

Universidad Autónoma de San Luis Potosí



Facultad de Ingeniería



***“Análisis, Modelado y Simulación del Proceso de Maquinado por Descarga Eléctrica en Agua”***

**TESIS**

Para obtener el grado de

**Doctor en Ingeniería Mecánica  
con Orientación Terminal en Termofluidos**

Presenta

**M.I. Agustín Márquez Escobar**

Asesor

**Dr. Hugo Iván Medellín Castillo**

Co-Asesor

**Dr. Dirk Frederik de Lange**

San Luis Potosí, S.L.P. Febrero de 2019





Universidad Autónoma  
de San Luis Potosí

21 de junio de 2018

**M.I. AGUSTÍN MÁRQUEZ ESCOBAR  
P R E S E N T E**

En atención a su solicitud de Temario, presentada por los **Dres. Hugo Iván Medellín Castillo y Dirk Frederik De Lange** Asesor y Co-asesor de la Tesis que desarrollará Usted, con el objeto de obtener el Grado de **Doctor en Ingeniería Mecánica**, me es grato comunicarle que en la Sesión del H. Consejo Técnico Consultivo celebrada el día 21 de junio del presente año, fue aprobado el Temario propuesto:

**TEMARIO:**

**“Análisis, Modelado y Simulación del Proceso de Maquinado por Descarga Eléctrica en Agua”**

- Introducción.
1. Principios básicos del proceso de electroerosión y antecedentes teóricos
  2. Modelado termo físico del proceso de electroerosión
  3. Modelado multifísico del proceso de electroerosión
  4. Análisis y discusión de resultados
- Conclusiones  
Referencias  
Anexos

**“MODOS ET CUNCTARUM RERUM MENSURAS AUDEBO”**

**A T E N T A M E N T E**



**M. I. JORGE ALBERTO PÉREZ GONZÁLEZ**  
**DIRECTOR**  
UNIVERSIDAD AUTÓNOMA  
DE SAN LUIS POTOSÍ  
FACULTAD DE INGENIERÍA  
DIRECCIÓN



**FACULTAD DE  
INGENIERÍA**

Av. Manuel Nava 8  
Zona Universitaria • CP 78290  
San Luis Potosí, S.L.P.  
tel. (444) 826 2330 al39  
fax (444) 826 2336  
www.uaslp.mx

Copia. Archivo  
\*etn.



# Resumen

---

El proceso de maquinado por descarga eléctrica (EDM por sus siglas en inglés), también conocido como electroerosión, es un proceso de manufactura no convencional ampliamente utilizado para maquinar materiales duros, difíciles de maquinar por los métodos convencionales de corte. En el proceso EDM el maquinado de la pieza de trabajo se efectúa mediante el efecto erosivo de las chispas que se generan por descargas eléctricas entre la herramienta y la pieza de trabajo en presencia de un fluido dieléctrico. El proceso EDM difiere de las operaciones tradicionales de maquinado dado que no existe contacto mecánico entre la herramienta y la pieza de trabajo. Además, materiales de cualquier dureza pueden ser maquinados mediante el proceso EDM, siempre y cuando el material tenga una buena conductividad eléctrica. Hay dos variantes del proceso EDM: electroerosión por penetración (proceso EDM tradicional) y la electroerosión por hilo (WEDM, por sus siglas en inglés). Debido a la complejidad física de este proceso, desde los años setentas se han propuesto diversos modelos simplificados para describir el fenómeno electro-térmico y el desempeño del proceso EDM; sin embargo, su completo entendimiento es aún limitado.

El objetivo del presente trabajo de investigación es desarrollar un modelo numérico confiable y realista del proceso de electroerosión utilizando agua como dieléctrico, el cual proporcione con buena precisión los flujos de calor a los electrodos y al plasma. Se evalúa tanto la remoción de material (*MRR* por sus siglas en inglés) y el tamaño del cráter ( $r_c$ ), obtenida a partir del modelo numérico con los resultados experimentales encontrados en la literatura, para distintas condiciones de operación del proceso (corriente aplicada y duración de la descarga).

El modelo termo-físico desarrollado del proceso EDM analiza la influencia de diversos factores como son el calor específico, el calor latente (CP), la fuente distribución espacial de calor (F), y la forma del pulso temporal (G), para analizar el rendimiento del proceso EDM. Los resultados han puesto de manifiesto que las variaciones del modelo conducen a diferencias significativas en la *MRR* y el radio de cráter. La incorporación del calor latente posee un efecto muy significativo. El tipo de fuente de distribución de calor aumenta tanto el radio del cráter y la *MRR*. Y se concluye que la forma del pulso temporal tiene un efecto marginal en los resultados.

El modelo numérico desarrollado del canal/burbuja de plasma permite obtener los flujos de energía que se depositan en cada electrodo y la energía requerida para expandir el canal. También permite distinguir las tres regiones que se forman durante la descarga en el dieléctrico (plasma, burbuja vapor/gas y la zona de transición). Con la energía que se depositan en cada electrodo se obtiene la fracción de energía utilizada para remover el material, la cual no es constante durante toda la descarga, sino que aumenta con la duración del pulso.



## Agradecimientos

---

*Ante todo quiero agradecer primero a Dios padre el haberme permitido llegar hasta este momento de mi vida, así como el haberme concedido realizar este trabajo.*

*A mi familia que gracias a sus consejos y palabras de aliento crecí como persona. A mis padres y hermana por su apoyo, confianza y amor. Gracias por ayudarme a cumplir mis objetivos como persona y estudiante. A mi padre por estar a mi lado apoyándome y aconsejándome siempre. A mi madre por hacer de mí una persona a través de sus consejos, enseñanzas y amor. A mi hermana por estar siempre presente cuidándome y brindándome aliento.*

*A todos los profesores que participaron en mi formación en mis estudios de posgrado. A mi asesor de tesis el Dr. Hugo Iván Medellín Castillo y co-asesor el Dr. Dirk Frederik de Lange por sus sugerencias, consejos, por su tiempo, por su dedicación y por ser los principales responsables para que este proyecto llegue a un feliz término.*

