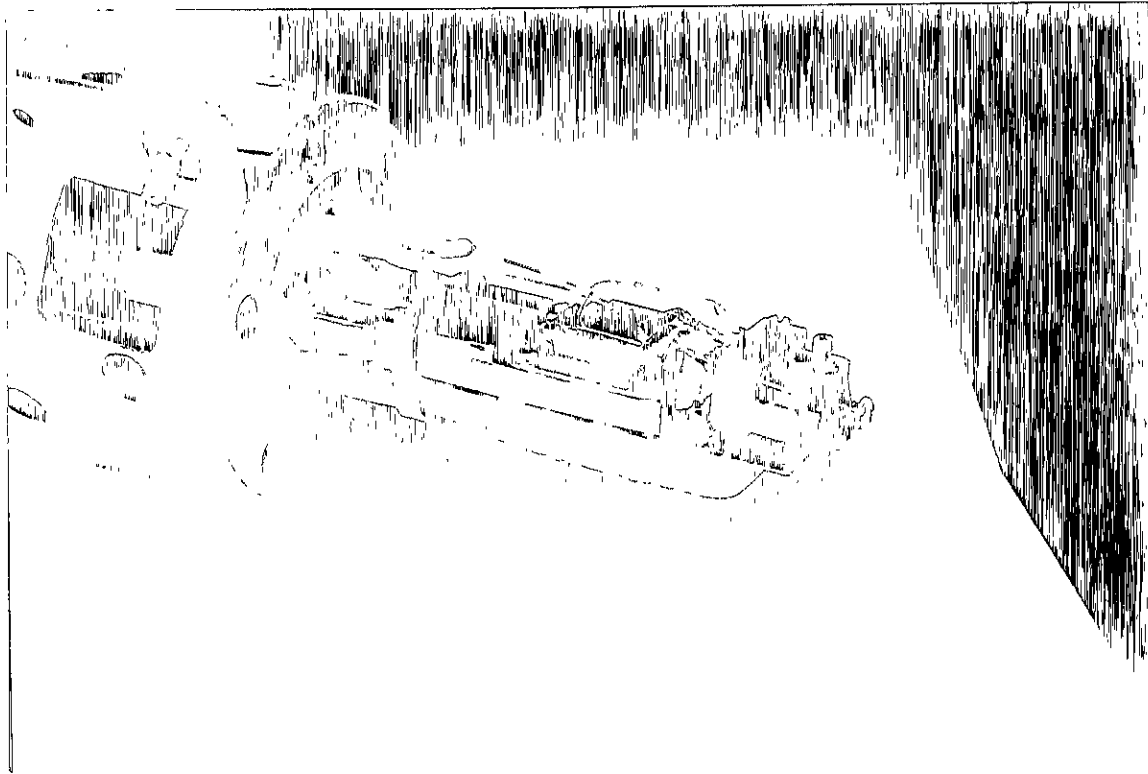


Fig. 5.16a Vista lateral de la CTV

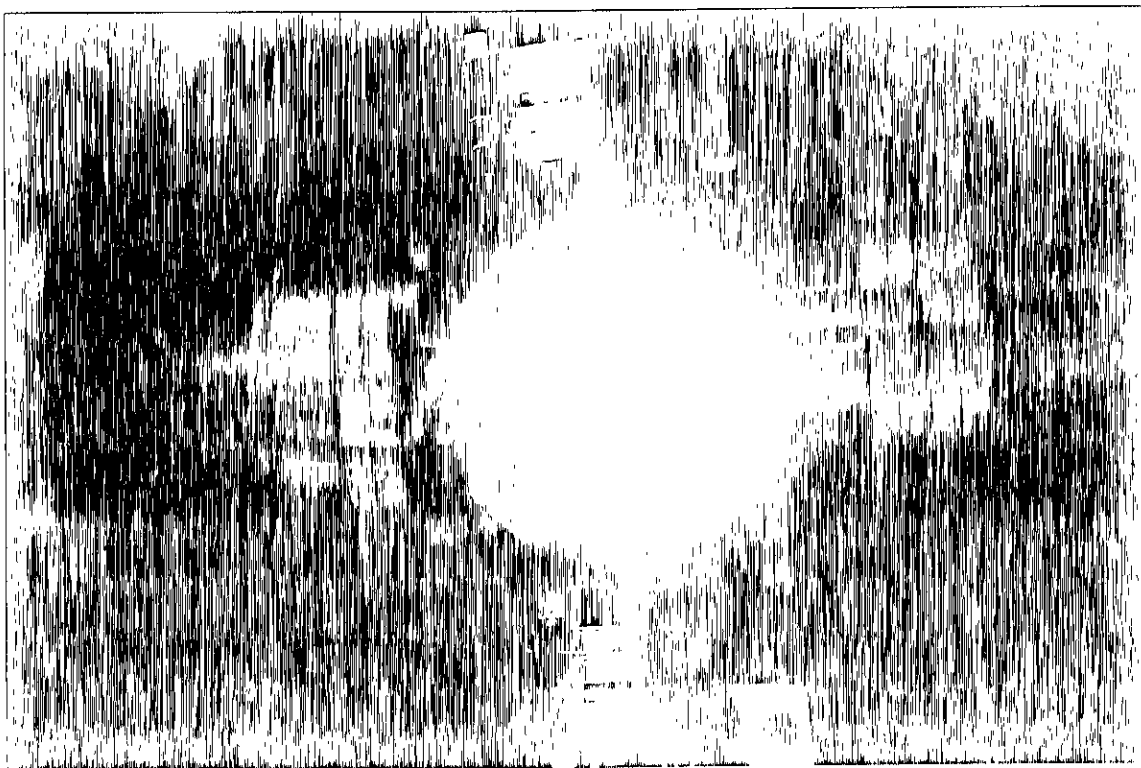


Fig. 5.16b Vista de la CTV en operación

Análisis de los resultados experimentales de la CT

Tal y como se describió en el capítulo precedente, las pruebas experimentales fueron enfocadas a cuatro tipos de estructuras. Siguiendo el mismo orden, las primeras cuatro secciones de este capítulo se dedican a presentar los resultados obtenidos para cada uno de los casos elegidos. Tomando como referencia la familia de curvas $I-V$ para cada caso, es posible determinar los siguientes parámetros generales: voltaje de circuito abierto, corriente de corto circuito, impedancia interna de la CT y potencia generada en el punto de operación óptimo. Estos resultados se sistematizaron en una serie de gráficos para efectuar su comparación. Para los tipos de celdas CT-2 y CT-4, descritas en el capítulo anterior, se pudo generar suficiente potencia, motivo por el cual se pudo probar el comportamiento esperado para la interfaz de carga resonante y, simultáneamente con esto, la validez del modelo eléctrico propuesto para la CT. Finalmente, se prestó especial atención a los resultados experimentales obtenidos en la celda CT-3, en donde se encontró que a partir de ciertos valores de temperatura en los electrodos emisor y colector y, de ciertas intensidades de voltaje aplicado entre las terminales de la CT, la correspondiente curva $I-V$ presenta un comportamiento con histéresis, este comportamiento es importante de entender pues da lugar a la posibilidad de generar potencia eléctrica a baja temperatura.

6.1 Comportamiento de la CT con electrodos metálicos y condición de vacío en el espacio interelectrónico (CT-1)

Las pruebas efectuadas a la celda CT-1 fabricada exclusivamente con electrodos metálicos (W y Mo), se redujeron a determinar el voltaje dinámico presente en el capacitor C_L de $10 \mu\text{F}$ empleado como carga, de acuerdo a los arreglos mostrados por las figuras 5.8 y 5.9 en el capítulo anterior. Como se explicó en la sección 5.4, la prueba consiste básicamente en cargar un capacitor de valor conocido directamente con la celda acoplada entre sus terminales. La familia de curvas así obtenida se muestra en la figura 6.1, en donde el parámetro es la temperatura medida en el colector (ver figura 5.7). El incremento de temperatura medido en el colector, manifiesta indirectamente que la temperatura del emisor también se incrementó. Como era de esperarse, a mayor temperatura en el emisor, mayor es la emisión electrónica en este electrodo y por lo tanto, menor es el tiempo requerido por el sistema CT-Capacitor para alcanzar la condición de estado estable. Desde el punto de vista de la teoría de circuitos esto significa que la impedancia interna de la CT se reduce con el incremento de temperatura en el emisor [4]. También se puede observar en la figura 6.1 que, el voltaje máximo que alcanza el capacitor en estado estable, aumenta conforme se incrementa la temperatura de los electrodos, inclusive se llega a alcanzar un voltaje de 1.3 V para $T_c = 1003 \text{ K}$. A este respecto se hace la siguiente observación: el potencial de salida esperado para la CT es de 0.3 V, lo cual corresponde a la sustracción de las funciones de trabajo de los electrodos emisor y colector ($\phi_w = 4.5 \text{ eV}$ y $\phi_{Mo} = 4.2 \text{ eV}$). Para explicar la diferencia obtenida se plantearon dos hipótesis; en primer lugar se consideró que, la función de trabajo del molibdeno se pudo haber reducido con el aumento de temperatura, inclusive

hasta un valor de 3.2 eV. Esta hipótesis no se confirmó, pues las tablas de funciones de trabajo revisadas para el molibdeno en ningún caso manifiestan tal reducción de la función de trabajo [39]. Cabe aun la posibilidad de que se haya formado una pequeña película de óxido sobre el molibdeno, en este caso sí se justificaría una función de trabajo en el colector del orden de 4 eV [52]. En la segunda hipótesis se consideró que, el potencial excedente de 1.0 V se debe a que una fracción de los electrones libres generados en el emisor cuentan con una energía cinética mayor a la energía equivalente a la función de trabajo del tungsteno y como consecuencia con un mayor potencial. Esta hipótesis se confirmaría si la curva característica $I-V$ de la CT-1, tuviera un levantamiento exponencial lo cual significaría que pocos electrones emitidos por el emisor contarían con una energía superior a la función de trabajo del emisor; sin embargo, según se puede apreciar en la figura 6.2, las curvas características $I-V$ obtenidas por la técnica de cargar un capacitor, solo dan información parcial de las curvas características, y por lo tanto no es posible observar el levantamiento exponencial de la curva. Es necesario además, para observar el levantamiento de la curva, que el colector se mantenga frío; a fin de que no se presente la corriente inversa proveniente del colector (ver figura 2.8). Se considera que esta última hipótesis es la explicación más consistente. Un análisis adicional de la familia de curvas mostrada en la figura 6.2 manifiesta que, conforme la temperatura medida en el colector aumenta, también aumenta la pendiente de las curvas $I-V$ de la CT, en consecuencia, disminuye la impedancia interna de la celda; este es el motivo por el cual el capacitor se carga en menos tiempo. La figura 6.2 también da información sobre el voltaje generado por la celda; la magnitud de este voltaje para diferentes condiciones de temperatura se puede determinar directamente de las curvas $I-V$ cuando éstas cruzan el eje de las abscisas. Es notorio además el deslizamiento de las curvas $I-V$ de la CT conforme se incrementa la temperatura, esto significa en términos generales que, conforme aumenta la temperatura, la potencia generada por la celda también aumenta.

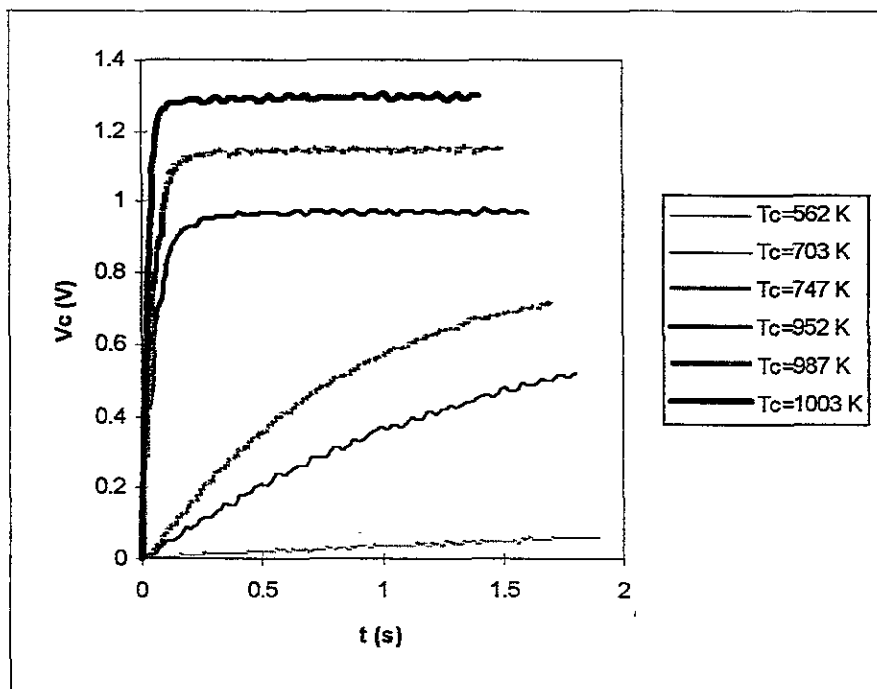


Fig. 6.1 Comportamiento del voltaje en el capacitor de carga C_L acoplado a la CT-1, para diferentes temperaturas de colector. $C_L=10\mu\text{F}$.

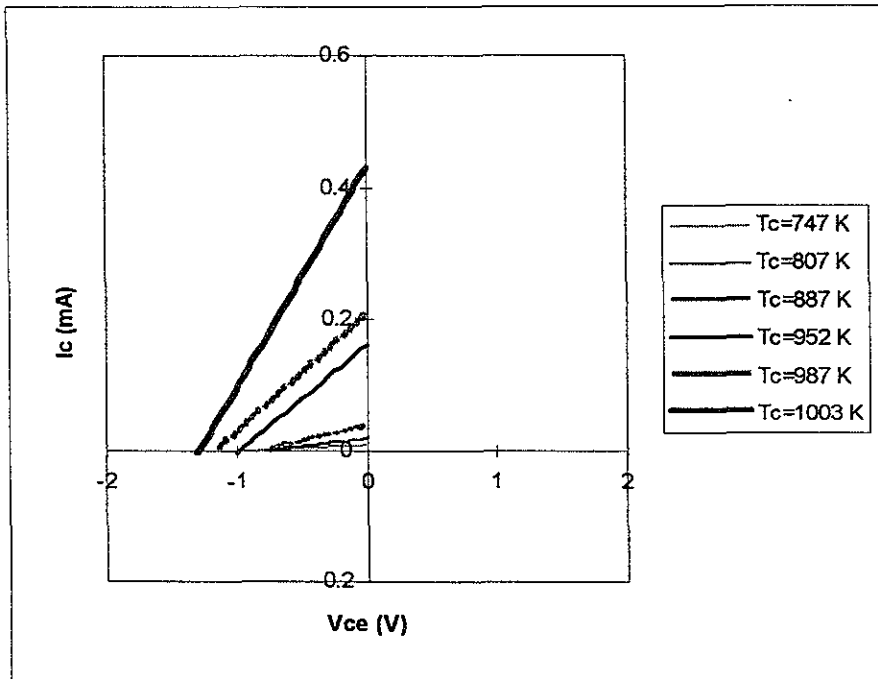


Fig. 6.2 Curvas características de la celda CT-1, para temperaturas en el colector entre 747 K y 1003 K.

Por otra parte, aunque para medir la temperatura en el interior de la CT, se empleó un termopar colocado directamente en el colector de la CT, la magnitud así obtenida se tomó únicamente como una primera aproximación, pues según se analizó teóricamente, para obtener las magnitudes de las corrientes mostradas en la figura 6.1, se requiere que las temperaturas de trabajo en el emisor sean superiores a 1800 K. La magnitud de este parámetro no se puede determinar directamente de la temperatura medida en el colector. Por esta razón se optó por medir la temperatura de los electrodos emisor y colector en forma indirecta, por medio de la ecuación de Richardson-Dushman [Ec. 2.17]; empleando para esto, las corrientes de saturación medidas y la función de trabajo de los electrodos ($\phi_w = 4.5$ eV y $\phi_{Mo} = 4.0$ eV). Este ejercicio se hizo específicamente para la celda CT-2, la cual se describe en la siguiente sección.

6.2 Comportamiento de la CT con película de óxido en el colector y condición de vacío en el espacio interelectrónico (CT-2)

Tal y como se puede observar en la tabla 5.3 presentada en el capítulo anterior, las estructuras de las celdas CT-1 y CT-2 son similares a excepción de que la celda CT-2 emplea un folio de molibdeno, sometido previamente a un proceso de oxidación. A esta celda en particular se le hicieron todas las pruebas descritas en el capítulo precedente. A continuación se describen y analizan las pruebas realizadas.

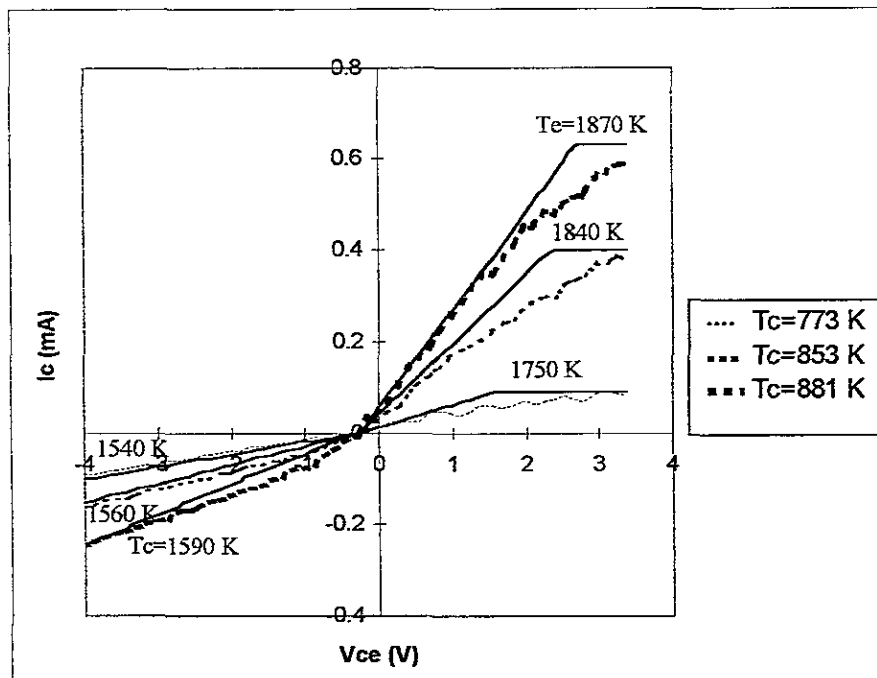


Fig. 6.4b Ajuste de las curvas teóricas, empleando el modelo propuesto para la CT.

Comportamiento reactivo de la celda CT-2

La tercera prueba realizada consistió en someter la celda CT-2, a una carga resistiva conmutada con el fin de determinar el tiempo de recuperación de la celda y evaluar los parámetros reactivos internos. La figura 6.5 muestra la forma de onda obtenida para una carga resistiva R_c que se conmuta primero, de un valor que puede considerarse para propósitos prácticos como infinito, a un valor finito e igual a $10\text{ K}\Omega$, y posteriormente en forma inversa; del mismo valor finito a la condición de circuito abierto (ver figuras 5.12 y 5.13). Como puede observarse en la figura 6.5, la respuesta corresponde a un *sistema de primer orden* [35], en el cual la primera parte del ciclo corresponde a la descarga de los componentes reactivos internos de la CT, y la segunda parte del ciclo corresponde al retardo que se presenta durante la carga de los mismos. El nivel de voltaje presente entre las terminales de la CT se conserva siempre positivo porque, éste depende directamente del voltaje interno de la celda y del *divisor de voltaje* [35] formado por el resistor empleado como carga y la resistencia interna de la celda. Este resultado experimental se empleó para ajustar la magnitud de las capacitancias internas de la celda CT-2 requeridas en el modelo. Por simulación se determinó que la magnitud requerida tanto para C_e como C_c es de 2 nF . Esto significa, de acuerdo a la hipótesis planteada para el modelo de la celda, que la nube electrónica se encuentra separada de la superficie de los electrodos una distancia equivalente a 8750 \AA [57].