*A mis compañeros, por su amistad y compartir conmigo sus conocimientos y habilidades.*

*Gracias a todos.*





## Dedicatoria

---

*El presente trabajo lo dedico a mis padres, que siempre se han preocupado por la educación de sus hijos, que con su ejemplo de trabajo, forjaron en mi hermana y en mí, un espíritu de lucha y superación.*

*María Virginia Escobar Roque*

*Agustín Márquez Gómez*



# Contenido

---

Resumen.....	iii
Agradecimientos .....	v
Dedicatoria .....	vii
Contenido.....	ix
Lista de Figuras.....	xi
Lista de Tablas .....	xv
Nomenclaturas.....	xvii
Introducción .....	1
Planteamiento del proyecto de tesis .....	4
Objetivo general.....	4
Objetivos específicos.....	4
Estructura de la tesis.....	4
Capítulo 1.    Principios básicos del proceso de electroerosión y antecedentes teóricos.....	7
1.1    Proceso EDM .....	7
1.2    Antecedentes del proceso de electroerosión EDM .....	9
1.3    Modelado termo-físico del proceso de electroerosión EDM.....	12
1.4    Modelado alterno del proceso de electroerosión EDM.....	16
1.5    Parámetros del proceso de electroerosión EDM .....	18
1.5.1    Material.....	18
1.5.2    Polaridad .....	19
1.5.3    Fluido Dieléctrico.....	20
1.6    Parámetros relacionados al desgaste de la pieza de trabajo.....	21
1.7    Maquinado EDM en agua.....	21
1.8    Canal de plasma formado en el proceso EDM .....	23
Capítulo 2.    Modelado termo físico del proceso de electroerosión .....	25
2.1    Modelos Termo-Físicos y sus consideraciones.....	25
2.2    Desarrollo del modelo termo físico del proceso EDM .....	28
2.2.1    Ecuación de calor .....	28
2.2.2    Modelo numérico.....	29
2.2.3    Calor latente.....	31

2.2.4	Fuente de calor.....	32
2.2.5	Evaluación del desempeño.....	32
2.3	Simulación y variaciones del modelo termo-físico.....	33
2.3.1	Calor latente.....	33
2.3.2	Distribución de fuente de calor.....	34
2.3.3	Forma del pulso de descarga.....	34
2.4	Validación de la simulación FEM.....	35
2.5	Resultados y discusión .....	35
2.6	Influencia de calor latente .....	38
2.7	Influencia de la distribución espacial de la fuente de calor .....	39
2.8	Influencia de la forma del pulso de descarga.....	41
2.9	Influencia de $F_c$ .....	43
2.10	Discusión general .....	44
Capítulo 3.	Modelado multifísico del proceso de electroerosión .....	45
3.1	Introducción .....	45
3.2	Modelo del plasma del proceso EDM .....	46
3.3	Modelo teórico para el canal/burbuja de plasma formado en el proceso EDM.....	64
3.4	Análisis y discusión del modelo del canal/burbuja de plasma.....	67
Capítulo 4.	Análisis y discusión de resultados .....	85
4.1	Discusión de resultados modelado numérico.....	85
4.2	Experimentación .....	102
4.3	Análisis y discusión del trabajo experimental .....	106
Conclusiones	.....	113
Contribuciones	.....	114
Trabajo futuro	.....	115
Referencias	.....	117

# Lista de Figuras

---

Figura 1.1. Descripción del proceso de electroerosión EDM, (a) inicio de la descarga, (b) ionización del dieléctrico, (c) formación del canal de plasma, (d) fundición de material, (e) colapso canal, (f) remoción de material fundido [2].	8
Figura 1.2. Diagrama esquemático del proceso EDM.	8
Figura 1.3. Circuito RC desarrollado por los esposos Lazarenko.	9
Figura 1.4. Máquina de descarga eléctrica con electrodo de forma EDM: (a) proceso EDM y, (b) chispa formada y el material removido durante el proceso EDM [2].	10
Figura 1.5 Máquina de descarga eléctrica por hilo (WEDM).	11
Figura 1.6. Modelo de DiBitonto et al. [9].	13
Figura 1.7. (a) Modelo de Van Dijck semi-infinito [10] , (b) Modelo de Van Dijck finito [11].	13
Figura 1.8. Modelo de Beck [12].	14
Figura 1.9. Modelo Jilani y Pandey[13].	14
Figura 1.10. Modelo de Yeo et al. [5].	15
Figura 1.11. Modelo de Joshi y Pande [15].	15
Figura 1.12. Área de metal removido debida a la deflexión de la trayectoria del centro del hilo.	17
Figura 1.13. Clasificación de los plasmas de acuerdo a su densidad y temperatura [38].	23
Figura 2.1. Representación axi simétrica bidimensional y condiciones de frontera del modelo numérico del proceso EDM.	30
Figura 2.2. Comportamiento de las tres variantes del calor específico utilizado en el modelo FEM.	32
Figura 2.3. Forma del pulso de descarga.	34
Figura 2.4. Comparación entre los resultados experimentales, analíticos y numéricos para la MRR y $r_c$ vs la descarga de energía respectivamente. Los resultados numéricos muestran la influencia de las variaciones implementadas del calor específico (CP1, CP2 Y CP3).	36
Figura 2.5. Comparación entre los resultados experimentales, analíticos y numéricos para la MRR y $r_c$ vs la potencia absorbida (flujo de calor) respectivamente. Los resultados numéricos muestran la influencia de las variaciones implementadas del calor específico (CP1, CP2 Y CP3).	37
Figura 2.6. Comparación de la eficiencia energética (eficiencia de remoción) calculada con la ecuación (12), para los resultados experimentales, analíticos y numéricos vs la potencia absorbida por la pieza. Los resultados numéricos muestran la influencia de las variaciones de implementar el calor específico (CP1, CP2 y CP3).	38
Figura 2.7. Comparación entre los resultados experimentales, analíticos y numéricos de la MRR y radio del cráter ( $r_c$ ) vs la potencia absorbida (flujo de calor) respectivamente.	39
Figura 2.8. Comparación entre los resultados experimentales, analíticos para el radio del cráter ( $r_c$ ), la profundidad del cráter y la relación de aspecto (%) vs la potencia absorbida respectivamente. Los resultados numéricos muestran la influencia de la variación de la distribución espacial de la fuente (F1, F2 y F3), manteniendo el mismo calor específico CP3 y el pulso de encendido/apagado G1.	40
Figura 2.9. Geometría del cráter a) Fuente puntual CP3F1G1, b) Fuente en forma de disco uniforme CP3F2G1, c) Fuente gaussiana CP3F3G1. Para $I=20$ A, $t_d=56\mu s$ , $t_{off}=3.2\mu s$ y $r_c=38\mu m$ .	41
Figura 2.10. Influencia de la forma temporal del pulso G1 y G2 en términos de la eficiencia de remoción vs la potencia absorbida.	42
Figura 2.11. Comparación entre los resultados experimentales, analíticos para la MRR vs energía de descarga.	43
Figura 3.1. Representación del dominio del plasma formado durante el proceso de EDM, indicando el flujo de energías.	46
Figura 3.2. Comportamiento de la función $flc2hs(T)$ definida para $-10^{-9} < x < 10^{-9}$ .	51