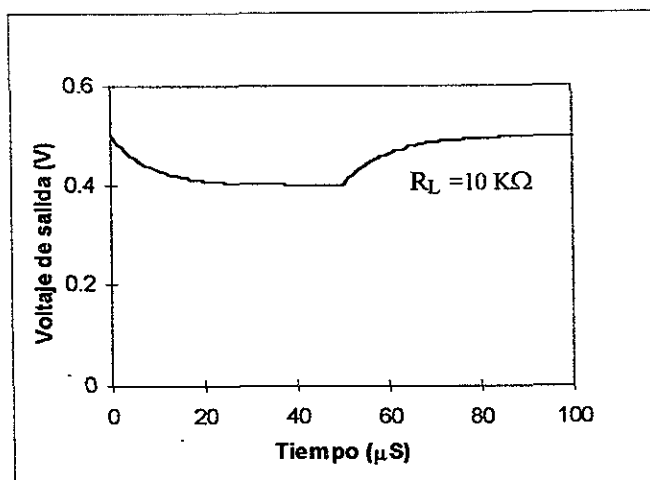


Fig. 6.5 Respuesta transitoria experimental de la CT-2 para una carga resistiva conmutada entre un valor finito y circuito abierto.

La tabla 6.1 muestra las condiciones de trabajo experimentales de la celda CT-2, que se emplearon para evaluar las capacitancias internas C_e y C_c , mientras que la tabla 6.2 presenta los datos del modelo de la CTV para las condiciones de operación propuesta. La función de trabajo del óxido de molibdeno fue ajustada a un valor de 4.0 eV, tomando en consideración el resultado experimental obtenido para la carga conmutada. La hoja de cálculo introducida en PSpice con estos datos para evaluar el comportamiento transitorio se presenta en el apéndice E.

Tabla 6.1
Condiciones de trabajo experimentales de la celda CT-2,
presentes durante el comportamiento transitorio.

| | |
|----------|----------------|
| T_c | 1893 K |
| T_c | 1610 K |
| ϕ_c | 4.5eV |
| ϕ_c | 4.0eV |
| Pi | 10^{-5} torr |
| w | 0.3mm |
| A | 2cm^2 |

Tabla 6.2
Valores de los elementos que conforman el modelo de la
CTV para las condiciones propuestas en la tabla 6.1.

| | |
|----------|----------------|
| I_{es} | 0.89 mA |
| I_{cs} | 0.18 mA |
| V_e | 4.5 V |
| V_c | 4.0 V |
| R_e | 2.5 K Ω |
| R_c | 10 K Ω |
| R_{eo} | 0.01 Ω |
| R_{co} | 0.01 Ω |
| C_e | 2 nF |
| C_c | 2 nF |
| C_{ec} | 5.9 pF |

Comportamiento experimental del sistema CT-2-Interfaz resonante

La última prueba realizada a la celda CT-2 consistió en: acoplar entre sus terminales, la interfaz resonante descrita en el capítulo 4; ver también [58]. Tal y como lo establecen las curvas características de la celda CT-2, a baja temperatura la potencia generada es pequeña, por lo tanto, no era posible mantener la condición de resonancia en la interfaz resonante; sin embargo, el aumento de temperatura generado por el calefactor provocó que se alcanzara el punto de operación mínimo para obtener la condición de resonancia ($V_{oc}=0.3$ V e $I_m=0.5$ mA). Estos valores fueron determinados directamente de la curva característica obtenida por simulación para la CT, cuando ésta alcanzó la condición de resonancia. La curva característica de la celda experimental y el voltaje alterno obtenido en la salida de la interfaz resonante, se midieron directamente por medio de un osciloscopio. Los resultados se muestran en las figuras 6.6a y 6.6b respectivamente.

La forma de onda medida en el osciloscopio para la condición de resonancia, manifiesta un voltaje pico de 1.5 V y un periodo de 2.75 ms, la sensibilidad vertical del osciloscopio para este caso se encuentra en 1 V/ \square ; mientras que, la sensibilidad horizontal es de 0.5 ms/ \square (ver figura 6.7). Estos resultados experimentales prácticamente coinciden con los resultados teóricos presentados en la figura 4.8 para V_s , tanto en amplitud como en frecuencia. Sin embargo, tomando en consideración que en la sección anterior se midió un voltaje de circuito abierto igual a 0.5 V, es de esperarse que el óxido de molibdeno estuvo operando con una función de trabajo igual a 4.0 eV. Empleando este resultado en el modelo propuesto para la CT en el capítulo 4 (tabla 4.2), y evaluando nuevamente la respuesta del

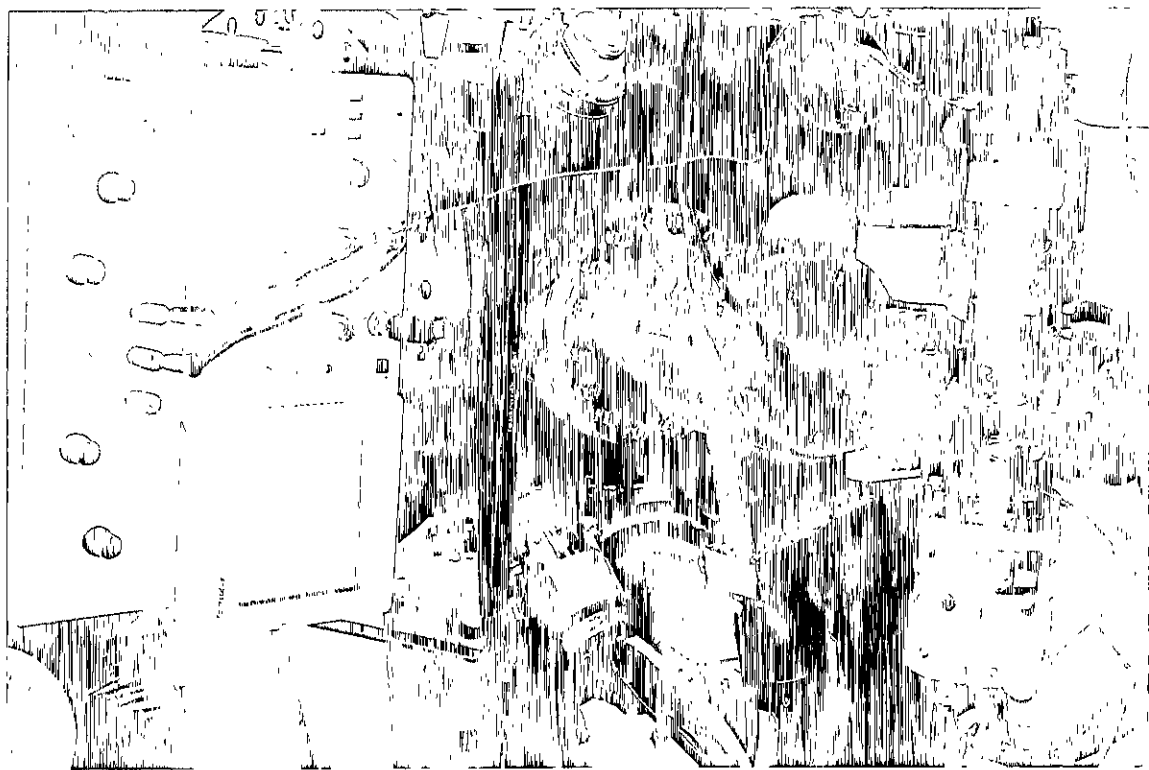


Fig. 6.6b Voltaje de salida de la interfaz resonante

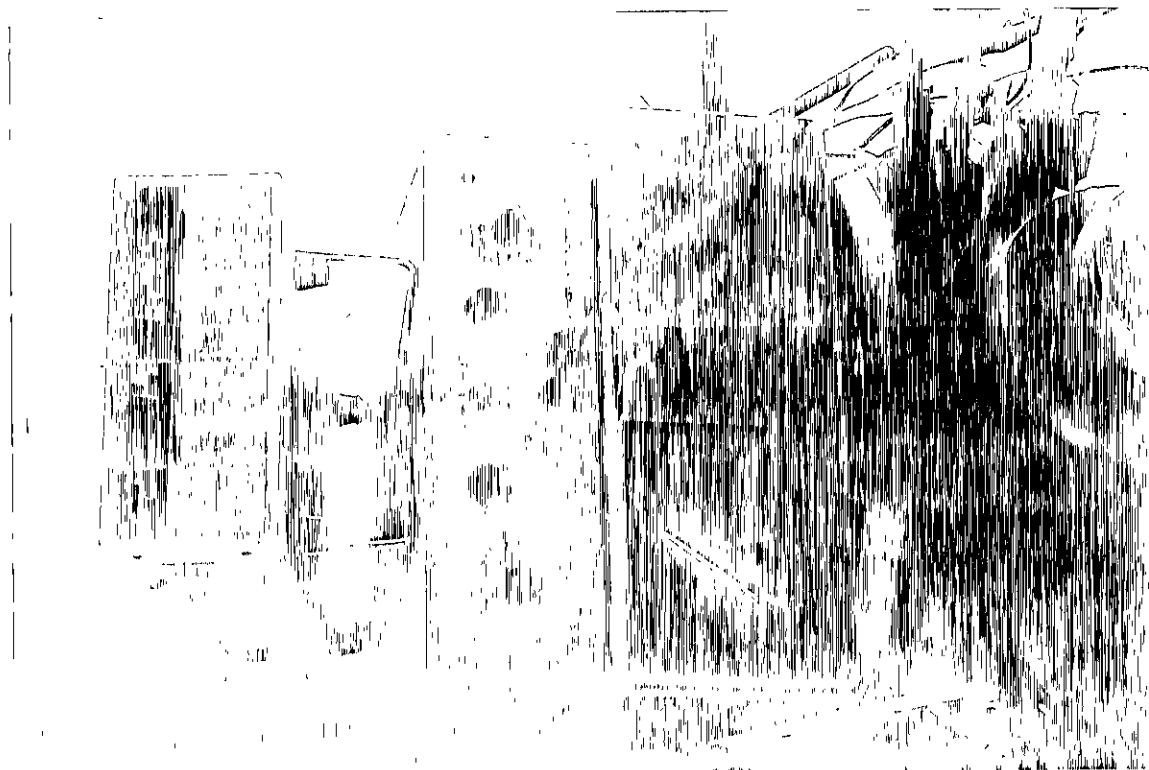


Fig. 6.6a Curva característica I-V de la CTV

circuito resonante se determinó que, la temperatura de trabajo en el emisor de la CT se redujo de 1950 K a 1880 K. En esta evaluación se ajustaron también los valores de R_e y R_c del modelo teórico propuesto para la CT, adoptando el criterio empírico de que su respectiva magnitud se determina, multiplicando por $\frac{1}{2}$ la magnitud de la resistencia obtenida después de dividir el potencial equivalente a la función de trabajo, en volts, entre la corriente de saturación del electrodo para un área definida [57].

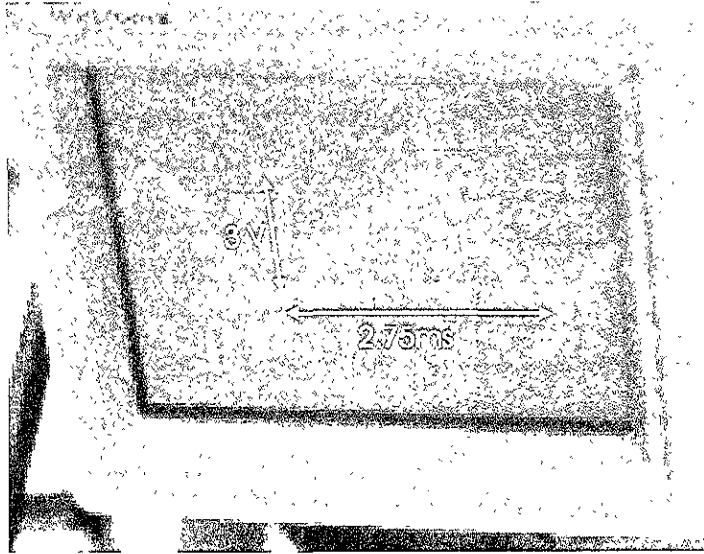


Fig. 6.7 Ampliación de la señal medida en la salida de la interfaz resonante en condición de resonancia.

6.3 Comportamiento de la CT con película de óxido en el colector y atmósfera de nitrógeno en el espacio interelectrónico (CT-3)

Las pruebas realizadas a la celda CT-3, se efectuaron con el propósito de estudiar el comportamiento I-V de la CT cuando se opera en un ambiente de nitrógeno. Con este fin, se introdujo nitrógeno en el espacio interelectrónico a una presión de 1×10^{-4} torr, las características de fabricación de la celda CT-3 están mostradas en la tabla 5.3. Como puede observarse, la estructura de esta celda es similar a la celda CT-2 y solo difiere en que las pruebas se realizaron en presencia de nitrógeno.

Comportamiento de la celda CT-3 a baja temperatura

Una vez que la celda estuvo preparada y colocada en la cámara de vacío, se capturaron los datos de las pruebas en forma continua, de esta manera se pudo evaluar el comportamiento de la CT para una gama amplia de temperaturas. La corrida se efectuó partiendo de valores bajos de temperatura en el colector hasta alcanzar el valor de 770 K, los resultados obtenidos se muestran en la figura 6.8.

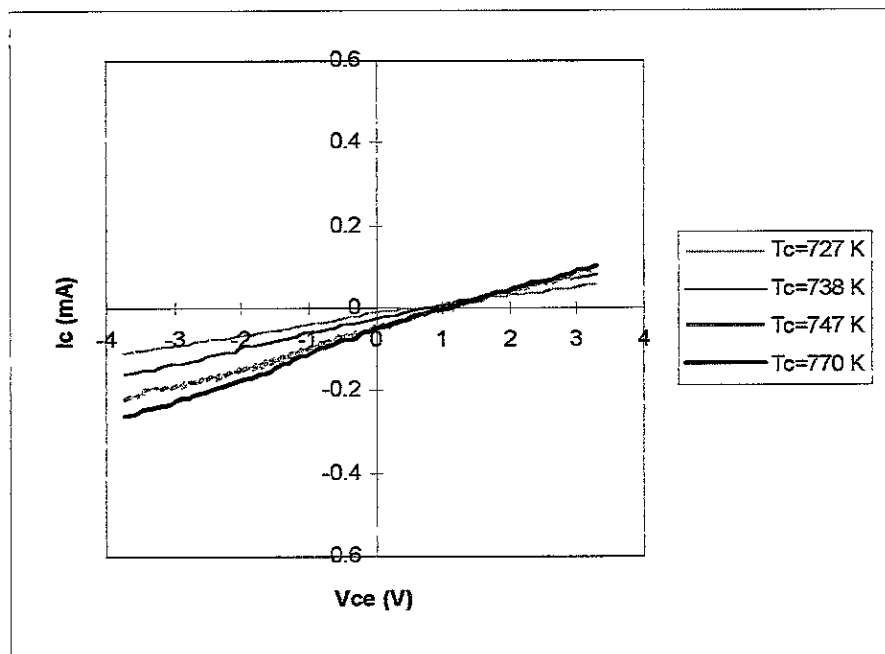


Fig. 6.8 Corriente de emisión I_c de la CT-3, para la gama de temperatura entre 727 K y 770 K.

En esta primera parte del experimento se observó un comportamiento contrario a lo esperado, pues ocurrió que para una temperatura medida en el colector de 727 K, la curva $I-V$ se empezó a correr hacia el cuarto cuadrante, esto significa que el potencial de los electrones emitidos por el colector fue mayor que el potencial de los electrones emitidos por el emisor. Las conexiones fueron cuidadosamente revisadas y el comportamiento de la CT verificado, inclusive la prueba hecha con el capacitor de carga manifestó claramente la generación de potencia con polaridad invertida.

Comportamiento de la celda CT-3 a temperatura media

Al continuar con la prueba (fig. 6.9), la curva $I-V$ se empezó a correr hacia el origen, esto ocurrió cuando la temperatura medida en el colector presentaba un valor de 770 K. El desplazamiento continuó hasta que se alcanzó el cruce con el origen, esto ocurrió para una temperatura medida en el colector igual a 916 K; en este momento, se bajó la temperatura del calefactor hasta que en el colector se obtuvo una temperatura de 478 K, la inversión de polaridad fue nuevamente conseguida.

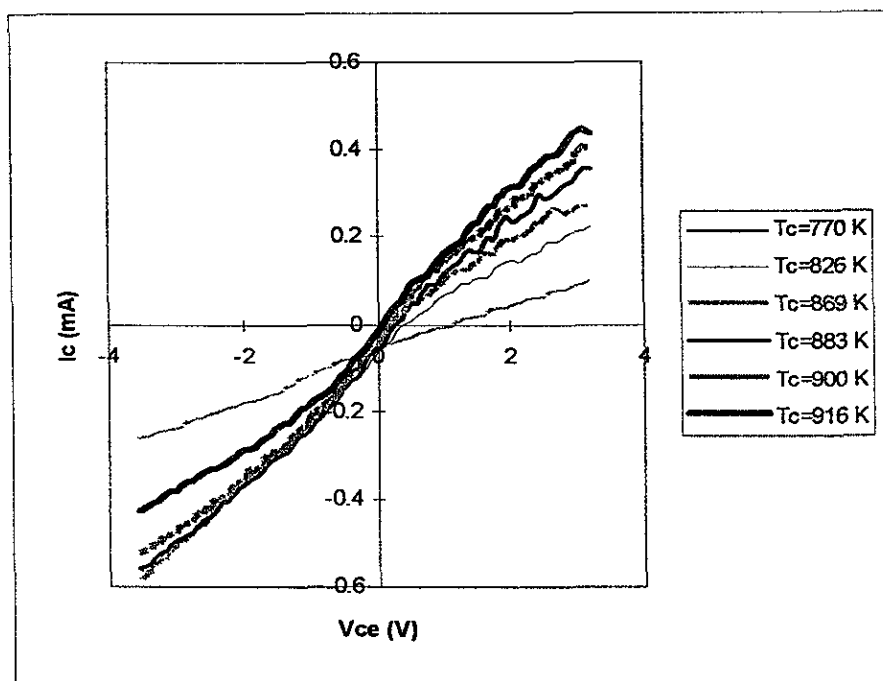


Fig. 6.9 Corriente de emisión I_c de la CT-3, para la gama de temperatura entre 770 K y 916 K.

Comportamiento de la celda CT-3 a temperatura alta

Con el fin de obtener un gradiente más amplio de temperatura entre emisor y colector, el calefactor se llevó súbitamente a su temperatura más alta, lo cual originó que en el colector se obtuviera una temperatura medida de 822 K, que se fue incrementando hasta alcanzar un valor máximo de 905 K. En esta última parte del experimento se observó que la curva $I-V$ empezó a presentar un comportamiento de histéresis; es decir, que para el barrido inducido por el generador, para llevar a la CT de una condición de operación negativa a una positiva y viceversa, la trayectoria de la curva $I-V$ se incrementaba pasando por el segundo cuadrante y retornaba pasando por el cuarto cuadrante. Esto establece para la CT un doble comportamiento de generación con condiciones de temperatura estables, y siendo la temperatura del emisor mayor que la del colector, las figuras 6.10 a 6.15 muestran el comportamiento de la histéresis para diferentes valores de temperatura medidos en el colector. Es notorio en estas gráficas que, inicialmente el corrimiento de las curvas $I-V$ es hacia magnitudes de corriente cada vez más positivas; sin embargo, después hay un retorno hacia el origen, esto se explica argumentando que la temperatura del colector se incrementa, y en consecuencia también el potencial de los electrones emitidos por el colector.

Finalmente, la figura 6.16 manifiesta claramente como el incremento en el gradiente de temperatura entre emisor y colector provoca que la celda CT-3 genere mayor potencia eléctrica, así cuando la temperatura T_c es igual a 822 K la corriente de saturación es de aproximadamente 0.4 mA, lo cual significa que la temperatura en el emisor es mayor que en el colector. Cuando T_c es igual 859 K se alcanza el máximo valor de la corriente de saturación, lo cual significa que se alcanzó el gradiente máximo de temperatura entre emisor

y colector. A partir de este punto se empieza a observar una disminución de la corriente de saturación y también del voltaje de circuito abierto, esto coincide con el incremento de temperatura en el colector de 859 a 905 K. En esta última condición, la corriente de saturación es de 0.3 mA, mientras que el voltaje de circuito abierto es de -0.5 V. Según se puede apreciar en estas gráficas, la celda CT-3 presenta un comportamiento lineal que puede ser ajustado al modelo eléctrico propuesto para la CT.