Figura 3.3. Volumen de control diferencial infinitesimal para la zona de transferencia de vapor/líquido, líquido/vapor. ....	52
Figura 3.4. Dependencia de la temperatura de la conductividad eléctrica del dieléctrico (agua). ....	53
Figura 3.5. Transición lineal correspondiente al tipoF=0, tipoF=1 y tipoF=2 y transición cuadrática y logarítmica correspondiente al tipoF=3. ....	54
Figura 3.6. Conductividad térmica $k_{termica}(T)$ vs temperatura para un plasma formado con agua [80]. ....	57
Figura 3.7 Jet con forma de boquilla plana propuesto para la transferencia de calor por convección entre la burbuja e interfaz. ....	58
Figura 3.8. Temperatura de la burbuja para el modelo numérico y teórico para $I=12.8$ A, $V=25$ V y $t_d=42$ $\mu$ seg. ....	65
Figura 3.9. Radio de la burbuja y plasma del modelo numérico y teórico para $I=12.8$ A, $V=25$ V y $t_d=42$ $\mu$ seg. ....	66
Figura 3.10. Flujo de calor generado para $I=12.8$ A, $V=25$ V y $t_d=42$ $\mu$ seg. ....	67
Figura 3.11. Masa de vapor para el caso tipoF=1 de la Tabla 3.1. ....	68
Figura 3.12. Masa de vapor para los casos tipoF=0 y tipoF=2 de la Tabla 3.1. ....	69
Figura 3.13. Masa de vapor para el caso tipoF=3 de la Tabla 3.1. ....	70
Figura 3.14. Términos del balance de energía para el volumen de control del plasma. ....	71
Figura 3.15. Porcentaje de los flujos de energía para el volumen de control del plasma. ....	71
Figura 3.16. Temperatura plasma ( $T_p$ ) y burbuja ( $T_b$ ) del modelo tipo F=1 correspondiente a la ecuación (3.34), para $d=1 \times 10^{-9}$ y $n=0.9$ . ....	72
Figura 3.17. Acercamiento del pico de la temperatura plasma del modelo tipo F=1 para $T_{ref} = 10000$ K. ....	73
Figura 3.18. Temperatura plasma ( $T_p$ ) y burbuja ( $T_b$ ) del modelo tipo F=2 correspondiente a la ecuación (3.34), para $d=1 \times 10^{-9}$ y $\sigma=0.9$ . ....	74
Figura 3.19. Acercamiento del pico de la temperatura plasma del modelo tipoF=2 para $T_{ref} = 10000$ K. ....	75
Figura 3.20. Radio del canal de plasma del modelo tipoF=1 correspondiente a la ecuación (3.34), para $n=0.9$ . ....	76
Figura 3.21. Radio del canal de plasma del modelo tipo F=2 correspondiente a la ecuación (3.35), para $\sigma=0.1$ . ....	77
Figura 3.22. Temperatura plasma ( $T_p$ ) para el modelo tipoF=3 correspondiente a la ecuación (3.36). ....	78
Figura 3.23. Radio canal del plasma para el modelo tipoF=3 correspondiente a la ecuación (3.36). ....	79
Figura 3.24. Transferencia de calor global del plasma a la burbuja para diferentes velocidades de flujo. ....	81
Figura 3.25. Radio del canal de plasma predicho por el modelo numérico vs radio canal plasma ecuaciones empíricas de Ikai y Hashigushi [90] y Lou [91], para diferentes velocidades de enfriamiento $v_s$ y diferentes coeficientes de emisividad $\epsilon$ . ....	82
Figura 3.26. Temperatura del canal de plasma y la burbuja, [91], para diferentes velocidades de enfriamiento $v_s$ y diferentes coeficientes de emisividad $\epsilon$ . ....	83
Figura 3.27. Colapso de la burbuja de gas formada alrededor del plasma durante el proceso EDM. ....	84
Figura 4.1. Fracción de energía de descarga efectiva modelo tipoF=1 para los casos experimentales de la Tabla 4.1 y $v_s= 340$ m/s y $T_{ref}=12500$ K. ....	86
Figura 4.2. Fracción de energía de descarga efectiva modelo tipoF=2 para los casos experimentales de la Tabla 4.1 y $v_s= 340$ m/s y $T_{ref}=12500$ K. ....	87
Figura 4.3. Temperatura alcanzada en el plasma ( $T_p$ ) para el modelo tipoF=1 y $v_s= 340$ m/s y $T_{ref}=12500$ K. ....	88
Figura 4.4. Temperatura alcanzada en el plasma ( $T_p$ ) para el modelo tipoF=2 y $v_s= 340$ m/s y $T_{ref}=12500$ K. ....	89
Figura 4.5. Fracción de energía de descarga efectiva modelo tipoF=1 para los casos experimentales de la Tabla 4.1 y $v_s= 340$ m/s. ....	90
Figura 4.6. Fracción de energía de descarga efectiva modelo tipoF=2 para los casos experimentales de la Tabla 4.1 y $v_s= 340$ m/s. ....	91
Figura 4.7. Fracción de energía de descarga efectiva modelo TipoF=1 para los casos experimentales de la Tabla 4.1 y $v_s = 3400$ m/s. ....	92