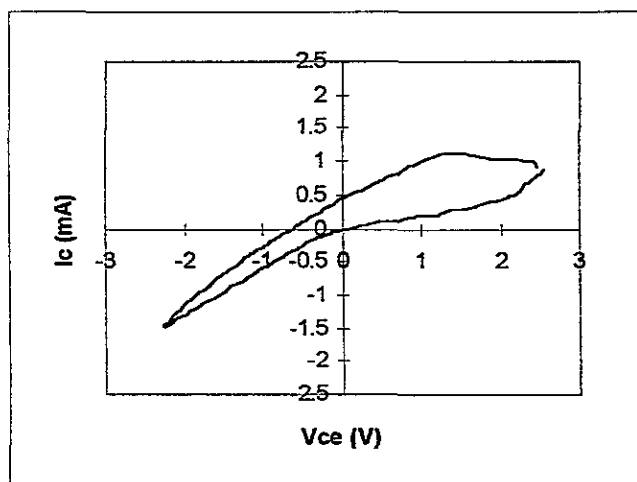


Fig. 6.10 Corriente de emisión I_c de la muestra CT-3, para $T_c=822$ K y $P_N=1 \times 10^{-4}$ torr.

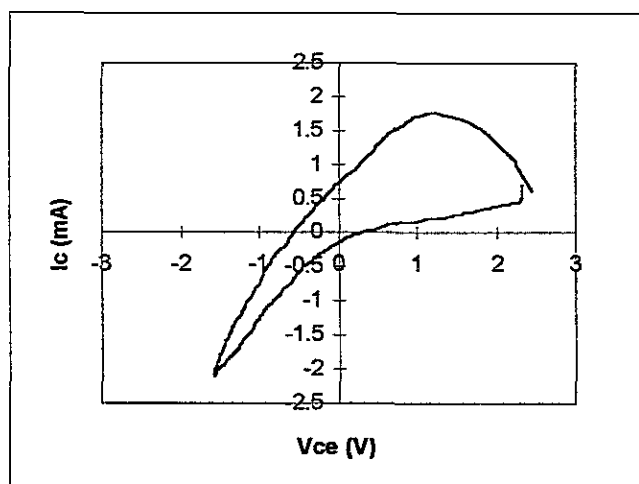


Fig. 6.11 Corriente de emisión I_c de la muestra CT-3, para $T_c=859$ K y $P_N=1 \times 10^{-4}$ torr.

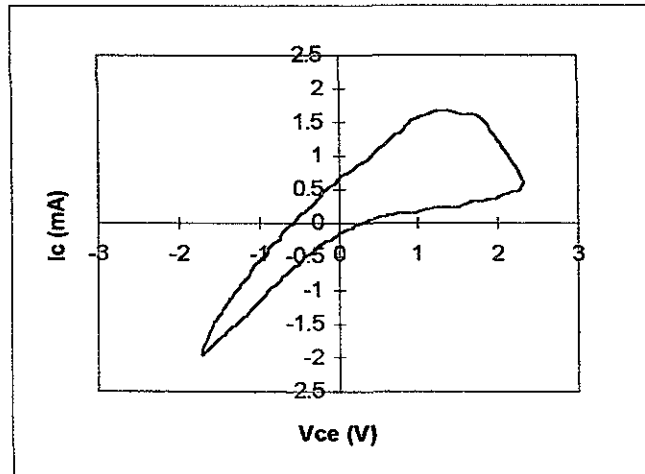


Fig. 6.12 Corriente de emisión I_c de la muestra CT-3, para $T_c=878$ K y $P_N=1 \times 10^{-4}$ torr.

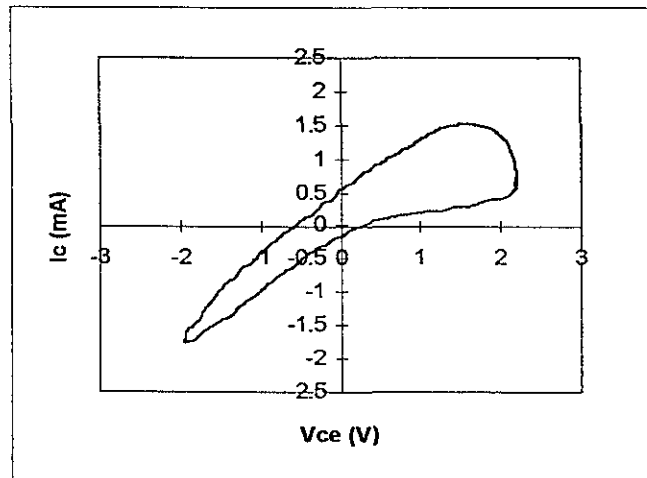


Fig. 6.13 Corriente de emisión I_c de la muestra CT-3, para $T_c=887$ K y $P_N=1 \times 10^{-4}$ torr.

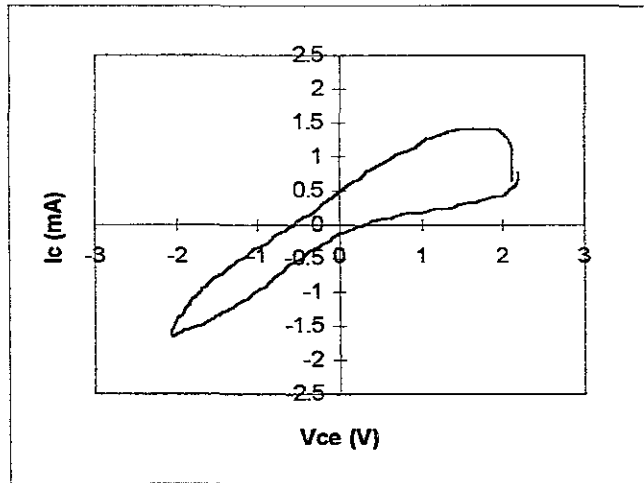


Fig. 6.14 Corriente de emisión I_c de la muestra CT-3, para $T_c=893$ K y $P_N=1 \times 10^{-4}$ torr.

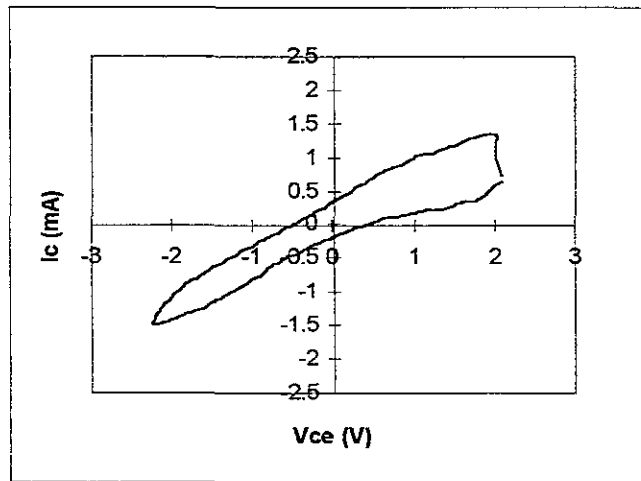


Fig. 6.15 Corriente de emisión I_c de la muestra CT-3, para $T_c=905$ K y $P_N=1 \times 10^{-4}$ torr.

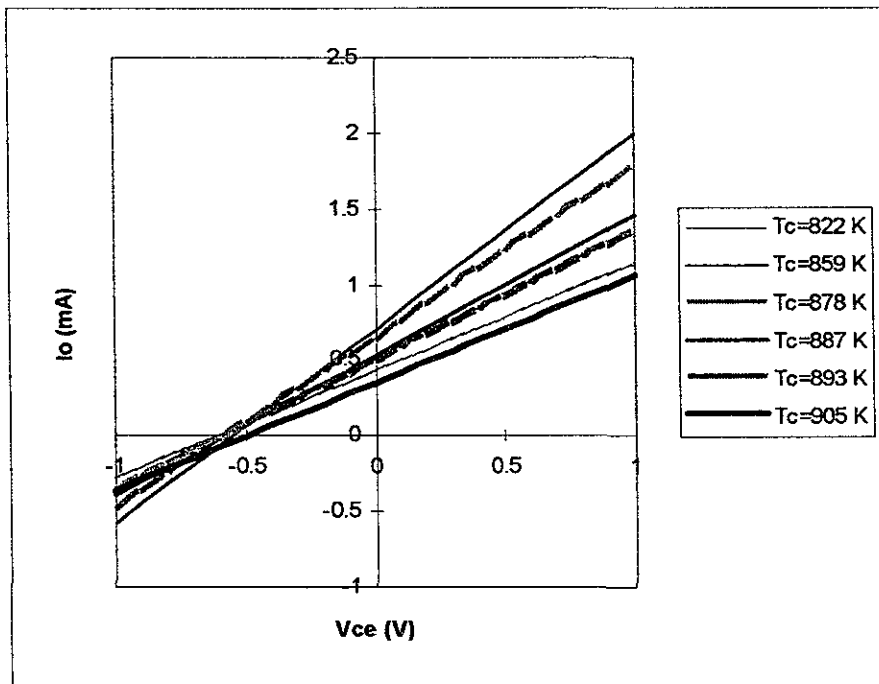


Fig. 6.16 Curvas características de la muestra CT-3, para la gama de temperatura entre 822 K y 905 K y $P_N=1 \times 10^{-4}$ torr.

Análisis y discusión de los resultados obtenidos en la celda CT-3

Dos son los fenómenos más importantes que se presentaron durante las pruebas realizadas a la celda CT-3 y a los cuales es necesario dar una explicación: la inversión de polaridad y la histéresis; a continuación se presenta un análisis de estos fenómenos.

Con respecto a la inversión de polaridad se hace el siguiente planteamiento: tomando en consideración el orden de los elementos que intervienen en la celda y que el elemento con temperatura más alta es el calefactor se deduce que la temperatura del emisor es necesariamente más alta que la del colector. También se puede deducir del modelo propuesto para la CT, que la inversión de polaridad requiere que el potencial de los electrones emitidos por el colector sea más alto que el potencial de los electrones emitidos por el emisor. Por otra parte, la función de trabajo del óxido de molibdeno crecido en el colector es en principio más baja que la del tungsteno ocupado en el emisor (ver sección 5.2). De todas estas apreciaciones se plantea la siguiente hipótesis: en primer lugar se considera que el mecanismo de emisión de la celda, en la condición de inversión, no es termoiónico sino fotoeléctrico. Esto se explica de la siguiente manera: cuando la temperatura del emisor es suficientemente baja ($T_e < 1800$ K), y por otra parte su función de trabajo alta ($\phi_e = 4.5$ eV), se deduce de acuerdo a la ecuación de Richardson-Dushman que la corriente de emisión del emisor es prácticamente nula (Ec. 2.17). Sin embargo, visto el emisor como un cuerpo caliente, éste emite radiación hacia el colector, con un espectro que

contiene una fracción de fotones con alta energía ($\lambda < 4000 \text{ \AA}$). La figura 6.17, muestra en particular, el espectro del tungsteno para una temperatura de 2870 K [40]. Se plantea entonces, que los fotones de alta energía de este espectro, pueden desprender electrones de la superficie del colector, si es que éste posee una función de trabajo suficientemente baja. El cálculo hecho para conocer la condición de emisión del colector ($\phi_{\text{MoO}_3} = 2.8 \text{ eV}$), muestra que, la temperatura requerida en el emisor, para que se genere una corriente de $50 \mu\text{A}$ en el colector por efecto fotoeléctrico, es del orden de 1680 K (ver apéndice H y la hoja de cálculo E.7 en el apéndice E). La magnitud de esta temperatura está de acuerdo con el ajuste realizado para la curva característica de menor amplitud de la celda CT-2 (ver figura 6.4b). Dicha temperatura se puede tomar como una primera aproximación, dado que, las estructuras de las celdas CT-2 y CT-3 son similares. Se deduce además, a partir de esta comparación, que el nitrógeno está jugando un papel importante en la manifestación de la inversión de polaridad; es decir, que el nitrógeno se ionizó y que por lo tanto se mejoró la conductividad interelectródica. Se concluye entonces, que es precisamente el plasma de nitrógeno el que permite el transporte de carga del colector hacia el emisor, lo cual no ocurre en la celda CT-2. En las siguientes secciones se presentan otras evidencias de que el gas de nitrógeno se ionizó.

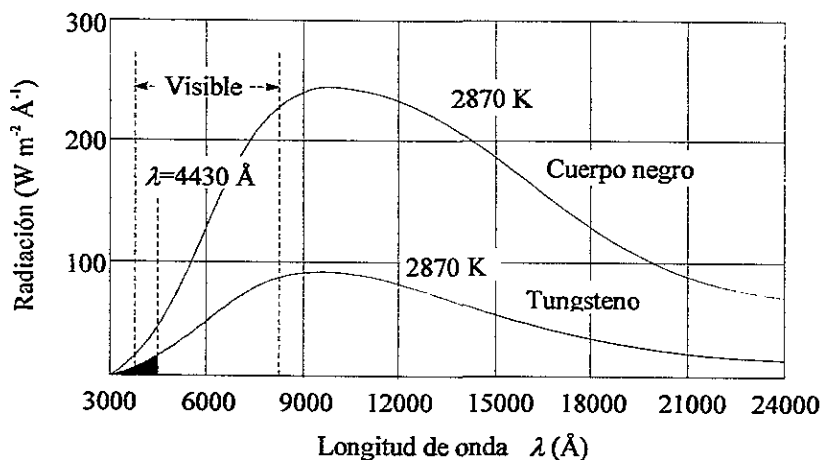


Fig. 6.17 Espectro del tungsteno y su comparación con el espectro de un cuerpo negro a la misma temperatura.

Para explicar la histéresis que se presenta en la celda CT-3, se parte primeramente de considerar las condiciones bajo las cuales fueron hechas las pruebas. Como se mencionó anteriormente, la estructura de la celda CT-3 corresponde a la misma estructura empleada por la celda CT-2, la única diferencia es la adición de nitrógeno. Por otra parte, la curva (e) en la figura 5.3, reproduce el patrón de difracción del electrodo colector Mo/MoO₃, después de que la celda CT-3 fue operada a alta temperatura en un ambiente de nitrógeno. Este patrón de difracción muestra los picos correspondientes a la estructura cristalina del MoO₃, y también los reflejos adicionales causados por la incorporación de nitrógeno en la matriz del MoO₃. Los estudios de rayos-X efectuados, revelaron la formación de los compuestos: nitruro de molibdeno (Mo₂N) y dióxido de nitrógeno (N₂O). Durante el experimento, ya sea por la temperatura y/o por la acción de una diferencia de potencial entre los electrodos, los

iones de nitrógeno fueron incorporados en el colector. Este último caso recuerda el crecimiento de un material por la técnica de depósito electroquímico (ver apéndice I). Como se sabe, en este tipo de procesos la incorporación/desincorporación de cargas eléctricas (iones y electrones), se efectúa en el electrodo de trabajo (el colector en nuestro caso).

Cuando se utiliza un voltaje alterno de forma triangular, como el utilizado en voltametría cíclica (electroquímica), y tal como fue utilizado para caracterizar la CT, entonces las curvas características corriente vs. voltaje ya no corresponden a las curvas $I-V$ de un dispositivo rectificador, sino que muestran una especie de histéresis. Este comportamiento, como se sabe, corresponde a un proceso de incorporación de carga eléctrica. Es común en electroquímica modelar este comportamiento con circuitos eléctricos. En la sección 6.6 se propone un modelo eléctrico para explicar el comportamiento del plasma de nitrógeno y como se incorpora la carga en un elemento capacitivo.

Por otra parte, la incorporación de nitrógeno en el colector concuerda bastante bien con los hallazgos obtenidos durante el manejo del plasma de cesio en las celdas termoiónicas. En ese caso el cesio también es incorporado en el electrodo colector, aunque el proceso sea más por evaporación térmica que por depósito electroquímico dado el bajo punto de fusión del cesio.

6.4 Comportamiento de la CT con película gruesa de óxido en el colector y atmósfera de nitrógeno en el espacio interelectródico (CT-4)

Según se puede apreciar en la tabla 5.3, la celda CT-4 se probó también en presencia de nitrógeno a una presión de 1×10^{-4} torr. En este caso, se cambió nuevamente el colector por un folio de molibdeno oxidado con diferente tratamiento (ver tabla 5.3). En esta muestra se efectuaron dos tipos de pruebas; se determinaron las curvas $I-V$ y se verificó nuevamente la condición de resonancia. Las figuras 6.18 a 6.23 muestran las curvas $I-V$ obtenidas para diferentes temperaturas medidas en el colector. Como puede observarse en las gráficas, a temperaturas bajas el comportamiento $I-V$ es sin histéresis (figs. 6.18 y 6.19); sin embargo, cuando T_c es igual a 910 K, se empieza a apreciar que el retorno de la curva $I-V$ no coincide con el recorrido inicial. Las figuras 6.22 y 6.23 muestran que en este caso la histéresis que se presenta es menor que para la celda CT-3; es decir, el cruce de la curva $I-V$ con la ordenada en su recorrido ascendente, está muy próximo al cruce de la curva $I-V$ con la ordenada durante el recorrido de retorno. Las características propias de esta celda, permitieron alcanzar temperaturas más elevadas y en consecuencia una mayor generación de potencia, esto principalmente manifestado en la corriente de saturación, pues mientras esta variable aumentó, el voltaje de circuito abierto disminuyó en términos absolutos de -0.5V a -0.4V (figs. 6.21-6.23), un compendio de las curvas $I-V$ de la muestra CT-4 se muestra en la figura 6.24. En este conjunto de gráficas se tomó exclusivamente la trayectoria directa de las curvas $I-V$; es decir, la trayectoria que va de un voltaje negativo a un voltaje positivo. Este comportamiento, dadas sus características lineales, también puede ser definido por el modelo eléctrico propuesto.

El acoplamiento de la interfaz resonante permitió obtener la conversión de la potencia de corriente directa en potencia alterna. La señal senoidal obtenida a la salida presentó un voltaje pico de 1.4V, mientras que la frecuencia medida fue nuevamente de ≈ 400 Hz (fig. 6.7). Como era de esperarse un aumento en los niveles de voltaje y corriente en la CT, dan

6. Análisis de los resultados experimentales de la CT

lugar a un aumento en la amplitud del voltaje de salida de la interfaz resonante. La amplitud máxima obtenida para el voltaje pico fue mayor a los 2 volts. La forma de onda medida con el osciloscopio es similar a la reportada en la figura 6.7.

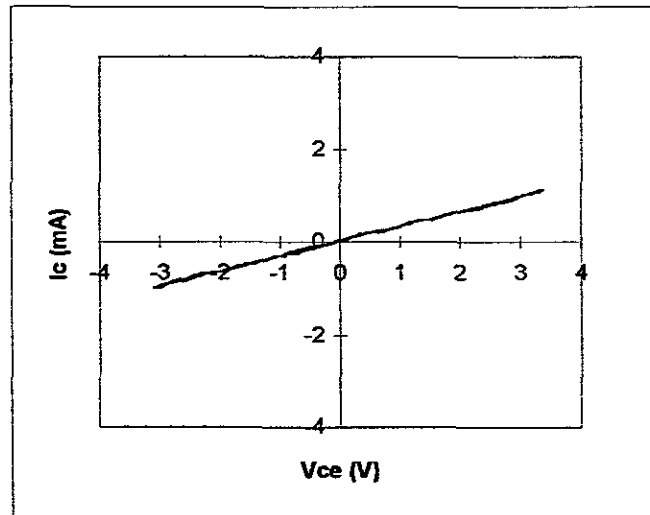


Fig. 6.18 Corriente de emisión I_c de la muestra CT-4, para $T_c=753$ K y $P_N=1 \times 10^{-4}$ torr.

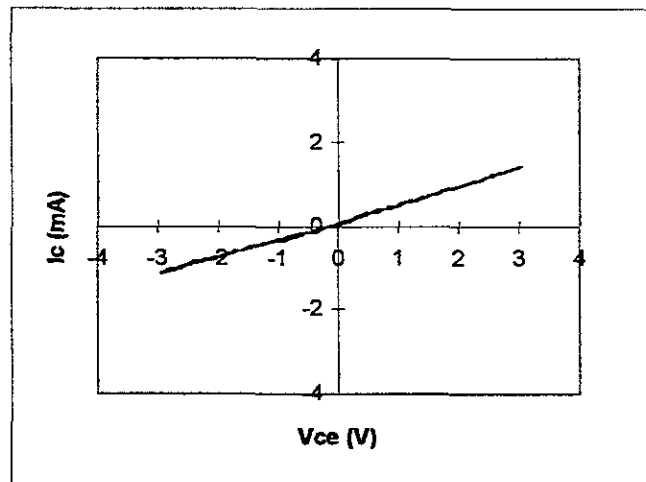


Fig. 6.19 Corriente de emisión I_c de la muestra CT-4, para $T_c=833$ K y $P_N=1 \times 10^{-4}$ torr.