Figura 4.8. Temperatura alcanzada en el plasma $T_p$ para el modelo tipoF=1 para los casos experimentales de la Tabla 4.1 y $v_s = 340$ ms. ....	93
Figura 4.9. Temperatura alcanzada en la burbuja $T_b$ para el modelo tipoF=1 para los casos experimentales de la Tabla 4.1 y $v_s = 340$ ms .....	94
Figura 4.10. Temperatura alcanzada en el plasma ( $T_p$ ) para el modelo tipoF=2 para los casos experimentales de la Tabla 4.1 y $v_s= 340$ m/s. ....	95
Figura 4.11 Temperatura alcanzada en la burbuja ( $T_b$ ) para el modelo tipoF=2 para los casos experimentales de la Tabla 4.1 y $v_s= 340$ m/s .....	96
Figura 4.12. Radio de la fuente vs duración de la descarga para el modelo tipoF=1. ....	97
Figura 4.13. Radio de la fuente vs duración de la descarga para el modelo tipoF=2. ....	98
Figura 4.14. Comparación del radio del crater para diferentes corrientes de descarga. ....	99
Figura 4.15. Comparación de la tasa de remoción de material para diferentes corrientes de descarga. ....	100
Figura 4.16. Comparación entre los resultados experimentales y los modelos numéricos para la $MRR$ y $r_c$ vs la potencia absorbida (flujo de calor). ....	101
Figura 4.17. Máquina de electroerosión EDM. ....	103
Figura 4.18. Circuito RC generador de la descarga eléctrica en el proceso EDM. ....	103
Figura 4.19. Piezas de trabajo después del maquinado (acero AISI 1020). ....	103
Figura 4.20. Probeta utilizada para el trabajo experimental. ....	104
Figura 4.21. Timer multivibrador monoestable implementado en la maquina EDM. ....	104
Figura 4.22. Centro de maquinado por electroerosion EDM. ....	106
Figura 4.23. Procedimiento experimental. ....	106
Figura 4.24. Tendencia procedimiento experimental. ....	107
Figura 4.25. Profundidad del crater para la probeta 1 radiografía CT scan NIKON. ....	108
Figura 4.26. Profundidad del crater para la probeta 2 radiografía CT scan NIKON. ....	108
Figura 4.27. Profundidad del crater para la probeta 3 radiografía CT scan NIKON. ....	108
Figura 4.28. Profundidad del crater para la probeta 4 radiografía CT scan NIKON. ....	109
Figura 4.29. Profundidad del crater para la probeta 5 radiografía CT scan NIKON. ....	109
Figura 4.30. Profundidad del crater para la probeta 6 radiografía CT scan NIKON. ....	109
Figura 4.31. Profundidad del crater para la probeta 7 radiografía CT scan NIKON. ....	109
Figura 4.32. Profundidad del crater para la probeta 8 radiografía CT scan NIKON. ....	110
Figura 4.33. Profundidad del crater para la probeta 8 radiografía CT scan NIKON. ....	110
Figura 4.34. Forma de los crateres observados por medio de radiografias. ....	110





# Lista de Tablas

---

Tabla 1. Revisión literatura modelos termo-físicos del proceso de electroerosión EDM. ....	3
Tabla 1.1. Ventajas y desventajas del proceso EDM. ....	12
Tabla 1.2. Tipos de electrodos usados para diferentes tipos de materiales en las piezas de trabajo, [2]. ....	19
Tabla 1.3. Comparación de dieléctricos de base hidrocarburos. ....	20
Tabla 2.1. Características y simplificaciones de los modelos termo- físicos del proceso de electroerosión EDM. ....	27
Tabla 2.2. Propiedades térmicas del acero.....	28
Tabla 2.3. Información experimental del proceso EDM para un voltaje de descarga de 25V [9]. ....	35
Tabla 3.1. Casos de estudio transición entre el plasma y la burbuja.....	54
Tabla 3.2 Constantes empíricas para el cálculo del radio del canal del plasma. ....	62
Tabla 3.3. Modelo numérico desarrollado para el canal de plasma formado en el proceso EDM. ....	63
Tabla 3.4. Propiedades físicas del dieléctrico (agua) a temperatura ambiente $T_0=300\text{ K}$ [76].....	64
Tabla 3.5. Análisis de convergencia para el caso 7 de la Tabla 2.3 ( $I=12.8\text{ A}$ , $V=25\text{ V}$ y $t_d=42\mu\text{seg}$ ). ....	66
Tabla 4.1 Datos experimentales y teóricos obtenidos por Dibitonto et al [9]. ....	85
Tabla 4.2. Resultados numéricos de los diferentes modelos comparados. ....	99
Tabla 4.3. Cálculo del error entre el modelo numérico y los datos experimentales.....	102
Tabla 4.4. Resultados experimentales $VMR$ y $MRR$ .....	107
Tabla 4.5. Resultados experimentales radio crater $r_c$ y profundidad crater $z$ . ....	111



# Nomenclaturas

---

$A$	Área comprendida entre los electrodos
$A$	Difusividad térmica
$c_v$	Calor específico a volumen constante
$C_\theta(t)$	Angulo de descarga
$C_\theta$	Angulo inicial
$C'_\theta$	Angulo final
$c_p$	Calor específico a presión constante
$c_p^*$	Calor específico compensado
$\check{c}_p(T)$	Calor específico tomando en cuenta calor latente
$\delta_s(T)$	Delta de Dirac
$\delta$	Espesor de la capa limite
$\Delta U$	Cambio de energía interna
$\rho$	Densidad
EDM	Electrical Discharge Machining (Maquinado por Descarga Eléctrica)
$F_c$	Fracción de la energía de descarga (%)
$f(r)$	Variación espacial de la fuente de calor
$f_1$	Fracción parcial de radio de plasma
$f_2$	Fracción parcial de flujo másico
FEM	Finite Element Method (Método de los Elementos Finitos)
$g(t)$	Variación temporal de la fuente de calor
$G$	Conductividad del dieléctrico
$h$	Coefficiente de transferencia global
$h_{ext}$	Coefficiente de convección agua
$I$	Corriente (A)
$K$	Constante de proporcionalidad
$k_t$	Conductividad térmica

$k_B$	Constante de Boltzman
$L$	Separación entre la herramienta y la pieza
$L_v$	Calor latente de vaporización
$m_g$	Masa del gas
$\dot{m}_{evap}$	Flujo másico de evaporación
$\dot{m}_v$	Flujo másico de vapor
$m_{mol}$	Masa molar de vaporización y condensación
$MRR$	Material Removal Rate (Tasa de material removido)
$m_v$	Masa del vapor
$P$	Presión
$P_G(t)$	Presión parcial del gas no-condensable
$P_\infty(t)$	Presión externa de la burbuja
$P_{vp}$	Presión parcial de vapor
$Q$	Calor depositado o energía de descarga
$\dot{Q}$	Flujo de calor
$\dot{Q}_g$	Flujo de calor generado
$\dot{Q}_{p,b}$	Flujo de calor del plasma (p) a la burbuja (b)
$\dot{Q}_{p,i,rad}$	Flujo de calor por radiación de plasma (p) al interfaz (i)
$\dot{Q}_{p,piece}$	Flujo de calor del plasma (p) a la pieza
$\dot{Q}_{p,tool}$	Flujo de calor del plasma (p) a la herramienta
$\dot{Q}_{b,i}$	Flujo de calor de burbuja (b) a interfaz (i)
$q_v$	Calor de vaporización.
$R_2$	Radio lejano de la burbuja
$R_p$	Radio del plasma (p)
$r_c$	Radio del cráter
$R(t)$	Radio de la burbuja ecuación de Rayleigh Plesset
$R_g$	Constante del gas
$R$	Radio de la burbuja

$R_{var}$	Resistencia eléctrica variable del dieléctrico
$\sigma$	Tensión superficial
$t_2$	Tiempo final
$t_{off}$	Tiempo de pausa de la descarga
$T_{ref}$	Temperatura de referencia
$T_v$	Temperatura de ebullición
$T_p$	Temperatura del plasma (p)
$T_i$	Temperatura en la interfaz (i)
$T_b$	Temperatura de la burbuja (b)
$T_G(t)$	Temperatura del gas
TWR	Tool Wear Rate (Tasa de desgaste de la herramienta)
$U_p$	Energía interna del plasma (p)
$U_b$	Energía interna de la burbuja (b)
$u(r, t)$	Velocidad radial
$u_{fg}$	Calor latente de vaporización
$u(t)$	Tasa de alimentación de la maquina
$\nu$	Viscosidad cinemática
$\mu$	Viscosidad dinámica
$V$	Volumen del cilindro
VMR	Volumen de material removido
$W_1$	Posición inicial del hilo
WEDM	Wire Electrical Discharge Machining (Maquinado por descarga eléctrico con hilo)
$W_2$	Posición final del hilo
$W_p$	Trabajo realizado para expandir el plasma (p)
$W_b$	Trabajo realizado para expandir la burbuja (b)



# Introducción

---

Dentro de la industria de manufactura, el maquinado es uno de los procesos más importantes a realizar. Los procesos de maquinado se pueden clasificar en dos tipos: los convencionales y los no convencionales (por ejemplo EDM) [1]. Los procesos de maquinado convencionales se basa en remover por medio de una herramienta de corte todo el exceso del material, de tal forma que la pieza terminada obtenga la forma deseada. Estos procesos usan una herramienta de corte afilada para formar una viruta de trabajo mediante deformación por una fuerza cortante; por ejemplo, el torneado, el taladrado y el fresado. Por otro lado, el término maquinado no convencional se refiere al grupo de procesos en los cuales se remueven el exceso de material mediante diversas técnicas que incluyen la energía mecánica, térmica, eléctrica o química (o una combinación de ellas). Estos procesos no utilizan un instrumento afilado de corte en el sentido convencional.

El término “manufactura no convencional” se atribuyó en un inicio a los procesos electroquímicos y electro físicos de remoción de material, los cuales están siendo aplicados cada día más en la industria [2]. La elección del mejor método de manufactura no convencional depende de:

- Maquinabilidad del material,
- Complejidad de la pieza a realizar,
- Automatización de la máquina,
- Acabado y precisión deseadas de la pieza y
- Requerimientos de tamaño (micro y/o macro).

Desde la segunda guerra mundial se han desarrollado procesos no tradicionales como respuesta a los requerimientos nuevos de fabricación que no se pueden cumplir mediante los métodos convencionales, como son:

- La necesidad de maquinar metales y no metales recién desarrollados. Los materiales nuevos con frecuencia tienen propiedades especiales (por ejemplo, alta resistencia, tenacidad, y dureza), lo cual dificulta o imposibilita maquinarlos mediante métodos convencionales.
- Necesidad de realizar geometrías complejas que no se obtienen con facilidad y que, en algunos casos, son imposibles de generar mediante maquinado convencional.
- Necesidad de evitar daños externos en una parte, lo cual sucede con frecuencia por los esfuerzos que surgen en el maquinado convencional.

Los procesos no tradicionales se clasifican en cuatro grupos de acuerdo con la forma principal de energía que utilizan para remover el material [1]:

- Mecánicos. En estos procesos no tradicionales se usa energía mecánica en alguna forma diferente a la acción de una herramienta de corte convencional. La forma común de acción mecánica en los procesos es el trabajo mediante una corriente de alta velocidad de abrasivos o fluidos (o ambos).