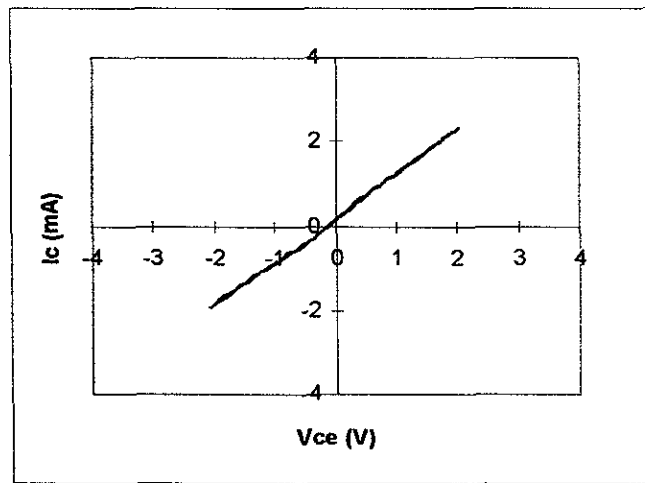


Fig. 6.20 Corriente de emisión I_c de la muestra CT-4, para $T_c=871$ K y $P_N=1 \times 10^{-4}$ torr.

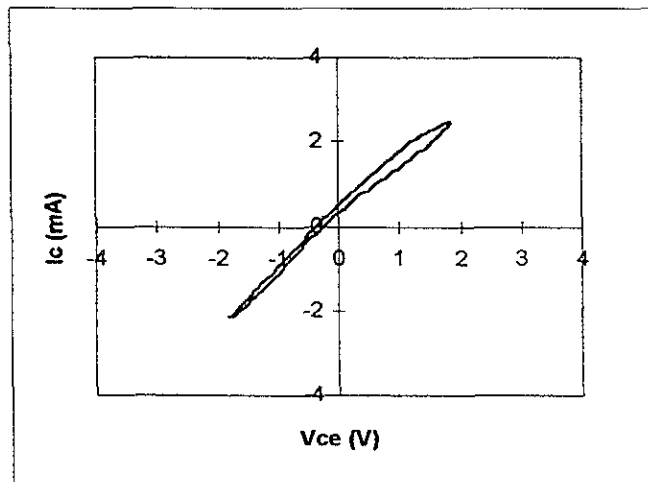


Fig. 6.21 Corriente de emisión I_c de la CT-4, para $T_c=910$ K y $P_N=1 \times 10^{-4}$ torr.

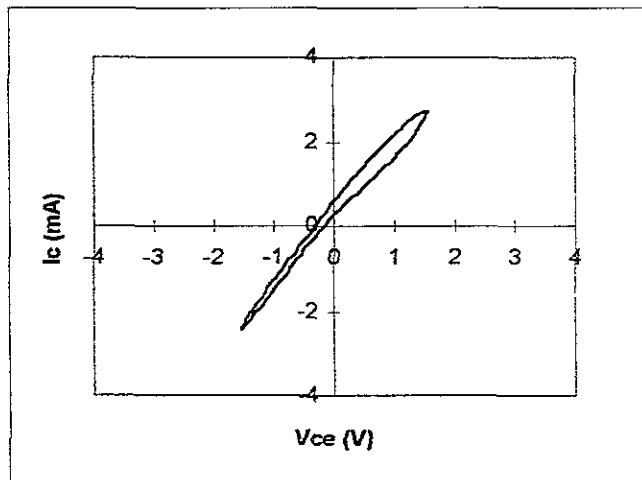


Fig. 6.22 Corriente de emisión I_c de la muestra CT-4, para $T_c=918$ K y $P_N=1 \times 10^{-4}$ torr.

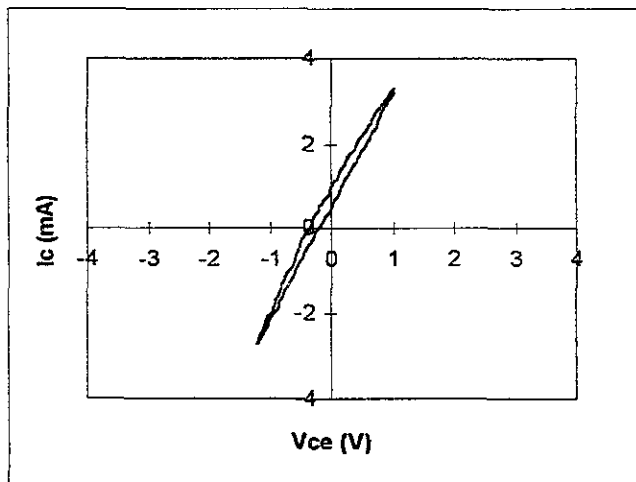


Fig. 6.23 Corriente de emisión I_c de la muestra CT-4, para $T_c=966$ K y $P_N=1 \times 10^{-4}$ torr.

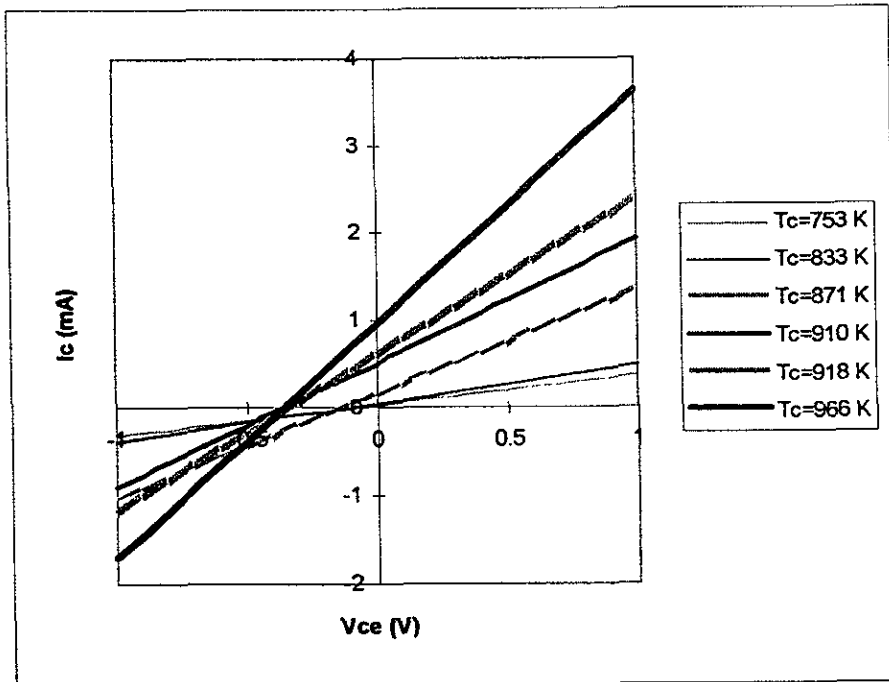


Fig. 6.24 Curvas características de la muestra CT-4, para la gama de temperatura entre 753 K y 966 K. $P_N = 1 \times 10^{-4}$ torr.

6.5 Análisis de los parámetros internos obtenidos para las diferentes celdas

A partir de las curvas $I-V$ obtenidas para cada una de las celdas, es posible sustraer el comportamiento de los siguientes cuatro parámetros internos de las celdas: voltaje de circuito abierto, corriente de corto circuito, resistencia interna y potencia máxima generada. Los resultados obtenidos para cada celda se pueden apreciar de la figura 6.25 a la figura 6.28. Una revisión de estas figuras manifiesta lo siguiente:

- Los voltajes de salida máximos se obtuvieron en ausencia de gases.
- Las corrientes máximas de salida se obtuvieron cuando se inyectó nitrógeno.
- La resistencia interna mínima se obtuvo cuando se inyectó nitrógeno.
- La generación de potencia máxima se obtuvo cuando se inyectó nitrógeno.

De estas observaciones se concluye que la inyección de nitrógeno en términos generales mejoró la eficiencia de la CT. Es importante enfatizar que la figura 6.28 manifiesta claramente que, la celda CT-3 presenta un mejor rendimiento y trabaja a menor temperatura. El máximo obtenido para la curva de potencia de la celda CT-3, especifica la necesidad de encontrar las condiciones de operación óptimas para la CT.

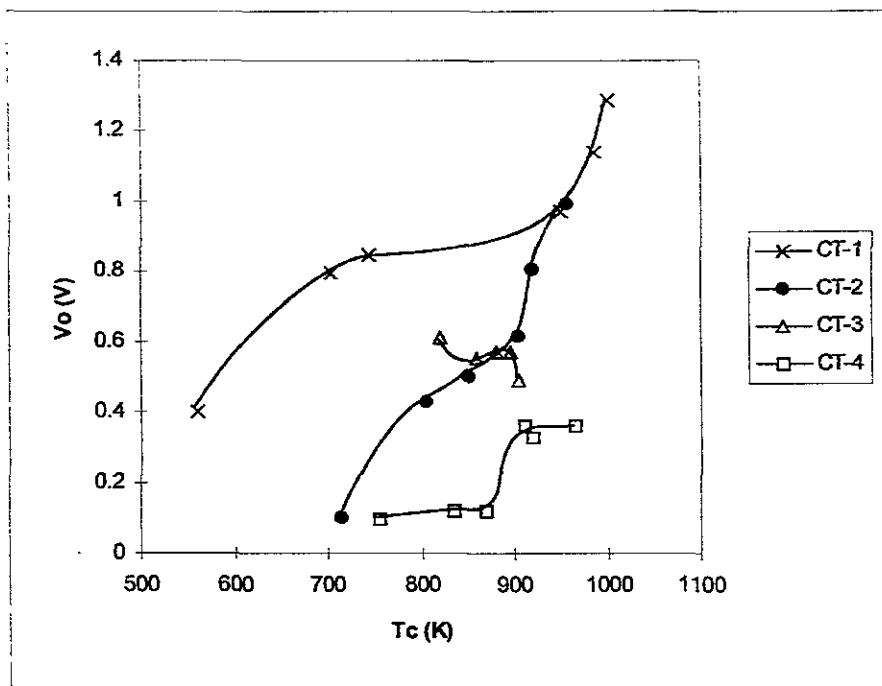


Fig.6.25 Comparación de los voltajes generados por los cuatro diferentes tipos de celdas termoiónicas, en función de la temperatura de colector.

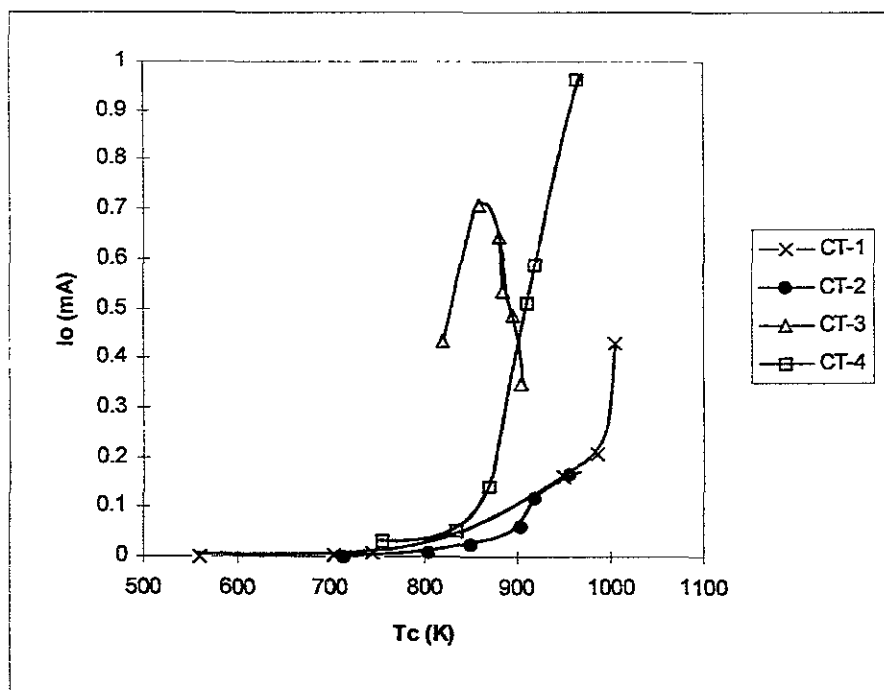


Fig. 6.26 Comparación de las corrientes generadas por los cuatro diferentes tipos de celdas termoiónicas, en función de la temperatura de colector.

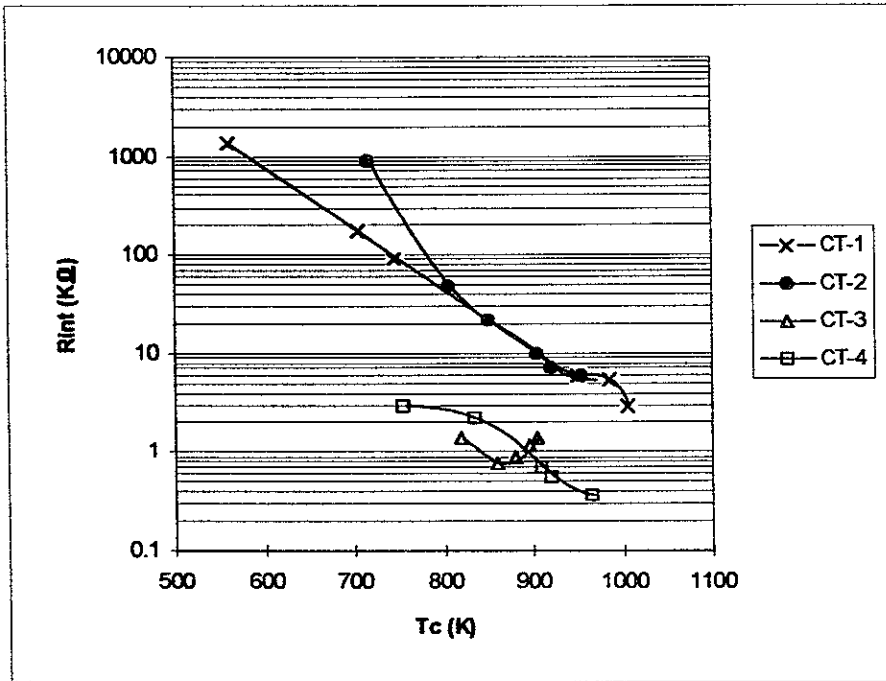


Fig. 6.27 Comparación de la resistencia interna obtenida para los cuatro diferentes tipos de celdas termoiónicas, en función de la temperatura de colector.

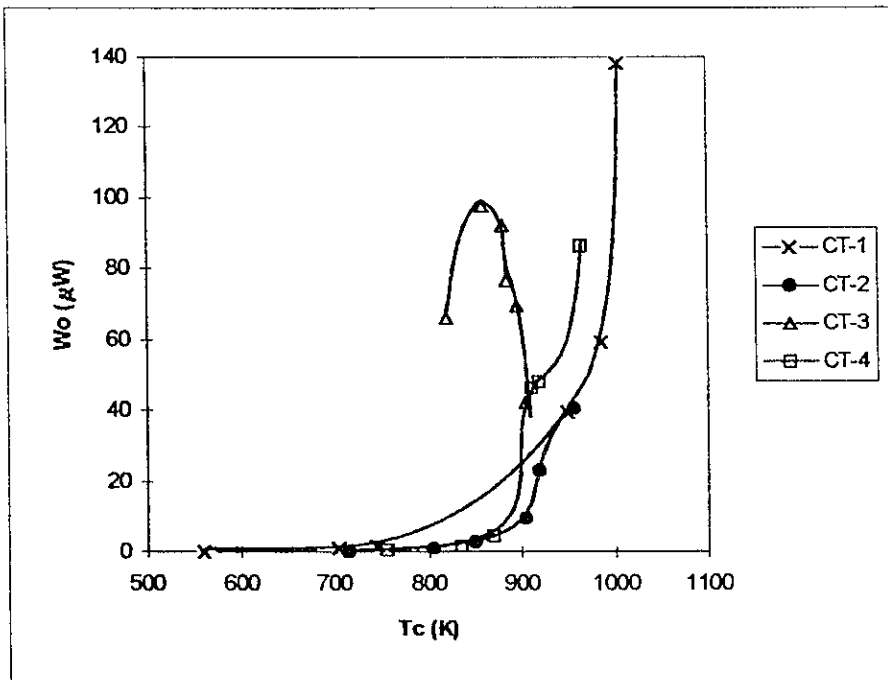


Fig. 6.28 Comparación de la potencia generada por los cuatro diferentes tipos de celdas termoiónicas, en función de la temperatura de colector.

correspondientes parámetros que representan las condiciones de operación presentes en la figura 6.14 (Tabla 6.3), mientras que la magnitud de los elementos que forman el circuito eléctrico propuesto para modelar el plasma se ajustaron de tal manera que reprodujeran la histéresis. Fue posible, en efecto, obtener un comportamiento próximo al obtenido experimentalmente, esto induce a pensar que hay un comportamiento capacitivo interno generado por el plasma de nitrógeno. Los valores asignados a los elementos que conforman el modelo del plasma se presentan en la tabla 6.4, mientras que la hoja de cálculo (E.6) se presenta en el apéndice E. Como puede observarse en la figura 6.30, el comportamiento definido por simulación se aproxima al experimental.

Tabla 6.3

Valores de los elementos que conforman el modelo de la celda CT-3 para las condiciones experimentales de la figura 6.14.

| | |
|----------|----------------|
| I_{es} | 0.4 mA |
| I_{cs} | 1.8 mA |
| V_e | 4.5 V |
| V_c | 4.0 V |
| R_e | 2.5 K Ω |
| R_c | 1.8 K Ω |
| R_{eo} | 0.01 Ω |
| R_{co} | 0.01 Ω |
| C_e | 2 nF |
| C_c | 2 nF |
| C_{ce} | 5.9 pF |

Tabla 6.4

Parámetros asignados al plasma de nitrógeno para reproducir el comportamiento de histéresis de la figura 6.14

| Parámetro | Magnitud |
|-----------|----------------|
| C_{ic} | 90 μF |
| R_{ce} | 2.8 K Ω |
| R_{lk} | 3.0 K Ω |

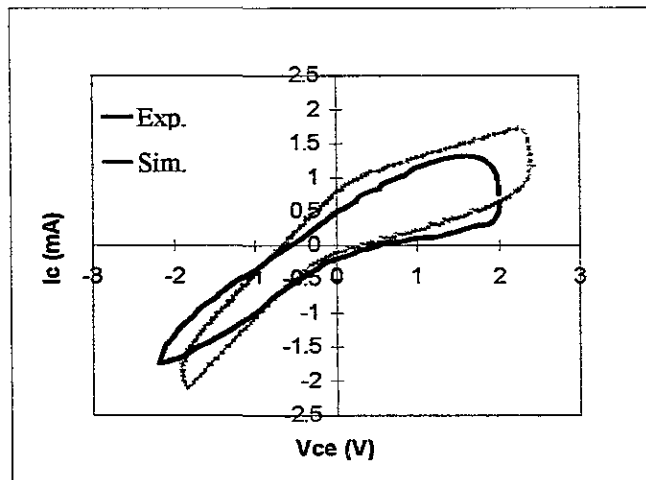


Fig. 6.30 Comparación del comportamiento de histéresis simulado por el modelo eléctrico del plasma de nitrógeno con el resultado experimental de la figura 6.14.

Resulta importante en relación con el modelo, indicar el papel que juega cada uno de los elementos que intervienen para explicar el comportamiento del plasma.

- C_{ic} Capacitancia interna asociada al emisor, genera básicamente el comportamiento de histéresis en la CT; es decir, provoca un retraso de la corriente en relación con la variación del voltaje entre sus terminales.
- R_{ce} Resistencia interna presentada por el plasma, permite obtener la asimetría en la histéresis; es decir, la disminución de este parámetro hace más angosta la histéresis en el tercer cuadrante; mientras que, en el primer cuadrante la histéresis se mantiene sin alteraciones.
- R_{lk} Resistencia de carga interna asociada a una corriente de fuga, la disminución de este parámetro hace más angosta la histéresis; mientras que, la pendiente de la curva I-V aumenta. Lo contrario ocurre si este parámetro se incrementa.

En términos generales el modelo da la pauta para considerar que, en la celda CT-3 adicionada con nitrógeno, existe acumulación de carga en la superficie del emisor, con lo cual se forma la capacitancia interna manifestada por la celda. El modelo también explica que la impedancia interna de la CT se reduce, esto último está de acuerdo con los resultados experimentales obtenidos en la sección anterior. La correlación de los parámetros que modelan el plasma de nitrógeno, con los parámetros físicos del gas ionizado se deja para trabajos futuros.