- Eléctricos. Estos procesos no tradicionales usan energía electroquímica para remover material; el mecanismo es el opuesto al electro chapeado.
- Térmicos. Estos procesos usan energía térmica para cortar o dar forma a una parte del trabajo. En general se aplica energía térmica a una parte muy pequeña de la superficie de trabajo, provocando que esa parte se remueva por fusión o evaporización del material. La energía térmica se genera mediante la conversión de energía eléctrica.
- Químicos. La mayoría de los materiales (en particular los metales) son susceptibles de ataques químicos por medio de ciertos ácidos y otras sustancias. En el maquinado químico, las sustancias seleccionadas remueven el material de algunas áreas de la pieza, mientras que otras zonas de la superficie se protegen con una mascarilla.

Dentro de los procesos no tradicionales que utilizan la energía mecánica se encuentran: el maquinado ultrasónico, el corte con chorro de agua, entre otros. El maquinado ultrasónico MU (USM por sus siglas en inglés) es un proceso de maquinado no tradicional en el cual se dirigen a alta velocidad abrasivos contenidos en una pasta fluida sobre la pieza de trabajo, mediante una herramienta vibratoria en amplitud baja, de alrededor de 0.003 in. (0.076 mm) y en una alta frecuencia de aproximadamente 20000 Hz. El corte se realiza debido a la acción de los abrasivos al chocar con la superficie de trabajo. El corte con chorro de agua (en inglés WJC) usa una corriente fina de agua a alta presión y velocidad dirigida hacia la superficie de trabajo para producir un corte, también llamado maquinado hidrodinámico. Cuando se usa el WJC para partes metálicas, por lo general deben agregarse partículas abrasivas al chorro para facilitar el corte a este proceso se le llama corte con chorro de agua abrasiva (AWJC por sus siglas en inglés). El maquinado con chorro abrasivo (AJM por sus siglas en inglés) a diferencia del AWJC utiliza una corriente de gas a alta velocidad que contiene pequeñas partículas abrasivas.

Dentro de los procesos que utilizan la energía eléctrica para remover el material se encuentra el maquinado electroquímico (ECM por sus siglas en inglés) el cual retira material de la pieza conductora por medio de disolución anódica o ataque químico. Los procesos de remoción de material basados en la energía térmica se caracterizan por temperaturas locales muy altas con calor suficiente para remover material mediante fusión o vaporización. En esta clasificación se encuentra el maquinado con haz de electrones, el maquinado con rayo láser, el maquinado con arco de plasma y oxicorte.

El proceso de maquinado por descarga eléctrica (EDM), y el proceso de corte con alambre por descarga eléctrica (WEDM), por lo complejo de la física del proceso caen dentro de varias categorías, como son dentro de los procesos eléctricos y térmicos. El proceso de maquinado por descarga eléctrica (EDM) es un proceso de manufactura no convencional capaz de maquinar componentes geoméricamente complejos o materiales con gran dureza, difíciles de maquinar por los métodos convencionales (taladrado, torneado, fresado, etc.), obteniendo en las piezas gran precisión dimensional.

Actualmente del estudio de la literatura se encontraron que existen diversos modelos numéricos que predicen la cantidad de material removido ( $MRR$ ) y el tamaño de cráter ( $r_c$ ) obtenidos experimentales a través de modelos termo-físicos de la pieza de trabajo, simulando numéricamente



mediante el método de los elementos finitos (FEM), o soluciones exactas de la ecuación de transferencia de calor bidimensional. Las características de estos modelos termo-físicos se presentan en la Tabla1.

**Tabla 1.** Revisión literatura modelos termo-físicos del proceso de electroerosión EDM.

<b>Autor</b>	<b>Tipo de fuente</b>	<b>Fracción de descarga <math>F_c</math></b>	<b>Año</b>
DiBitonto et al [9]	Puntual	0.18	1989
Van Dijck y Dutre [10]	Disco uniformemente distribuida	0.5	1974
Snoeys y Van Dijck [11]	Disco uniformemente distribuida	0.5	1971
Beck [12]	Disco uniformemente distribuida	--	1981
Jilani y Pandey [13]	Disco uniformemente distribuida	0.45	1983
Yeo y Kurnia [14]	Disco uniformemente distribuida	0.5	2008
Joshi y Pande [15]	Gaussiana	0.18, 0.2, 0.25, 0.3	2010
Salonitis et al [16]	Gaussiana	0.08	2009
Seyfolah [17]	Gaussiana	--	2010

Sin embargo, estos modelos están limitados debido a que sobre estiman los resultados experimentales, y a la serie de simplificaciones tomadas. Adicionalmente los modelos existentes no consideran al fluido dieléctrico ya que solo se enfocan en la pieza de trabajo, y solo consideran como una constante el porcentaje de energía que ésta absorbe.

Actualmente no existe un modelo del proceso EDM que permita definir con precisión los flujos de energía, es decir la fracción de energía ( $F_c$ ) que se deposita tanto en los electrodos como en el plasma. Los modelos termo-físicos y los modelos que describen el comportamiento del canal/burbuja de plasma consideran una fracción constante de la energía total ( $F_c$ ) que se entrega a la pieza de trabajo.

## Planteamiento del proyecto de tesis

Por lo anterior el proyecto estará enfocado en tres áreas principales: 1) análisis de modelos existentes y el desarrollo de un nuevo modelo matemático del proceso EDM, el cual mejore algunas de las limitantes y consideraciones de los modelos existentes; 2) Implementación del modelo matemático desarrollado del canal de plasma y simulación numérica del proceso EDM bajo diversas condiciones y considerando agua como fluido dieléctrico, 3) Ajuste y optimización del modelo con información experimental obtenida de la literatura.

## Objetivo general

Desarrollar un modelo matemático y/o numérico confiable y realístico del proceso EDM que tome en cuenta el mayor número de parámetros operativos incluyendo el tipo de dieléctrico (agua).

## Objetivos específicos

Los objetivos específicos del proyecto de investigación son:

1. Implementar los modelos termo-físicos del proceso EDM existentes en la literatura.
2. Analizar y evaluar los modelos existentes (más representativos) del EDM bajo diversas condiciones operativas (materiales, parámetros eléctricos y agua como dieléctrico).
3. Analizar y comparar los resultados obtenidos con los modelos existentes y los resultados experimentales de la literatura.
4. Analizar los modelos existentes del canal de plasma en el EDM.
5. Desarrollar un modelo confiable del canal de plasma que proporcione una mayor precisión del flujo de calor y factor de energía de descarga.
6. Desarrollar un modelo matemático mejorado del proceso EDM que considere las diversas condiciones operativas (materiales, parámetros eléctricos y tipo de dieléctrico).
7. Implementar el modelo propuesto mediante simulación FEM.
8. Validar el modelo propuesto del proceso EDM utilizando resultados experimentales obtenidos de la literatura y/o generados con el desarrollo del proyecto.
9. Ajuste y optimización del modelo del proceso EDM.
10. Simulación del proceso EDM en agua

Se considera que, al lograr los objetivos particulares, se cumple el objetivo general de la tesis, contribuyendo de esta manera al desarrollo de un modelo numérico que describe con mayor precisión lo que ocurre en el proceso EDM real.

## Estructura de la tesis

La tesis está estructurada de la siguiente manera. En el capítulo 1 se presenta el estudio de literatura de los modelos existentes para representar física y numéricamente el proceso de electroerosión. En el capítulo 2 se presenta el planteamiento matemático y físico del modelo numérico desarrollado para describir el proceso termo-físico del proceso de electroerosión y la evaluación en cuanto al

rendimiento del proceso en términos de la remoción de material y radio de cráter. En el capítulo 3 se presenta la revisión detallada de los modelos experimentales y numéricos encontrados en la literatura para predecir el comportamiento del plasma formado durante el proceso de electroerosión EDM, así como el análisis realizado en este trabajo doctoral para representarlo, como es el planteamiento matemático y físico del modelo numérico desarrollado para describir la formación del canal de plasma y vapor/gas que se forma en el dieléctrico (agua en este caso) y poder así determinar la cantidad de energía depositada en cada zona (electrodos y dieléctrico). En el Capítulo 4 se presenta el ajuste y optimización del modelo que permite obtener con buena aproximación las tendencias observadas experimentales de acuerdo a los resultados experimentales encontrados en la literatura, así como una pequeña descripción del trabajo experimental que se logró desarrollar. Finalmente se presentan las conclusiones del trabajo de investigación. Adicionalmente se incluyen las referencias y anexos.



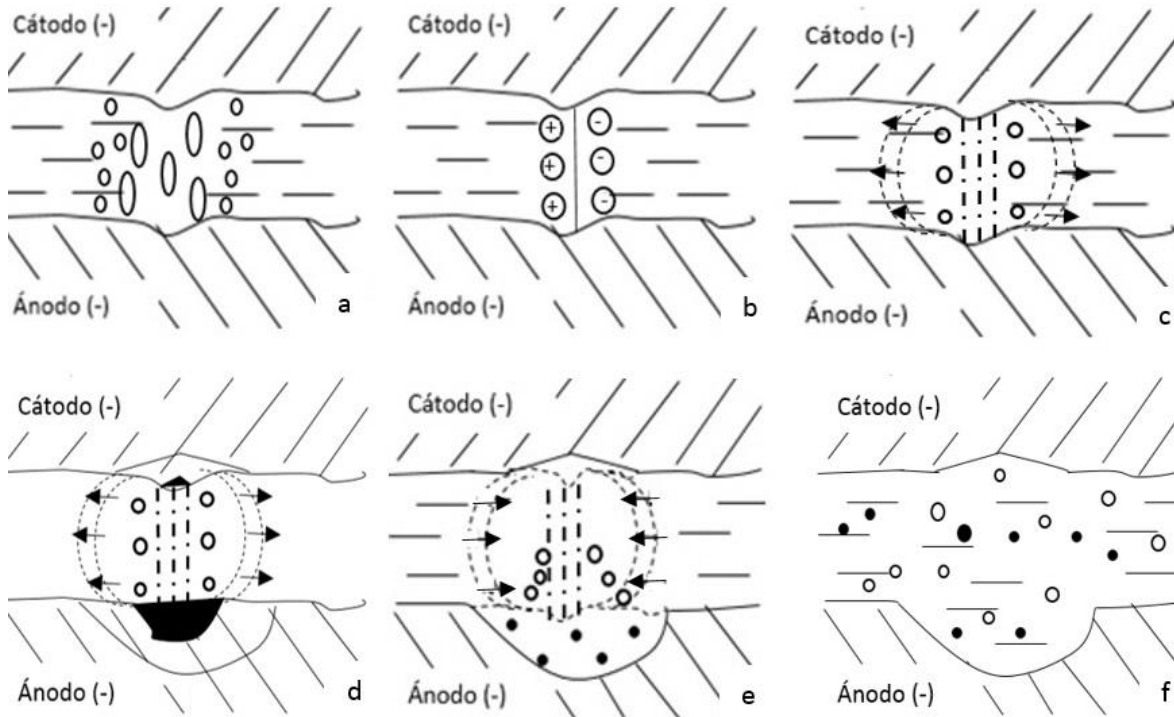
# Capítulo 1. Principios básicos del proceso de electroerosión y antecedentes teóricos

---

En este capítulo se presenta la descripción en general del proceso de electroerosión, así como el estudio de literatura de los modelos existentes para representar física y numéricamente el proceso de electroerosión