Conclusiones

Al terminar este proyecto de tesis, se observa con satisfacción, que en su gran mayoría los objetivos y metas planteados desde su inicio fueron alcanzados. De esta manera se logró un conocimiento profundo sobre los principios de operación de la celda termoiónica, tanto a nivel teórico como a nivel experimental, con lo cual se alcanza un dominio que nos coloca en los niveles de frontera del conocimiento en el área de conversión de energía empleando esta técnica. Por tanto, a manera de conclusiones se exponen a continuación los logros más trascendentes de este trabajo.

a) Se diseñó y construyó una CT a nivel de investigación, la cual para su operación fue anexada a un sistema de alto vacío. La celda opera a una temperatura promedio de 1800 K en el electrodo emisor. Con el fin de generar plasma en el espacio interelectródico, la estructura del sistema de ultra vacío, permite la entrada de gases. Con esta facilidad, se pudieron realizar diferentes pruebas a la CT en un ambiente de nitrógeno con presión parcial controlada (1×10^{-4} Torr).

b) Se efectuó un estudio del comportamiento la CT, en función del material empleado en el electrodo colector. Con este fin se fabricó en primer lugar el electrodo colector con un folio de molibdeno. Posteriormente se creció sobre este electrodo, una película de óxido semiconductor; este arreglo fue denominado Mo/MoO₃. Debido a que el MoO₃ presenta una función de trabajo baja (2.8 a 3.8 eV), la cual varía con la temperatura, y ésta además, es menor que la función de trabajo del Mo ($\phi_{Mo} = 4.2$ eV); la diferencia de potencial entre el electrodo emisor de tungsteno ($\phi_w = 4.5$ eV) y el electrodo colector de MoO₃ es mayor que cuando se emplea Mo. Por tanto, el empleo del MoO₃ en el electrodo colector mejora el desempeño de la CT. En particular, en lo que se refiere a este caso, fue posible generar un voltaje de salida de hasta 1.3 V entre las terminales de la CT. Dicha diferencia de voltaje facilita el transporte de electrones del emisor hacia el colector. Las curvas I vs. V obtenidas para los diferentes casos tratados resultan ser muy representativas del comportamiento interno de la celda.

c) Con el propósito de evaluar el comportamiento interno de la celda y predecir el comportamiento eléctrico de las impedancias acopladas como carga, se desarrolló un modelo eléctrico que reproduce la estructura eléctrica interna de la CT, así como el comportamiento de los componentes internos, los cuales a escala pequeña pueden no ser detectados. Tales componentes son: las capacitancias de emisor y colector (C_e y C_c) que se forman debido a la nube electrónica asociada a cada uno de ellos; la capacitancia formada por los electrodos (C_{cc}), las corrientes de saturación de los electrodos (I_{cs} e I_{cs}), los potenciales generados en los electrodos (V_e y V_c) y las impedancias internas (R_e y R_c). Se demostró que cuando este modelo se aplica específicamente a una CTV, el ajuste propuesto para los parámetros internos de la celda reproducen el comportamiento real de ésta expresado a través de sus curvas I vs. V .

d) Con el propósito de trabajar la potencia eléctrica generada por la CT en el régimen alterno, se diseñó y construyó una interfaz de tipo resonante, la cual además facilita la transferencia de dicha potencia eléctrica hacia la carga. Empleando el modelo eléctrico propuesto para la CT y la interfaz resonante, se realizó un estudio del sistema CTV-Interfaz resonante. El estudio realizado manifiesta que el empleo de la interfaz resonante presenta las siguientes ventajas:

- Se obtiene conversión del régimen de operación de la CT, de CD a CA en forma directa y con baja pérdida de potencia.
- Se genera autopulsamiento hacia la CT y con esto, la posibilidad de reducir en un futuro, la impedancia interna del plasma.
- La amplitud del voltaje de salida puede ser predeterminada, y como consecuencia de esto, se pueden aplicar a la carga, voltajes mucho mayores que los generados en forma natural por la CT.
- Se puede optimizar el acoplamiento de impedancia entre la celda y la carga, con el consecuente mejoramiento de la transferencia de potencia.

Tomando en consideración el análisis de las pruebas experimentales de resonancia realizadas al sistema CT-Interfaz resonante, se concluye que el modelo eléctrico propuesto para la CT es correcto.

e) En las pruebas experimentales realizadas a la CT con película de MoO_3 en el electrodo colector y para una presión parcial de nitrógeno de 1×10^{-4} Torr (CT-3); se encontró que la presencia de éste redujo la impedancia interna de la celda. Esto significa, que el nitrógeno mejora la eficiencia de la CT.

f) La operación de la CT en un ambiente de nitrógeno (CT-3), mostró un comportamiento de histéresis cuando se efectuaron barridos de voltaje externos más allá de la operación natural de la CT. Este comportamiento, de acuerdo a los resultados obtenidos, primeramente se atribuye a la formación de plasma de nitrógeno en la celda y seguidamente a que dicho plasma (con cargas positivas y negativas) presenta un comportamiento similar al de un electrolito, como los que se han observado en electroquímica. Se considera que el comportamiento de histéresis en la CT surge de la incorporación/desincorporación de cargas eléctricas en el electrodo colector. Al preparar un nuevo electrodo de MoO_3 en condiciones más específicas, la celda CT-4 mostró que la histéresis disminuye y que el electrodo colector es más estable.

g) Utilizando el modelo eléctrico de la CT, se demostró que es posible modelar también el comportamiento de histéresis generado por la celda. Este es un resultado de alta relevancia, dado que con ello, es posible describir otros elementos de la CT que aparecen debido a la presencia del plasma.

h) Entre los aspectos importantes que quedan pendientes de abordar, está la tecnología del plasma de cesio. También se tiene el reto de desarrollar materiales con baja función de trabajo (1 a 2 eV) que permanezcan estables a los incrementos de temperatura.

Sugerencias para trabajos futuros

El trabajo realizado durante este proyecto de tesis, abre así los siguientes temas de investigación alrededor de la CT:

- El modelo eléctrico desarrollado para la CTV, puede ser mejorado para simular el comportamiento de la CTC.
- Otra idea interesante por desarrollar es: analizar el comportamiento interno de la CTC en el dominio de la frecuencia. Esta investigación permitirá determinar la frecuencia a la cual la impedancia interna del plasma se reduce a un mínimo; y como consecuencia, optimizar la transferencia de potencia.
- Recientemente se han estado investigando estructuras de espaciado cercano ($\approx 1\mu\text{m}$), con la finalidad de mejorar la eficiencia de la CT. La perspectiva es alentadora y se prevé la obtención de eficiencias de 20% a 35%. El acoplamiento de la interfaz resonante a esta nueva estructura, se puede emplear para *barrer* los electrones del emisor hacia el colector, reduciendo la barrera de potencial que se presenta a los electrones en el emisor, con un consecuente aumento de eficiencia. Esta técnica se puede investigar con el fin de eliminar el cesio como medio de transporte de electrones.
- Los resultados obtenidos en la celda CT-3, manifiestan la posibilidad de poder trabajar a bajas temperaturas y aprovechar la corriente inversa en lugar de emplear la corriente generada en el emisor.
- La histéresis presentada por la celda CT-3, abre la posibilidad de trabajar la CT también el cuarto cuadrante. Se puede investigar, la amplitud, frecuencia y polaridad que debe tener un pulso externo para llevar a la CT a un punto de operación óptimo.
- La potencia eléctrica alterna obtenida por medio de la interfaz resonante puede ser aprovechada en este régimen, para acoplar por inducción, la potencia generada por diferentes celdas y transferir la suma de ellas a una sola carga. La realización de esta función en alto voltaje, eliminaría las pérdidas por manejo de alta corriente. Los modelos desarrollados tanto para la CT, como para la interfaz resonante, permitirán trabajar con un mayor número de elementos y regular la interacción que debe existir entre cada uno de ellos.

Referencias

1. S. W. Angrist, *Direct Energy Conversion*, Allyn and Bacon Inc., 1982, pp. 233-278.
2. G. N. Hatsopoulos, "The Thermoelectron Engine" (Sc. D. dissertation, M. I. T., 1956).
3. C. Kittel, *Introduction to Solid State Physics*, Jhon Wiley and sons, Inc., Sixth edition, New York, 1986, p 130
4. G. N. Hatsopoulos, E. P. Gyftopoulos, *Thermionic Energy Conversion, Vol I: Processes and Devices*, MIT Press, Cambridge, Massachusetts, 1973, p. 98.
5. N. Rasor, "Methods for improving thermionic converter performance", *Proc. of the 3-rd Int. Conference on Thermionic Electrical Power Generation*, V. 3, p. 1027, Julich, FRD, 1972.
6. K. Hernqvist, *RCA Review*, March, 1961.
7. W. Bloss, *Advanc. Energy Conv.* 3 (1963) p. 315.
8. N. Rasor and E. Britt, *Rept. Of Thermionic Conv. Specialist Conf.*, San Diego, Calif. (1971) p. 272.
9. G. O. Fitzpatrick, J. K. Koester, J. Chang, E.J. Britt and J. B. McVey, "Closed Spaced Thermionic Converters with Active Spacing Control and Heat-Pipe Isothermal Emitters", *Proc. Of XXXI IECEC*, Washington D. C. , 1996.
10. F. Huffman, "Thermionic Energy Conversion", *Encyclopedia of Physical Science and Technology*, Vol. 13, R. A. Meyers Editor TRW, Inc., 1987., pp. 773-785.
11. V. A. Zherebtsov, et. al., "Experimental and Theoretical Study of the TEC Pulse Mode with Cs+N₂ Filling", *Proc. of the XXIV IECEC*, Washington, DC, 1989.
12. J. B. McVey, "Improved Pulsed Ionization Thermionic Converters for Nuclear Power Applications", *Proc. of the XXVI IECEC*, 1991.
13. H. Naito, Y. Kohsaka, D. Cook and H. Arashi, "Development of a Solar Receiver for a High-Efficiency Thermionic/Thermoelectric Conversion System", *Solar Energy* Vol. 58, No 4-6, pp. 191-195, 1996.
14. C.A. Estrada, "Concentración Solar y sus perspectivas en México", *Memorias del Panel de Energía Solar: Perspectivas de la Energía Solar en México*, Editado por la Facultad de Arquitectura de la Universidad de Guanajuato, México, 1994.

Sugerencias para trabajos futuros

El trabajo realizado durante este proyecto de tesis, abre así los siguientes temas de investigación alrededor de la CT:

- El modelo eléctrico desarrollado para la CTV, puede ser mejorado para simular el comportamiento de la CTC.
- Otra idea interesante por desarrollar es: analizar el comportamiento interno de la CTC en el dominio de la frecuencia. Esta investigación permitirá determinar la frecuencia a la cual la impedancia interna del plasma se reduce a un mínimo; y como consecuencia, optimizar la transferencia de potencia.
- Recientemente se han estado investigando estructuras de espaciado cercano ($\approx 1\mu\text{m}$), con la finalidad de mejorar la eficiencia de la CT. La perspectiva es alentadora y se prevé la obtención de eficiencias de 20% a 35%. El acoplamiento de la interfaz resonante a esta nueva estructura, se puede emplear para *barrer* los electrones del emisor hacia el colector, reduciendo la barrera de potencial que se presenta a los electrones en el emisor, con un consecuente aumento de eficiencia. Esta técnica se puede investigar con el fin de eliminar el cesio como medio de transporte de electrones.
- Los resultados obtenidos en la celda CT-3, manifiestan la posibilidad de poder trabajar a bajas temperaturas y aprovechar la corriente inversa en lugar de emplear la corriente generada en el emisor.
- La histéresis presentada por la celda CT-3, abre la posibilidad de trabajar la CT también el cuarto cuadrante. Se puede investigar, la amplitud, frecuencia y polaridad que debe tener un pulso externo para llevar a la CT a un punto de operación óptimo.
- La potencia eléctrica alterna obtenida por medio de la interfaz resonante puede ser aprovechada en este régimen, para acoplar por inducción, la potencia generada por diferentes celdas y transferir la suma de ellas a una sola carga. La realización de esta función en alto voltaje, eliminaría las pérdidas por manejo de alta corriente. Los modelos desarrollados tanto para la CT, como para la interfaz resonante, permitirán trabajar con un mayor número de elementos y regular la interacción que debe existir entre cada uno de ellos.

15. E. Higuera y C. A. Estrada "Dispositivo para el Estudio de Flujos Radiactivos Concentrados (DEFAC)", *Memorias de la XIX Reunión Nacional de Energía Solar*, 1995.
16. G. Pérez Luna, C.A. Estrada, J.G. Cervantes, "Dynamic Simulation of the Thermal and Electrical Behavior of a Thermionic Converter Coupled to a Solar Concentrator", *Proc. Of the XXX IECEC*, Orlando FL, 1995.
17. Millmann, S. Seely, *Electronics*, second edition, Mc. Graw-Hill, New York, 1951.
18. F. W. Sears, M. W. Zemansky, H. D. Young, Física Universitaria, Sexta edición, Addison Wesley Iberoamericana, Wilmington, 1988, pp 574-578.
19. A. M. Ferendeci, *Physical Foundations of Solid State and Electron Devices*, Mc. Graw-Hill, Inc., New York, 1991.
20. C. Kittel, H. Kroemer, *Thermal Physics*, second edition, W. H. Freeman and company, New York, 1980.
21. C. L. Hemenway, R. W. Henry, M. Coulton, *Física Electrónica*, Limusa Noriega Editores, México, 1983.
22. R. Decher, *Direct Energy Conversion, Fundamentals of Electric Power Production*, New York - Oxford, Oxford University Press, 1997, pp. 134-161.
23. I. Langmuir and K. H. Kingdon, "Thermionic Effects Caused by Vapors of Alkali Metals", *Proc. Roy. Soc. (London) Ser. A*, 107:61-79 (1925).
24. Irving Langmuir, "The Collected Works of Irving Langmuir", C.G. Suits (ed.) Vols. 3 and 5, Pergamon Press, New York, 1961.
25. J.M Houston, "Theoretical Efficiency of the Thermionic Converter", *Journal of Applied Physics*, 30 (1959), 481-487.
26. F. Kreith, *Principles of Heat Transfer*, 3rd ed. (Scranton: International Textbook Company, 1974).
27. V.A. Zherebtsov, "Thermionic Energy Converter Pulse Mode", *Report on 23 IECEC*, Denver, USA, 1988.
28. T. R. Drake, "DOD s Advanced Thermionics Program, an Overview", *33rd IECEC*, Colorado Springs, CO, August 2-6, 1998.
29. A. C. DeSoer And E. S. Kuh, *Basic Circuit Theory*, 23-28, 322-324, McGraw-Hill, 1969.

57. G. Pérez, A. E. Jiménez-González, "Electrical circuit model for thermionic converters", *Energy Conversion & Management*, 42 (2001) 1-9.
58. G. Pérez, C. A. Estrada, A. E. Jiménez, J. Cervantes, "Generador termoiónico de corriente alterna", *Memorias del Congreso Solar de ISES-América*, México D.F., 2000.
59. G. Bruno, P. Capezzuto, y G. Cicala, *Plasma Deposition of Amorphous Silicon-Based Materials*, Academic Press, Inc., 1995, p. 4.

Comportamiento térmico y eléctrico de una CTC acoplada a un concentrador solar

A.1 Estructura básica de un Generador Termoiónico Solar.

Un Generador Termoiónico Solar (GETESOL) es un sistema que convierte la energía térmica obtenida por concentración solar, en energía eléctrica [41,42]. Está constituido principalmente por un concentrador solar, una CT, una estructura que soporta ambos elementos o sistemas, y un sistema de control de seguimiento solar de alta precisión. La Figura A.1 muestra el esquema de un GETESOL basado en el sistema de concentración solar denominado DEFRAC (Dispositivo para el Estudio de Flujos Radiativos Concentrados) [15], este sistema obtiene la concentración solar por medio de 18 espejos que se encuentran sujetos en un marco hexagonal, el cual a su vez se encuentra sujeto por otro marco de mayores dimensiones. Ambos marcos efectúan giros en torno a sus ejes, siendo estos giros ortogonales entre si, esto da al sistema dos grados de libertad con lo cual es posible obtener el seguimiento solar. La CT se encuentra en posición opuesta a los espejos y cuenta con un receptor o cavidad en donde se colecta la radiación concentrada.

El sistema de control de seguimiento es un sistema de lazo cerrado que emplea un sensor para detectar la posición aparente del sol y proporciona además, información sobre las desviaciones del sistema de concentración [44,45].

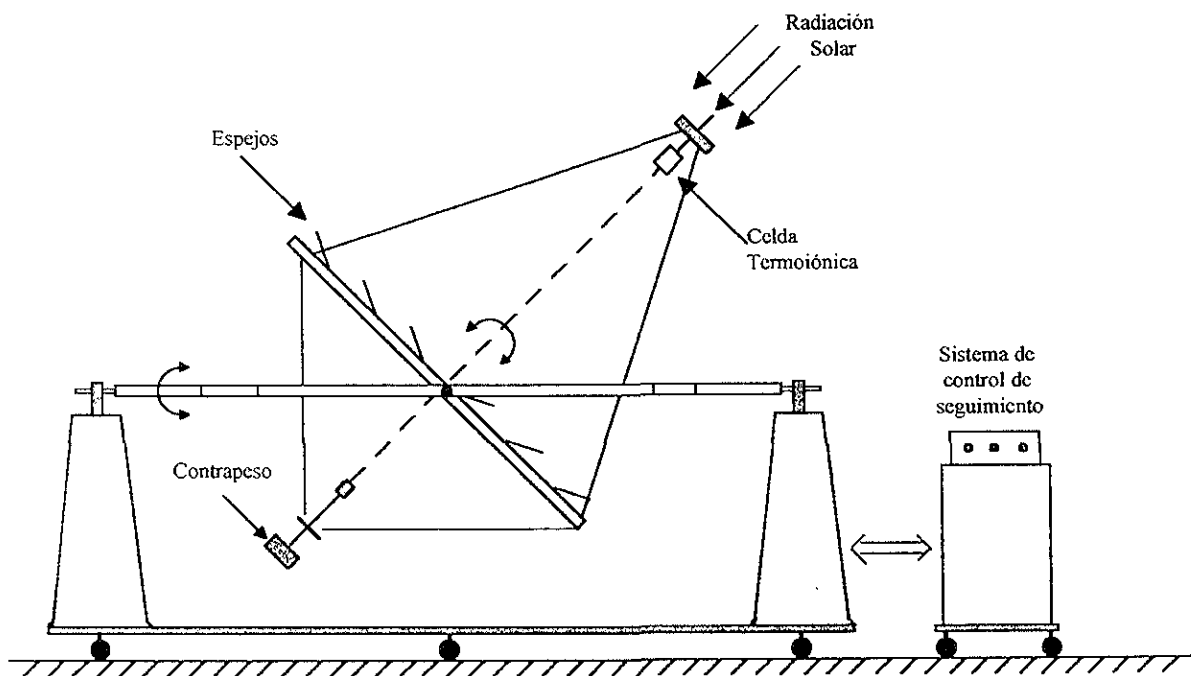


Fig. A.1 Esquema de un GETESOL basado en el sistema de concentración solar denominado DEFRAC.

La corrección se hace por medio de los motores acoplados a los ejes de giro de ambos soportes del sistema. La precisión requerida en el sistema de seguimiento es muy alta a fin de que la abertura de la cavidad del convertidor sea lo más pequeña posible ($\theta \sim 0.1^\circ$). La potencia eléctrica del generador se obtiene entre las terminales de los electrodos de la CT.

A.2 Simulación del comportamiento térmico y eléctrico de una CTC acoplada a un concentrador solar.

La metodología para diseñar una CTC en la condición de operación de estado estable ha sido ya bien establecida [1,46]; sin embargo, cuando esta celda se acopla a un concentrador de energía solar ubicado en la superficie de la tierra se presentan condiciones transitorias. Debido a cambios en las condiciones ambientales; tales como, temperatura, irradiación solar y velocidad del viento, la eficiencia de la CTC varía y por lo tanto también la eficiencia del sistema de generación. Estos factores hacen necesario que se evalúe la operación del sistema para intervalos que abarquen un día completo. A continuación se presenta la implementación matemática del algoritmo desarrollado para obtener, el comportamiento térmico y eléctrico de una CTC acoplada a un concentrador solar.

El dispositivo considerado para el análisis, es un diodo termoiónico lleno de cesio operando en el modo de ignición [47,48]. Se considera además en este ejemplo, que el emisor y el colector del dispositivo han sido fabricados de renio policristalino y molibdeno respectivamente. El concentrador solar es del tipo de disco parabólico, y las temperaturas de diseño para el emisor y el colector son de 1850 K y 928 K respectivamente.

El modelo matemático se basa en el análisis desarrollado por Angrist [1]; sin embargo, en este estudio se consideran además los efectos convectivos y radiactivos de la superficie del emisor fabricado con renio, la idea es representar el proceso de transferencia de calor de una manera más real.

A.3 Modelo matemático

Empleando la teoría desarrollada por Houston para evaluar el comportamiento termodinámico de una CT, el balance de energía en el sistema emisor-colector, da lugar a las siguientes ecuaciones [ver sección 2.6]:

$$Q_s = q_{cd} + q_{ra} + q_e + q'_{cd}, \quad (\text{A.1})$$

donde:

$$q_{cd} = \lambda_w \frac{\Delta T}{W}, \quad (\text{A.2})$$

$$q_{ra} = \sigma [T_e^4 - T_c^4] [\varepsilon_e^{-1} + \varepsilon_c^{-1} - 1]^{-1}, \quad (\text{A.3})$$

$$q_e = J_e (V_e + 2kT_e), \quad (\text{A.4})$$

y q'_{cd} corresponde a la eficiencia maximizada con relación a la geometría de las terminales del convertidor, dada por [25]:

$$q'_{cd} = \frac{J_e V_l (1 - \eta_t)}{\eta_t}, \quad (\text{A.5})$$

donde:

$$V_l = \left[\frac{L_w T_{av} (T_e - T_0) \eta_t}{1 - \frac{1}{2} \eta_t} \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (\text{A.6})$$

y

$$\frac{l}{A_l} = \frac{V_l}{J_e A_e \rho_l}. \quad (\text{A.7})$$

En estas expresiones L_w es la constante de Wiedermann-Franz-Lorenz, T_0 es la temperatura en el extremo frío del alambre conductor, ρ_l es la resistividad del alambre y $T_{av} = (T_e + T_0)/2$.

La densidad de potencia de salida aplicada a una carga constante R_L está dada por:

$$P = VJ, \quad (\text{A.8})$$

y la eficiencia puede ser calculada por medio de:

$$\eta_t = \frac{P}{Q_s}. \quad (\text{A.9})$$

Para valores de T_e y T_c dados, y suponiendo también un valor inicial para η_t , el conjunto de ecuaciones A.1-A.9 puede ser resuelto iterativamente.

Finalmente, se puede considerar una corrección para Q_s dada por la ecuación:

$$Q_s = Q_i - h(T_e - T_a) - \varepsilon \sigma F (T_e^4 - T_a^4), \quad (\text{A.10})$$

donde Q_i es la entrada de calor proveniente del concentrador solar la cual se calcula por medio de la expresión:

$$Q_i = G_t C_{gem} \rho_{ref} \alpha,$$

en esta expresión G_t es la densidad de energía solar que se recibe en el concentrador, C_{gem} es el factor de concentración geométrica, ρ_{ref} es el coeficiente de reflexión de los espejos parabólicos y α es el coeficiente de absorción. Los términos restantes en la ecuación A.10, corresponden a las pérdidas de calor por convección y por radiación térmica, de la superficie

exterior del emisor hacia el medio que lo rodea. En esta expresión, el factor h es la constante de convección del aire, ε es la emisividad de la superficie externa del emisor y F es una figura de mérito para la radiación. La ecuación A.10 se encuentra también acoplada al proceso iterativo y T_c en este proceso cambia hasta que Q_s se hace igual a densidad Q_i , establecida previamente.

Se desarrolló un algoritmo en hoja de cálculo para resolver todas las ecuaciones que permiten determinar la temperatura del emisor, la entrada neta de calor que se introduce a la CTC, la eficiencia y los parámetros eléctricos; voltaje, corriente, y potencia, aplicados a una resistencia R_L constante que se emplea como carga entre el emisor y el colector (ver hoja de cálculo E.1 en el apéndice E).

A.4 Resultados obtenidos de la simulación

Para realizar la simulación del comportamiento térmico y eléctrico de la CTC, se consideraron los datos climatológicos obtenidos en Temixco para dos días típicos del año (tablas A.1 y A.2). La ejecución del algoritmo programado en la hoja de cálculo dio lugar a los resultados que a continuación se describen:

Las figuras A.1 y A.2 muestran la energía solar (G_I) que se recibe de manera directa en el concentrador, la densidad de energía solar concentrada en la superficie del emisor (Q_i) y la energía efectiva (Q_s) que es absorbida por la superficie externa del emisor los días seleccionados.

La temperatura del emisor T_c , y la temperatura ambiente T_a , se muestran en la figura A.3. Se observa que la temperatura del emisor se conserva bastante estable a pesar de los cambios introducidos por el comportamiento de la temperatura ambiente en ambos días.

La densidad de energía (P) que es transferida como potencia eléctrica a una resistencia de carga constante cuyo valor es de 0.0015Ω , se muestra en la figura A.4, en donde se compara con la energía total recibida (G_I). El área considerada para la sección transversal de la celda fue de 4 cm^2 , mientras que la separación interelectródica se definió igual a 0.127 mm .

La figura A.5 muestra las variaciones de potencia y voltaje en la resistencia de carga; como se observa, los parámetros cambian de manera similar a los mostrados en la figura A.4, siguiendo el comportamiento de la energía solar incidente a lo largo del día.

Finalmente; la figura A.6, muestra la eficiencia del sistema en función del tiempo. Como se puede observar, la magnitud de estas gráficas coincide con los valores típicos reportados para este tipo de celda.

Tabla A.1
 Datos de entrada para un día típico de enero

| t, h | T ₀ , °C | Gt, W/m ² | Qi, W/cm ₂ |
|------|---------------------|----------------------|-----------------------|
| 5 | 20.43 | 0 | 0 |
| 6 | 21.07 | 0 | 0 |
| 7 | 21.9 | 553.48 | 175.29 |
| 8 | 22.86 | 641.28 | 203.1 |
| 9 | 23.9 | 716.67 | 226.97 |
| 10 | 24.93 | 775.52 | 245.3 |
| 11 | 25.9 | 810.89 | 256.81 |
| 12 | 26.72 | 823.29 | 260.74 |
| 13 | 27.36 | 810.89 | 256.81 |
| 14 | 27.76 | 774.52 | 245.3 |
| 15 | 27.9 | 716.67 | 226.97 |
| 16 | 27.76 | 641.28 | 203.1 |
| 17 | 27.36 | 553.48 | 175.29 |
| 18 | 26.72 | 0 | 0 |
| 19 | 25.9 | 0 | 0 |

Tabla A.2
 Datos de entrada para un día típico de junio

| t, h | T ₀ , °C | Gt, W/m ² | Qi, W/cm ² |
|------|---------------------|----------------------|-----------------------|
| 5 | 27.4 | 0 | 0 |
| 6 | 27.87 | 595.04 | 188.45 |
| 7 | 28.5 | 673.44 | 213.28 |
| 8 | 29.22 | 746.5 | 236.42 |
| 9 | 30 | 809.23 | 256.29 |
| 10 | 30.77 | 857.37 | 271.53 |
| 11 | 31.5 | 887.63 | 281.12 |
| 12 | 32.12 | 897.95 | 284.39 |
| 13 | 32.59 | 887.63 | 281.12 |
| 14 | 32.89 | 857.37 | 271.53 |
| 15 | 33 | 809.23 | 256.29 |
| 16 | 32.89 | 746.5 | 236.42 |
| 17 | 32.59 | 673.44 | 213.28 |
| 18 | 32.12 | 595.04 | 188.45 |
| 19 | 31.5 | 0 | 0 |

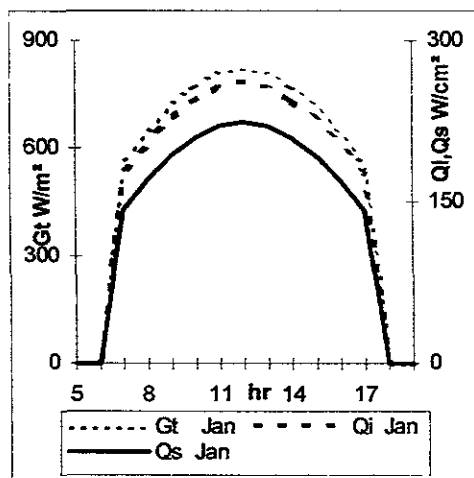


Fig. A.1 Densidades de Energía G_t , Q_i y Q_s para un día típico de Enero.

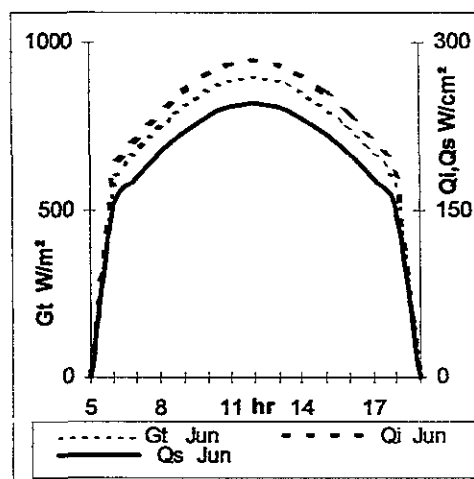


Fig. A.2 Densidades de Energía G_t , Q_i y Q_s para un día típico de Junio.

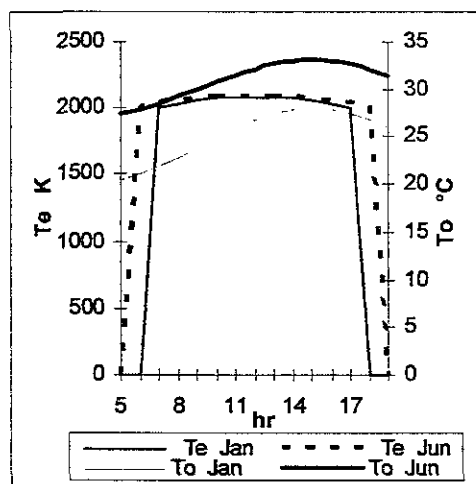


Fig. A.3 Cambios de la temperatura ambiente y de la temperatura del emisor durante los dos días seleccionados.

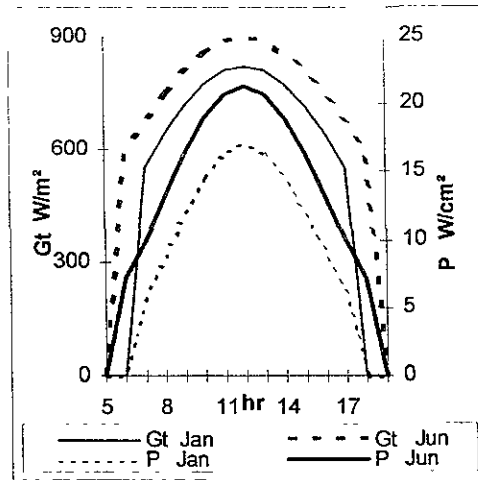


Fig. A.4 Comparación entre la energía recibida y la potencia eléctrica transferida a la carga.

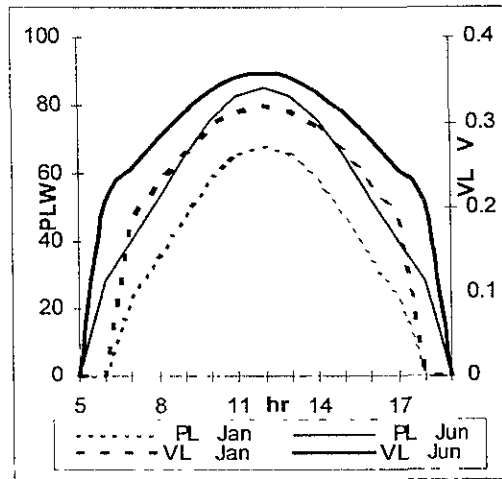


Fig. A.5 Variaciones de la potencia y del voltaje durante el día para una carga constante.

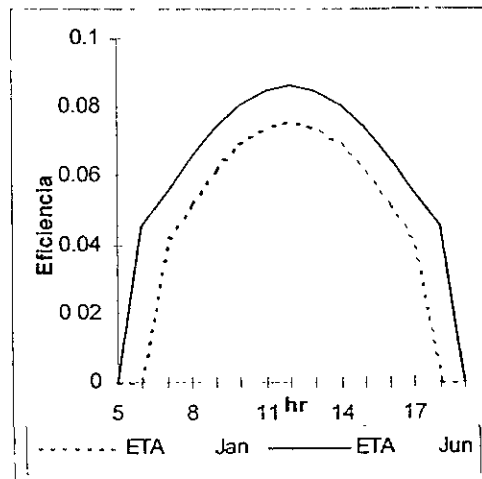


Fig. A.6 Eficiencia de la CTC para dos días típicos del año, considerando Q_s como la energía de entrada y P como la potencia en la carga.

Curvas características de la válvula termoiónica 1V

La válvula termoiónica 1V¹ es un dispositivo electrónico de vacío que realiza la función de rectificación, es decir, elimina los pulsos negativos de las señales de voltaje alterno para obtener exclusivamente pulsos positivos de CD. Su estructura es idéntica a una CTV pero además contiene un elemento de calefacción propio, por lo tanto, se puede emplear este dispositivo para evaluar las características básicas de una CTV, su símbolo se muestra en la figura B.1.

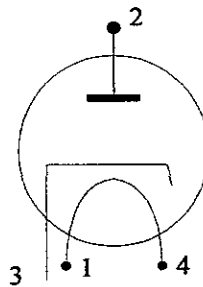


Fig. B.1 Símbolo de la válvula termoiónica 1V

Como se observa en la figura B.1, las terminales 1 y 4 corresponden al calefactor, mientras que la terminal 3 corresponde al cátodo o emisor y la pata 2 al ánodo o colector. A este dispositivo se le conoce como diodo de cátodo aislado porque el calentamiento del cátodo se efectúa de manera indirecta, sus características de operación se presentan en la tabla B.1.

Tabla B.1
Característica de operación de la válvula 1V

| | |
|------------------------|-----------|
| Voltaje de filamento | 6.3V |
| Corriente de filamento | 0.3A |
| Corriente de salida | 45 mA max |

Para determinar las curvas características de este dispositivo, se empleó un trazador de curvas Tektronix modelo 577. El dispositivo se conectó en la configuración de diodo, con la terminal 2 correspondiente a la placa, conectada al barrido de voltaje positivo y, la terminal 3 correspondiente al ánodo, conectada a la terminal de referencia del trazador. Las pruebas se efectuaron para diferentes voltajes aplicados en el filamento. La tabla B.2 muestra las magnitudes del voltaje y de la corriente aplicadas al filamento para diferentes condiciones de operación.

Tabla B.2
Magnitudes del voltaje y de la corriente en el filamento para diferentes condiciones de operación.

| Condición | Voltaje en el filamento (V) | Corriente en el filamento (mA) | Potencia en el filamento (W) |
|-----------|-----------------------------|--------------------------------|------------------------------|
| A | 3.0 | 170 | 0.51 |
| B | 3.5 | 170 | 0.59 |
| C | 4.0 | 200 | 0.80 |
| D | 4.5 | 210 | 0.94 |
| E | 5.0 | 220 | 1.10 |
| F | 5.5 | 240 | 1.32 |

Las curvas características obtenidas para la válvula 1V con las condiciones establecidas en la tabla B.2, se muestran en la figura B.2.

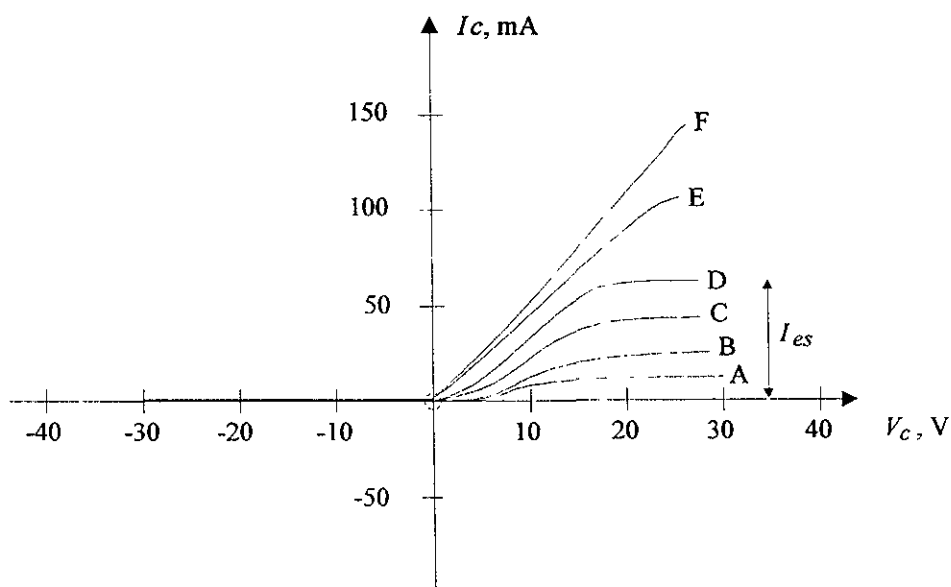


Fig. B.2 Curvas características de la válvula 1V

Como se puede observar en la figura B.2, prácticamente todas las curvas características nacen en un valor próximo a 0 mA. Sin embargo, una ampliación de las curvas características de la válvula 1V cerca del origen, manifiesta que el levantamiento de las curvas empieza en el segundo cuadrante, y que la corriente I_m que se presenta en la condición de corto circuito ($V_c = 0$), se incrementa conforme se incrementa la potencia aplicada al filamento. Estos resultados se muestran en la figura B.3.

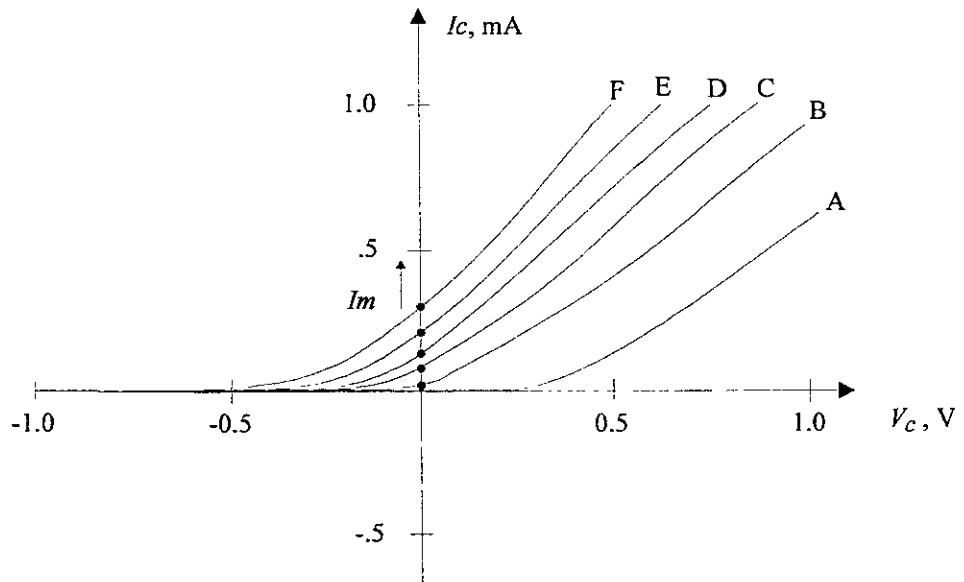


Fig. B.3 Ampliación de las curvas características de la válvula 1V, cerca del origen.

La condición de generación termoiónica en la válvula 1V, se presenta en el segmento de la curva característica que se encuentra en el segundo cuadrante (Apéndice C). Un análisis de las curvas características mostradas en la figura B.2 y B.3 manifiesta que la válvula termoiónica 1V presenta condiciones de generación de baja eficiencia, esto debido principalmente a que solo una parte de la corriente I_{es} generada en el emisor alcanza al colector, ($I_m \ll I_{es}$).

Curva característica de una fuente de voltaje

Idealmente se considera que una fuente de voltaje es capaz de abastecer cualquier cantidad de corriente, sin embargo; en la práctica todas las fuentes de voltaje poseen resistencia interna, lo cual limita la corriente que pueden proporcionar. El modelo eléctrico de una fuente de voltaje real se puede representar por una fuente de voltaje ideal V_0 , en serie con una resistencia R_{int} , tal modelo se presenta en la figura C.1.

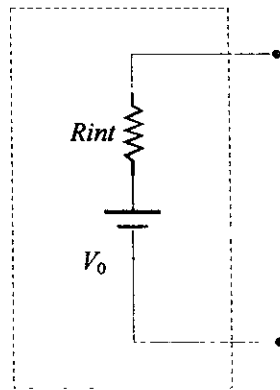


Fig. C.1 Modelo eléctrico de una fuente de voltaje real.

La curva característica $I-V$ de este modelo para diferentes condiciones de operación se puede obtener si se aplica un voltaje externo V_F entre las terminales de salida, tal y como se muestra en la figura C.2.

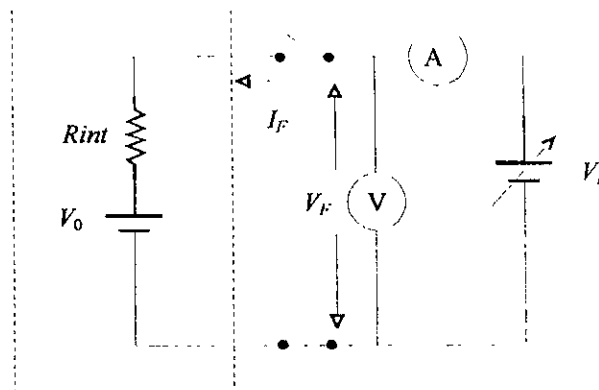


Fig. C.2 Circuito eléctrico para determinar la curva $I-V$ de la fuente real.

Cuando el interruptor de este circuito se cierra, circula una determinada corriente I_F hacia el circuito que modela la fuente real. Esta corriente es medida por el amperímetro A

Hojas de cálculo

- E.1 Simulación del comportamiento térmico y eléctrico de una CTC
- E.2 Modelo eléctrico de una CTV
- E.3 Interfaz resonante en la condición de amortiguamiento
- E.4 Interfaz resonante en la condición de oscilación
- E.5 Comportamiento transitorio de la CT para una carga conmutada
- E.6 Modelado de la histéresis presentada por la celda CT-3
- E.7 Cálculo de la corriente inversa generada por efecto fotoeléctrico

| | A | B | C | D | E | F | G |
|----|--|--------|---|---|---|---|---|
| 1 | E.1 ALGORITMO PARA EVALUAR EL COMPORTAMIENTO TERMICO Y ELECTRICO | | | | | | |
| 2 | DE UNA CTC ACOPLADA A UN CONCENTRADOR SOLAR | | | | | | |
| 3 | (SIMU-CTC.XLS) | | | | | | |
| 4 | Definición de parámetros | | | | | | |
| 5 | | | | | | | |
| 6 | | Ta | Temperatura ambiente en grados centígrados | | | | |
| 7 | | Ta' | Temperatura ambiente en grados Kelvin | | | | |
| 8 | | Te | Temperatura del emisor | | | | |
| 9 | | Tc | Temperatura máxima permitida en el colector | | | | |
| 10 | | FIE | Función de trabajo del emisor | | | | |
| 11 | | FIC | Función de trabajo del colector | | | | |
| 12 | | Vd | Caída de voltaje interno | | | | |
| 13 | | VL | Voltaje de carga máximo | | | | |
| 14 | | Psc | Presión de vapor del Cesio | | | | |
| 15 | | w | Separación entre los electrodos | | | | |
| 16 | | Ppw | Producto presión-separación | | | | |
| 17 | | Kefi | Eficiencia en corriente | | | | |
| 18 | | A0 | Constante de emisión termoiónica | | | | |
| 19 | | Kb | Constante de Boltzman | | | | |
| 20 | | Jsat | Densidad de corriente de saturación | | | | |
| 21 | | J | Densidad de corriente efectiva en la carga | | | | |
| 22 | | P | Densidad de potencia efectiva en la carga | | | | |
| 23 | | IL | Corriente efectiva en la carga | | | | |
| 24 | | PL | Potencia efectiva en la carga | | | | |
| 25 | | RL | Resistencia de carga | | | | |
| 26 | | LMDAw | Conductividad del vapor de Cesio | | | | |
| 27 | | EMIE | Emisividad del emisor | | | | |
| 28 | | EMIC | Emisividad del colector | | | | |
| 29 | | qcd | Pérdida de energía por conducción del emisor | | | | |
| 30 | | | al colector | | | | |
| 31 | | qra | Pérdida de energía en el emisor debida a radiación | | | | |
| 32 | | qe | Energía transportada del emisor al | | | | |
| 33 | | | colector por medio de electrones | | | | |
| 34 | | T0 | Temperatura del conductor eléctrico del emisor | | | | |
| 35 | | | en el extremo frío, en grados centígrados | | | | |
| 36 | | T0' | Temperatura del conductor eléctrico del emisor | | | | |
| 37 | | | en el extremo frío, en grados Kelvin | | | | |
| 38 | | DELtec | Diferencia de temperatura entre emisor y colector | | | | |
| 39 | | DELte0 | Diferencia de temperatura entre el extremo caliente y | | | | |
| 40 | | | el extremo frío en el conductor eléctrico del emisor | | | | |
| 41 | | Ae | Área del emisor | | | | |
| 42 | | rol | Resistividad eléctrica del conductor en el emisor | | | | |
| 43 | | #w | Calibre del conductor del emisor | | | | |
| 44 | | DIw | Diámetro del conductor del emisor | | | | |
| 45 | | Tav | Temperatura promedio entre el emisor y T0 | | | | |
| 46 | | Vl | Caída de voltaje en el conductor del emisor | | | | |
| 47 | | q'cd | Energía transferida del extremo caliente | | | | |
| 48 | | | al extremo frío del conductor del emisor | | | | |
| 49 | | Kla | Razón de la longitud sobre el área | | | | |
| 50 | | | para el conductor del emisor | | | | |
| 51 | | Al | Área del conductor del emisor | | | | |
| 52 | | l | Longitud del conductor del emisor | | | | |
| 53 | | qs | Energía total abastecida al emisor | | | | |
| 54 | | ETAT0 | Eficiencia inicial propuesta para la CTC | | | | |
| 55 | | ETAT | Eficiencia de la CTC | | | | |
| 56 | | Lw | Constante de Wiedermann-Franz-Lorenz | | | | |
| 57 | | Ql | Densidad de energía solar concentrada en la | | | | |
| 58 | | | superficie del emisor | | | | |

| | A | B | C | D | E | F | G |
|-----|------------------------------------|--|------------------|---|---|---|---|
| 59 | | | Datos de entrada | | | | |
| 60 | | | | | | | |
| 61 | Ta= | 21.9 | °C | | | | |
| 62 | T0= | 30 | °C | | | | |
| 63 | Tc= | 928 | K | | | | |
| 64 | Fie= | 2.8 | eV | | | | |
| 65 | Fic= | 1.7 | eV | | | | |
| 66 | Psc= | 4 | torr | | | | |
| 67 | w= | 0.0127 | cm | | | | |
| 68 | A0= | 120 | A | | | | |
| 69 | Kb= | 8.62E-05 | eV/°K | | | | |
| 70 | LMDAw= | 0.000124 | W/cm-°K | | | | |
| 71 | Lw= | 2.45E-08 | W-Ohm/K**2 | | | | |
| 72 | h= | 0.0025 | W/cm**2-K | | | | |
| 73 | EPSI= | 0.3 | | | | | |
| 74 | KSB= | 5.67E-12 | W/cm**2-K**4 | | | | |
| 75 | EMIE= | 0.3 | 1/°K**4-cm | | | | |
| 76 | EMIC= | 0.1 | 1/°K**4-cm | | | | |
| 77 | Ae= | 4 | cm**2 | | | | |
| 78 | rol= | 0.00005 | ohm-cm | | | | |
| 79 | #w= | 16 | | | | | |
| 80 | DIw= | 0.081 | cm | | | | |
| 81 | RL= | 0.0015 | Ohms | | | | |
| 82 | Qi | 175.29 | W/cm**2 | | | | |
| 83 | | | | | | | |
| 84 | Algoritmo en hoja de cálculo Excel | | | | | | |
| 85 | | | | | | | |
| 86 | Ta' | =273+B61 | | | | | |
| 87 | T0' | =273+B62 | | | | | |
| 88 | Te | =2100+B110 | | | | | |
| 89 | ETAt0 | =B109 | | | | | |
| 90 | Jsat | =B68*B88*B88*EXP(-B64/(B69*B88)) | | | | | |
| 91 | VL | =B94*B77*B81 | | | | | |
| 92 | Vd | =B64-B65-B91 | | | | | |
| 93 | Kes | =0.4248*LN(B92)+0.7165 | | | | | |
| 94 | J | =B93*B90 | | | | | |
| 95 | P | =B91*B94 | | | | | |
| 96 | IL | =B94*B77 | | | | | |
| 97 | PL | =B95*B77 | | | | | |
| 98 | qcd | =B70*(B88-B63)/B67 | | | | | |
| 99 | qra | =B74*(POTENCIA(B88,4)-POTENCIA(B63,4))*(1/(1/B75+1/B76-1)) | | | | | |
| 100 | qe | =B94*(B64+2*B69*B88) | | | | | |
| 101 | DELTe0 | =B88-B87 | | | | | |
| 102 | Tav | =(B88+B87)/2 | | | | | |
| 103 | Vl | =RAIZ(B71*B102*B101*B89/(1-0.5*B89)) | | | | | |
| 104 | q'cd | =B94*B103*(1-B89)/B89 | | | | | |
| 105 | Kla | =B103/(B94*B77*B78) | | | | | |
| 106 | Al | =3.1416*(B80*B80/4) | | | | | |
| 107 | l | =B105*B106 | | | | | |
| 108 | qs | =B98+B99+B100+B104 | | | | | |
| 109 | ETAt | =B95/B108 | | | | | |
| 110 | DELTeq | =B110+0.5*(B111-B108) | | | | | |
| 111 | qsf | =B82-(B72*(B88-B86)+B73*B74*(POTENCIA(B88,4)-POTENCIA(B86,4))) | | | | | |
| 112 | | | | | | | |
| 113 | | | | | | | |
| 114 | | | | | | | |
| 115 | | | | | | | |
| 116 | | | | | | | |

E.2 MODELO ELECTRICO DE UNA CTV***

```
2 1 0.45mA
4 5 0.019mA
1 3 4.5V
5 6 4.0V
4 7 4.99K
2 8 102K
0 1 0.01
9 5 0.01
4 1 0.035U IC=-4.5V
2 5 0.035U IC=-4.0V
5 1 5.9p IC=-0.5V
3 2 IDEAL
6 4 IDEAL
7 2 IDEAL
8 4 IDEAL
```

VOLTAJE DE BARRIDO***

```
9 0 0
```

INSTRUCCIONES DE CONTROL***

```
C VL -6 +6 0.05
LOT DC I(Rco)
MODEL IDEAL D(N=0.05)
PROBE
OPTIONS NOPAGE
END
```


E.3 INTERFAZ RESONANTE EN LA CONDICION DE AMORTIGUAMIENTO

MODELO ELECTRICO DE LA CT

```

Ies  2  1  1.46mA
Ics  4  5  0.0966mA
Ve   1  3  4.5V
Vc   5  6  4.2V
Re   4  7  3.068K
Rc   2  8  43.470K
Reo  1  9  0.01
Rco  0  5  0.01
Ce   1  4  0.035U      IC=4.5V
Cc   5  2  0.035U      IC=4.2V
Cce  5  1  5.9p        IC=-0.3V
D1   3  2  IDEAL
D2   6  4  IDEAL
D3   7  2  IDEAL
D4   8  4  IDEAL

```

CIRCUITO RESONANTE

```

Q1  14  13  0  BIPOLAR
C1  11  0  10U  IC=0.3V
C2  9  11  10U  IC=0V
L1  11  0  0.017H
L2  0  12  6.22H
RL  12  0  1000K
Rb  12  13  39K
K1  L1  L2  0.999

```

Fuente de voltaje como elemento de medicion de la corriente Ic

```
Vmc  9  14  0
```

INSTRUCCIONES DE CONTROL

```

.TRAN  0.0001  0.1  0  0.0001  uic ; *ipsp*
.MODEL IDEAL D(N=0.0005)
.MODEL BIPOLAR NPN (BF=220, CJC=16P, CJE=30P)
.PROBE
.OPTIONS NOPAGE
.PLOT TRAN V(12)
.END

```

E.4 INTERFAZ RESONANTE EN LA CONDICION DE OSCILACION

*MODELO ELECTRICO DE LA CT***

```

s 2 1 2.13mA
s 4 5 0.0966mA
1 3 4.5V
5 6 4.2V
4 7 2.110K
2 8 43.470K
o 1 9 0.01
o 0 5 0.01
1 4 0.035U IC=4.5V
5 2 0.035U IC=4.2V
e 5 1 5.9p IC=-0.3V
3 2 IDEAL
6 4 IDEAL
7 2 IDEAL
8 4 IDEAL

```

*CIRCUITO RESONANTE***

```

14 13 0 BIPOLAR
11 0 10U IC=0.3V
9 11 10U IC=0V
11 0 0.017H
0 12 6.22H
12 0 1000K
12 13 39K
L1 L2 0.999

```

*Fuente de voltaje como elemento de medicion de la corriente Ic***

c 9 14 0

*INSTRUCCIONES DE CONTROL***

```

TRAN 0.0001 0.1 0 0.0001 uic ; *ipsp*
ODEL IDEAL D(N=0.0005)
ODEL BIPOLAR NPN (BF=220, CJC=16P, CJE=30P)
ROBE
PTIONS NOPAGE
LOT TRAN V(12)
ND

```

E.5 RESPUESTA TRANSITORIA DE LA CELDA CT-2 A UNA CARGA CONMUTADA

MODELO ELECTRICO DE LA CELDA

| | | | | |
|-----|---|---|---------|----------|
| Ies | 2 | 1 | 0.896mA | |
| Ics | 4 | 5 | 0.186mA | |
| Ve | 1 | 3 | 4.5V | |
| Vc | 5 | 6 | 4.0V | |
| Re | 4 | 7 | 2.5K | |
| Rc | 2 | 8 | 10K | |
| Reo | 1 | 9 | 0.01 | |
| Rco | 0 | 5 | 0.01 | |
| Ce | 4 | 1 | 0.002U | IC=-4.5V |
| Cc | 2 | 5 | 0.002U | IC=-4.0V |
| Cce | 5 | 1 | 5.9p | IC=-0.5V |
| D1 | 3 | 2 | IDEAL | |
| D2 | 6 | 4 | IDEAL | |
| D3 | 7 | 2 | IDEAL | |
| D4 | 8 | 4 | IDEAL | |

MAGNITUD DE LA RESISTENCIA EMPLEADA COMO CARGA

RL 9 0 1000K

INSTRUCCIONES DE CONTROL

```
.TRAN 0.000001 0.0001 0 0.000001 uic ; *ipsp*
.MODEL IDEAL D(N=0.0005)
.PROBE
.OPTIONS NOPAGE
.PLOT TRAN V(9)
.END
```

E.6 MODELADO DE LA HISTERESIS PRESENTADA POR LA CELDA CT-3

*MODELO ELECTRICO DE LA CELDA***

```

s 2 1 0.4mA
s 4 5 1.8mA
e 1 3 4.5V
e 5 6 4.0V
e 4 7 2.5K
e 2 8 1.8K
co 0 1 0.01
co 9 5 0.01
e 4 1 0.002U IC=-4.5V
e 2 5 0.002U IC=-4.0V
ce 5 1 5.9p IC=-0.5V
L 3 2 IDEAL
L 6 4 IDEAL
L 7 2 IDEAL
L 8 4 IDEAL

```

*MODELO DEL PLASMA DE NITROGENO***

```

e 4 1 90U IC=-4.5
L 4 2 2.8K
ce 5 1 3.0K

```

*Elemento de carga***

```

L 10 9 1.0K

```

*Condiciones de barrido***

```

L 10 0 PWL(0,-4V 1,4V 2,-4V 3,4V 4,-4V 5,4V)

```

*INSTRUCCIONES DE CONTROL***

```

TRAN 0.01s 5s 0 0.01 uic
MODEL IDEAL D(N=0.0005)
PROBE
OPTIONS NOPAGE
PLOT TRAN V(9)
END

```

| | A | B | C | D | E | F | G |
|----|--|--|---|----------------|---|---|-----------|
| 1 | | | | | | | |
| 2 | E.7 ALGORITMO PARA CALCULAR LA CORRIENTE INVERSA EN | | | | | | |
| 3 | UNA CT CON BAJA FUNCIÓN DE TRABAJO EN EL COLECTOR | | | | | | |
| 4 | | | | | | | |
| 5 | | | | (I-INVERS.XLS) | | | |
| 6 | | | | | | | |
| 7 | Definición de parámetros | | | | | | |
| 8 | | | | | | | |
| 9 | | A | Área de los electrodos | | | | cm2 |
| 10 | | c | Velocidad de la luz | | | | m/s |
| 11 | | h | Constante de Planck | | | | J-s |
| 12 | | Ic | Corriente inversa generada por el colector | | | | A |
| 13 | | Kb | Constante de Boltzmann | | | | J/K |
| 14 | | Te | Temperatura del emisor | | | | K |
| 15 | | Nfe | Número de fotones emitidos por el emisor | | | | Fot./m2-s |
| 16 | | Nec | Número de electrones emitidos por el colector | | | | e/m2-s |
| 17 | | Nec/cm2 | Número de electrones emitidos por el colector/cm2 | | | | e/cm2-s |
| 18 | | qe | Carga del electrón | | | | C |
| 19 | | β | $1/(Kb*Te)$ | | | | J |
| 20 | | ϵ_{W} | Emisividad del tungsteno | | | | |
| 21 | | α_{M} | Absortancia del óxido de molibdeno | | | | |
| 22 | | λ | Longitud de onda | | | | m |
| 23 | | ϕ_{c} | Función de trabajo del colector | | | | eV |
| 24 | | | | | | | |
| 25 | Datos de entrada | | | | | | |
| 26 | | | | | | | |
| 27 | | A= | 2 | cm2 | | | |
| 28 | | c = | 299790000 | m/s | | | |
| 29 | | h = | 6.624E-34 | J-s | | | |
| 30 | | Kb = | 1.38E-23 | J/K | | | |
| 31 | | qe= | 1.60E-19 | C | | | |
| 32 | | Te = | 1680 | K | | | |
| 33 | | ϵ_{W} = | 0.4 | | | | |
| 34 | | α_{M} = | 0.8 | | | | |
| 35 | | ϕ_{c} = | 2.8 | eV | | | |
| 36 | | | | | | | |
| 37 | Algoritmo | | | | | | |
| 38 | | | | | | | |
| 39 | β | =1/(C30*C28) | | | | | |
| 40 | λ | =(C27*C26)/(C33*1.602E-19) | | | | | |
| 41 | Factor 1 | =(2*3.1416*C26)/(POTENCIA(B37,3)*POTENCIA(C27,3)*POTENCIA(C26,3)) | | | | | |
| 42 | Factor 2 | =EXP((-1*B37*C27*C26)/B38) | | | | | |
| 43 | Sumando1 | =(POTENCIA(B37,2)*POTENCIA(C27,2)*POTENCIA(C26,2))/POTENCIA(B38,2) | | | | | |
| 44 | Sumando2 | =(2*B37*C27*C26/B38) | | | | | |
| 45 | Factor 3 | =B41+B42+2 | | | | | |
| 46 | | | | | | | |
| 47 | Nfe | =B39*B40*B43 | | | | | |
| 48 | Nec | =C31*C32*B45 | | | | | |
| 49 | Nec/cm2 | =B46/10000 | | | | | |
| 50 | Ic | =(C25*B47)*C29 | | | | | |
| 51 | | | | | | | |
| 52 | | | | | | | |

Modelo matemático del sistema CTV-Interfaz Resonante

La figura F.1 muestra el acoplamiento de una interfaz resonante con el modelo eléctrico simplificado de una CTV; la interfaz mencionada es capaz de convertir la potencia de CD de la celda, en potencia de CA. Esta interfaz para entrar en operación requiere que se introduzca al capacitor C_1 una carga inicial positiva que, al ser transferida hacia la resistencia de carga, establece simultáneamente la condición necesaria para controlar la conmutación periódica del transistor. El modelo simplificado de la CTV, toma en cuenta únicamente, la magnitud del voltaje de circuito abierto V_{oc} y la resistencia interna R_i en el punto de operación.

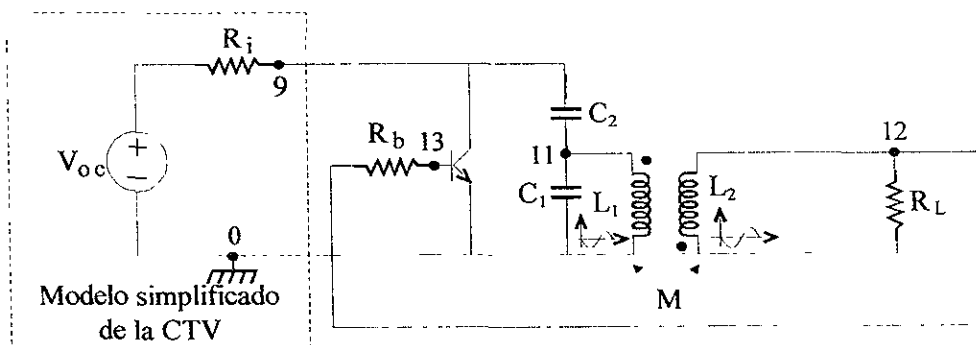


Fig. F.1 Circuito eléctrico resultante del acoplamiento de la interfaz resonante con el modelo simplificado de la CTV.

En la configuración propuesta para la interfaz, el emisor del transistor está conectado directamente a tierra; por lo tanto, la ganancia en corriente de esta etapa corresponde prácticamente al parámetro β , que se define como la razón de la corriente de colector entre la corriente de base¹. Tomando en consideración que en estas condiciones la ganancia es suficientemente alta ($\beta > 100$), el transistor opera en condiciones extremas, es decir; el transistor se comporta como impedancia infinita entre las terminales de colector y emisor cuando la corriente inyectada a la base es cero, y como cortocircuito entre las mismas terminales cuando la corriente introducida a la base del transistor es suficientemente grande; esto da lugar a que el sistema CTV-Interfaz resonante opere en los modos definidos por las figuras F.2 y F.3. En la figura F.2 se puede apreciar que no existe trayectoria de retroalimentación de la resistencia de carga hacia la base. En consecuencia, la carga inicial introducida al capacitor C_1 se transferirá, sin restablecimiento, hacia la resistencia de carga por medio del transformador conformado por las inductancias L_1 y L_2 ; al parámetro M se le conoce como inductancia mutua². Se espera en este caso que, tanto el voltaje como la corriente aplicada a la resistencia de carga serán de tipo senoidal, con una frecuencia igual a la frecuencia natural de oscilación del circuito $L_1 C_1$. En el segundo modo de operación la base del transistor queda conectada al voltaje presente en la resistencia de carga, esto ocurre

1. A. Sedra y K.C. Smith, *Dispositivos electrónicos y amplificación de señales*, Editorial Interamericana, México, D.F. 1987, pp. 433-434.
 2. W. H. Hayt, Jr. / J. E. Kemmerly, *Análisis de circuitos en ingeniería*, McGraw Hill, 1988, pp. 446-447

durante el ciclo positivo de la señal senoidal inducida en L_2 , proveniente del circuito L_1C_1 . En la figura F.3 la fuente de voltaje V_{be} representa la caída de voltaje en la unión base emisor, la cual tiene una magnitud aproximada de 0.7V; mientras que, V_s representa la caída de voltaje entre las terminales de colector y emisor del transistor en la condición de saturación, esta caída de voltaje es de 0.2V aproximadamente¹. R_s es la resistencia interna presente entre las terminales de colector y emisor cuando el transistor se encuentra en la condición de saturación.

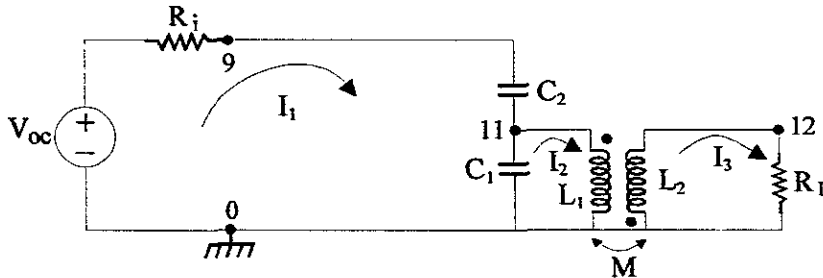


Fig. F.2 Circuito que modela al sistema CTV-Interfaz resonante cuando el transistor se encuentra en la condición de circuito abierto

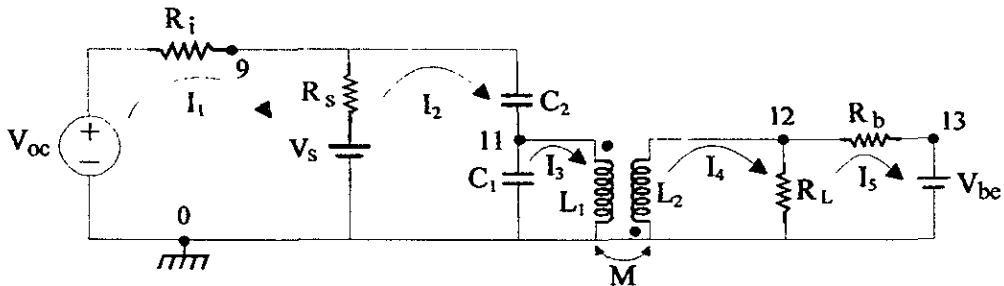


Fig. F.3 Circuito que modela al sistema CTV-Interfaz resonante cuando el transistor se encuentra en la condición de cortocircuito.

Modelo matemático

Modo de circuito abierto

Aplicando la ley de Kirchhoff de voltaje a las 3 mallas presentes en el circuito de la figura F.2, y trasladando las ecuaciones al dominio de la frecuencia², se obtiene el siguiente sistema de ecuaciones:

$$\left(R_i + \frac{1}{sc_2} + \frac{1}{sc_1} \right) I_1(s) - \frac{1}{sc_1} I_2(s) = \frac{V_{oc} - V_{c1}(0^-)}{s} \quad (F.1)$$

$$-\frac{1}{sc_1} I_1(s) + \left(\frac{1}{sc_1} + L_1s \right) I_2(s) + MsI_3(s) = \frac{V_{c1}(0^-)}{s} \quad (F.2)$$

$$MsI_2(s) + (sL_2 + R_L) I_3(s) = 0. \quad (F.3)$$

Modo de cortocircuito

De manera similar, aplicando la ley de Kirchoff de voltaje a las cinco mallas presentes en el circuito de la figura F.3, se obtiene el siguiente sistema de ecuaciones.

$$(R_1 + R_s)I_1(s) + R_s I_2(s) = \frac{V_{oc} - V_s}{s} \quad (F.4)$$

$$-R_s I_1(s) + \left(R_s + \frac{1}{sc_1} + \frac{1}{sc_2} \right) I_2(s) - \frac{1}{sc_1} I_3(s) = \frac{V_s - V_{C2}(0^-) - V_{C1}(0^-)}{s} \quad (F.5)$$

$$-\frac{I_2(s)}{sc_1} + \left(\frac{1}{sc_1} + L_1 s \right) I_3(s) + M s I_4(s) = -\frac{V_{C1}(0^-)}{s} + L_1 i(0^-) \quad (F.6)$$

$$M s I_3(s) + (sL_2 + R_L) I_4(s) = L_2 i_{L2}(0^-) \quad (F.7)$$

$$-R_L I_4(s) + (R_L + R_b) I_5(s) = -\frac{V_{be}}{s} \quad (F.8)$$

En ambos sistemas de ecuaciones, $V_{C1}(0^-)$ y $V_{C2}(0^-)$ son las condiciones iniciales en los capacitores C_1 y C_2 respectivamente. La solución de ambos sistemas de ecuaciones se puede efectuar empleando alguno de los programas comerciales conocidos, como es el caso de MATLAB¹. La solución de estos sistemas de ecuaciones para condiciones iniciales definidas permitirá conocer la corriente en cada uno de los elementos de ambos circuitos. El voltaje en cada uno de los elementos que intervienen en ambos circuitos se puede determinar empleando las ecuaciones que relacionan el voltaje con la corriente para cada elemento². Una vez conocidas estas dos variables se puede determinar la potencia consumida en los elementos de interés.

1. MATLAB es marca registrada de The MathWorks, Inc.

2. W. H. Hayt, Jr. / J. E. Kemmerly, *Análisis de circuitos en ingeniería*, McGraw Hill, 1988, pp. 26-28, 121-137.

Características de las bombas de vacío

Bomba mecánica Leybold-Heraeus modelo DUO 016 B

| | |
|---|----------------------------|
| Brida de entrada | DN 25 KF |
| Brida de salida | DN 25 KF |
| Capacidad promedio de bombeo a 50 Hz | 18 m ³ / hora |
| 60 Hz | 21.6 m ³ / hora |
| Última presión con balastra de gas | $< 2 \times 10^{-3}$ mbar |
| Máxima presión de entrada de vapor de agua tolerable | 60 mbar. |
| Temperatura de operación | 80 °C |
| Volumen de aceite | 1.7 l |
| Potencia de entrada | 420 VA. |

Bomba turbomolecular Alcatel modelo ATP 150

| | |
|---------------------------------------|--------------------------|
| Velocidad de bombeo para: | l /s |
| N ₂ | 140 |
| He | 100 |
| H ₂ | 80 |
| Razón de compresión para: | |
| N ₂ | $7 \times 10^{+8}$ |
| He | $1.2 \times 10^{+4}$ |
| H ₂ | $1 \times 10^{+3}$ |
| Velocidad de rotación | 27 000 rpm |
| Velocidad reducida | desde 6000 rpm |
| Nivel de sonido | ≤ 53 dBA |
| Tiempo de arranque (0 a 27000) | 2 minutos |
| Presión última | 5×10^{-10} mbar |
| Máxima presión en la entrada | 1×10^{-1} mbar |
| Máxima presión en la salida | 1×10^{-1} mbar |
| Temperatura máxima del ambiente | 50 °C |
| Temperatura de horneado de la bomba | 100 °C |

Bomba iónica Leybold-Heraeus IZ 230

| | | |
|-----------------------------|-----------|-----|
| Aire | 230 | 1/s |
| Hidrógeno | 345 a 460 | “ |
| Nitrógeno | 230 | “ |
| Oxígeno | 230 | “ |
| Monóxido de carbono | 184 a 230 | “ |
| Dióxido de carbono | 184 a 230 | “ |
| Vapor de agua | 184 | “ |
| Hidrocarburos ligeros | 138 a 184 | “ |
| Argón | 57.5 | “ |
| Helio | 69 | “ |

Unidad de suministro de poder NIZ 3

| | |
|---|---------------------------|
| Voltaje principal, 50 Hz..... | 220 V |
| Voltaje sin carga..... | -6.2 KV |
| Corriente de corto circuito..... | 500 mA |
| Interruptor de seguridad automático..... | 1.3×10^{-4} mbar |
| Voltaje de salida para lectura de presión en forma logarítmica..... | 10 mV. |

Bomba de sublimación de titanio Leybold-Heraeus V-150

Velocidad de bombeo para:

| | |
|--|-------------------------------|
| nitrógeno | 1200 litros./seg |
| hidrógeno | 2400 “ |
| Consumo de nitrógeno líquido durante enfriamiento continuo | 1.5 litros./hora |
| Ultima presión alcanzada | $\leq 5 \times 10^{-11}$ mbar |

Unidad de suministro de poder NV 11

| | |
|--------------------------------------|-----------------------------------|
| Suministro principal | 220 V, 50 / 60 Hz. |
| Corriente del sublimador | 0 a 55 A. |
| Voltaje del sublimador | 0 a 8 V. |
| Tiempo de evaporación | 5 s a 5 min. |
| Intervalo de tiempo, ajustable | 1 min. A 6 horas |
| Interruptor | ETA(electrotérmico/ magnético) |

Cantidad de fotones emitidos por un cuerpo caliente

Se sabe que un cuerpo en estado incandescente emite fotones con una distribución espectral, que se aproxima a la ecuación desarrollada por Planck¹ para un cuerpo negro. Esta expresión se puede escribir como:

$$I_{BB}(\lambda ; T)d\lambda = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \frac{d\lambda}{e^{\beta hc/\lambda} - 1}, \quad (\text{H.1})$$

en donde:

$I_{BB}(\lambda ; T)$ es la densidad de potencia emitida por un cuerpo negro a temperatura T en el intervalo $d\lambda$ (W/m^2).

λ es la longitud de onda del fotón emitido (m)

c es la velocidad de la luz (m/s)

h es la constante de Planck y,

$\beta = 1/kT$ (J^{-1}), en donde k es la constante de Boltzmann

Entonces, la cantidad de fotones emitidos por unidad de área y por unidad de tiempo en el intervalo $d\lambda$, se puede determinar, si se divide la densidad de potencia emitida en este intervalo diferencial, entre la energía hc/λ que tiene un fotón con longitud de onda λ . En otras palabras:

$$\left. \frac{\text{No. de fotones emitidos}}{\text{m}^2\text{s}} \right|_{d\lambda} = \frac{\frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \frac{d\lambda}{e^{\beta hc/\lambda} - 1}}{h \frac{c}{\lambda}}. \quad (\text{H.2})$$

Esta expresión se puede simplificar si se trabaja en la parte alta del espectro ($\lambda > 4000$ Å). En estas condiciones $e^{\beta hc/\lambda} \gg 1$, por lo tanto:

$$\left. \frac{\text{No. de fotones emitidos}}{\text{m}^2\text{s}} \right|_{d\lambda} \cong \frac{2\pi c}{\lambda^4} e^{-\beta hc/\lambda} d\lambda. \quad (\text{H.3})$$

La cantidad total de fotones emitidos en el intervalo $\langle \lambda_0, \lambda_f \rangle$, se obtiene integrando la expresión H.3 entre λ_0 y λ_f .

La solución que se obtiene para dicha integral, aplicando la fórmula correspondiente¹ y haciendo un cambio de variable es:

$$2\pi c \int \frac{e^{-\beta hc/\lambda}}{\lambda^4} d\lambda = \frac{2\pi c}{(\beta hc)^3} \left[e^{-\beta hc/\lambda} \left(\frac{\beta^2 h^2 c^2}{\lambda^2} + \frac{2\beta hc}{\lambda} + 2 \right) \right]. \quad (\text{H.4})$$

Cuando se evalúa esta expresión en el intervalo $\langle \lambda_0, \lambda_f \rangle$ para $\lambda_0 = 0$, se obtiene que:

$$\frac{\text{No. de fotones emitidos}}{\text{m}^2 \text{s}} \Big|_{\lambda_0}^{\lambda_f} = \frac{2\pi c}{(\beta hc)^3} \left[e^{-\beta hc/\lambda_f} \left(\frac{\beta^2 h^2 c^2}{\lambda_f^2} + \frac{2\beta hc}{\lambda_f} + 2 \right) \right] \quad (\text{H.5})$$

Esta expresión específica, cuantos fotones está emitiendo un cuerpo caliente por unidad de área y por unidad de tiempo; con una energía mayor o igual que hc/λ_f .

Depósito electroquímico y voltametría cíclica

Como se sabe en electroquímica, una celda electroquímica está constituida por dos electrodos y un electrolito entre ellos. Uno de los electrodos es inerte y el otro, es un electrodo de trabajo. El electrolito se caracteriza por la existencia tanto de cargas positivas como de cargas negativas en igual cantidad. Cuando se aplica una diferencia de potencial del orden de 1 volt, entre los electrodos de esta celda, las cargas eléctricas negativas son arrastradas hacia el ánodo (electrodo positivo), y las cargas positivas hacia el cátodo (electrodo negativo). De esta forma reconocemos que, mientras en uno de los electrodos se llevan a cabo reacciones de oxidación (pérdida de electrones por átomos o iones), en el otro ocurren reacciones de reducción (ganancia de electrones por átomos o iones), respectivamente.

Cuando se efectúa el transporte de cargas en la celda, hacia el interior del volumen del electrodo químicamente inerte, ningún compuesto estequiométrico es formado, mientras que, el electrodo de trabajo es modificado químicamente por la incorporación de cargas eléctricas (iones y electrones) para formar un compuesto estequiométrico. Es decir, sobre este electrodo crece una película delgada de material. Al electrodo inerte también se le conoce como contraelectrodo.

En caso de establecer un voltaje alterno entre los electrodos, como lo sería una onda triangular, a esta técnica se le denomina entonces, voltametría cíclica. En voltametría cíclica las curvas I-V caracterizan los procesos de depósito electroquímico. La figura I.1 reproduce el voltamograma cíclico del platino.

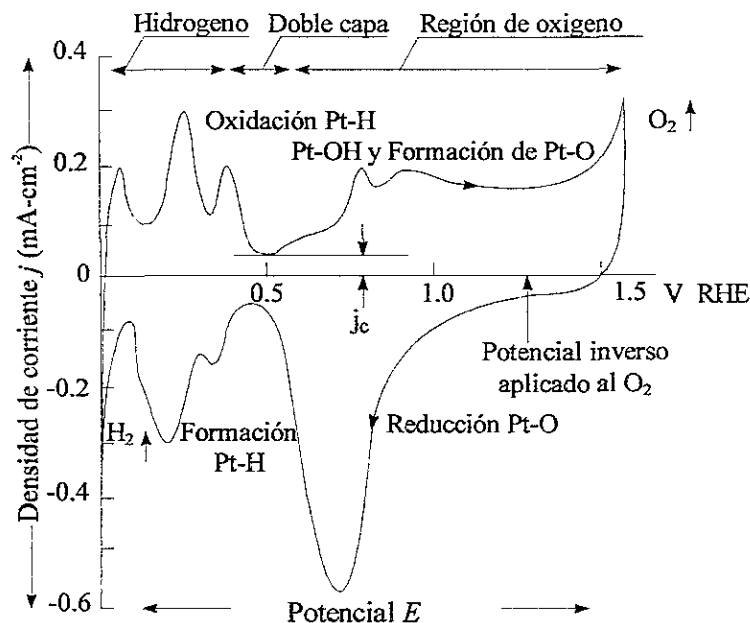
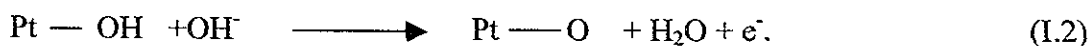


Fig. I.1 Voltamograma cíclico del platino policristalino en 1 M KOH.

El electrolito empleado en este caso, es una solución acuosa de KOH a 1M (molar). En esta solución se tienen cargas de K^+ y OH^- , las cuales por la acción del campo eléctrico son arrastradas hacia el cátodo y ánodo respectivamente. Se considera que la polaridad del voltaje aplicado cambia conforme a la onda triangular aplicada. En particular, el movimiento y reacción química del OH^- en la superficie del electrodo de trabajo es lo que interesa. Siguiendo los cambios en la figura I.1, a partir de los +450 mV, entre este potencial y los 550 mV, la única corriente (J) que fluye, es la requerida para cargar la doble capa de electrolito; es decir, una capa de carga eléctrica se forma en la superficie del electrodo pero del lado de la solución y está formada por acumulación de iones con carga opuesta a la del electrodo. Por otra parte, dentro del electrodo se forma una capa con la carga correspondiente a la polaridad del electrodo y una capa más con la carga de signo contrario correspondiente a la solución, y muy próximas una de la otra. La capa doble se asemeja a un capacitor, al cual se le denomina C_d . Por arriba de 550 mV comienza la quimisorción del óxido, a través del proceso siguiente:



donde Pt—OH representa un enlace. Aproximadamente arriba de los 800 mV se completa la reacción de oxidación



Arriba de 1600 mV, la evolución de oxígeno (producción de oxígeno), es más pronunciada y, a más altos niveles de voltaje se forma una fase de óxido abultado, con una cantidad mayor que una monocapa en la superficie del platino. Conforme el potencial comienza a decrecer, cualquier átomo de oxígeno en fase gaseosa y presente en la vecindad del electrodo es reducido (ganancia de electrones) junto con la capa de óxido quimisorbido (aproximadamente a 700 mV en la trayectoria de retorno). A potenciales todavía más bajos, existe una pequeña región de capa doble seguida por la deposición de un hidruro, esto se expresa como:



Finalmente, cerca del potencial termodinámico (potencial redox), para el par H_2/H_2O , existe una fuerte evolución (producción) de hidrógeno el cual puede ser re-oxidado una vez que la dirección del voltaje (potencial) es nuevamente invertido. De manera general se encuentra que: un incremento de voltaje da lugar al proceso de oxidación (parte superior de la curva) del electrodo de trabajo; mientras que, una disminución (inversión del sentido del potencial) origina un proceso de reducción. Las curvas I-V asemejan una curva de histéresis; es decir, la trayectoria de la curva durante el incremento de voltaje no es la misma que cuando se invierte la dirección (decrecimiento). En electroquímica es común modelar las curvas I-V por medio de un circuito eléctrico en el que se incluye: la capacitancia de las capas dobles de carga y la impedancia interna de la celda.