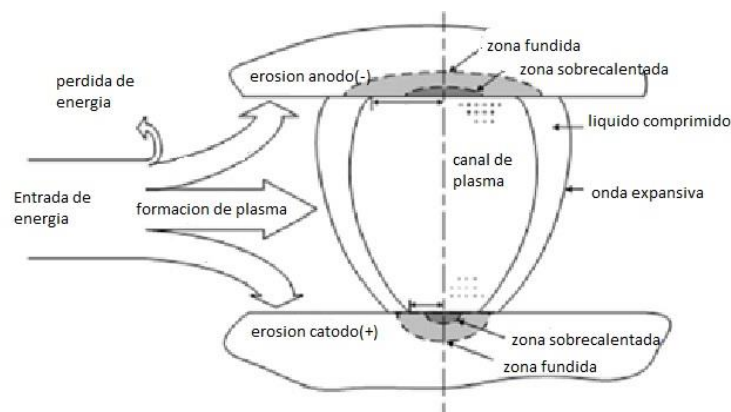
## 1.1 Proceso EDM

En la Figura 1.1 se describe el proceso de electroerosión [2]. En la Figura 1.1 (a), se observa que ambos electrodos se encuentran sumergidos en el fluido dieléctrico, el voltaje que se aplique a ambos debe ser lo suficientemente alto como para llegar a crear un campo eléctrico mayor que la rigidez dieléctrica del fluido. Bajo la acción de este campo eléctrico, los iones libres positivos y electrones se aceleran y chocan entre sí Figura 1.1 (b). Las colisiones entre los iones (+) y los electrones (-) crean un canal de descarga que se vuelve conductor, y es precisamente en este instante cuando salta la chispa, formándose el canal de plasma, Figura 1.1 (c). Bajo el efecto de los choques se generan altas temperaturas en el canal de plasma, formándose una burbuja de gas que empieza a crecer. Por otro lado, las altas temperaturas en los dos polos funden y vaporizan parte del material de la pieza, mientras que el electrodo apenas se desgasta muy ligeramente, Figura 1.1 (d). Finalmente se corta la corriente eléctrica debido a que se descarga el capacitor generador de la descarga eléctrica. Es en este instante cuando el canal de plasma se enfría y desaparece. El líquido dieléctrico entonces comprime la burbuja de gas haciéndola implosionar Figura 1.1 (e), lo que provoca que el dieléctrico remueva el material fundido formando cráteres en las superficies del ánodo y cátodo [2]. El material fundido se solidifica en el dieléctrico y es arrastrado por este, constituyendo lo que se puede llamar "viruta del proceso de electroerosión", Figura 1.1 (f).



**Figura 1.1.** Descripción del proceso de electroerosión EDM, (a) inicio de la descarga, (b) ionización del dieléctrico, (c) formación del canal de plasma, (d) fundición de material, (e) colapso canal, (f) remoción de material fundido [2].

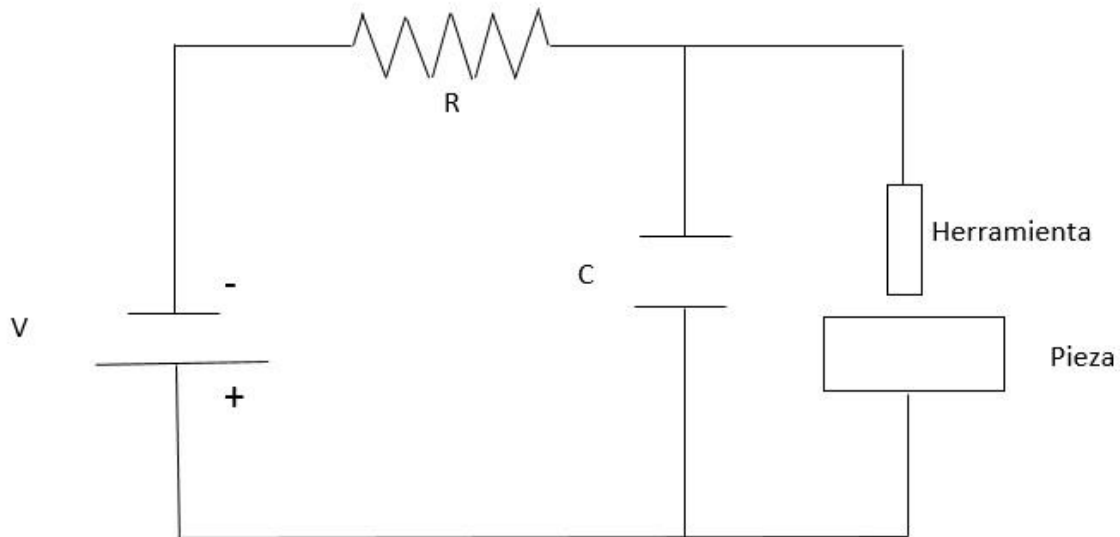
Como el proceso EDM genera altas temperatura, superiores a la temperatura de fundición del material, el corte es indiferente de la dureza mecánica de las piezas, además el proceso EDM permite maquinar piezas con alta precisión dimensional sin importar el tipo de material ya sea metálico, aleación o cualquier conductor eléctrico, y de cualquier dureza. Debido a las características del proceso, los modelos numéricos que representan el proceso EDM se dividen en tres secciones, la formación del canal de plasma, la erosión del ánodo (herramienta), y la erosión del cátodo (pieza de trabajo), ver Figura 1.2.



**Figura 1.2.** Diagrama esquemático del proceso EDM.

## 1.2 Antecedentes del proceso de electroerosión EDM

Las bases del proceso EDM se pueden remontar tan atrás como 1770, cuando el Inglés Joseph Priestly descubrió el efecto erosivo de las descargas eléctricas o chispas [3]. Sin embargo, la aplicación de las descargas para obtener determinadas formas geométricas se remonta a la Primera y Segunda Guerra mundial. Inicialmente no se consideró el potencial de esta técnica por la baja productividad y el escaso control del proceso. En los primeros diseños, el desgaste del electrodo y de la pieza era similar ya que los controles no podían evitar la aparición de numerosos arcos eléctricos (no deseados en el proceso). La distancia entre el electrodo y la pieza (“gap”) se controlaban con sistemas oscilatorios o vibratorios, permitiendo reducir el desgaste del electrodo, pero los resultados no eran adecuados. La primera aplicación registrada del proceso EDM fue llevada a cabo en 1943 por el matrimonio de científicos soviéticos Boris y Natalya Lazarenko en el Instituto Técnico de Moscú durante la Segunda Guerra Mundial [4], quienes exploraron las propiedades de las descargas eléctricas para maquinar piezas además de realizar algunas mejoras importantes de esta aplicación [5]. La primera de las dos mejoras importantes realizada por estos científicos soviéticos, que hacen factible elevar esta técnica eléctrica a la categoría de proceso de fabricación, fue el circuito eléctrico de relajación RC (Figura 1.3), que proporcionó el primer control confiable de la duración del pulso.



**Figura 1.3.** Circuito RC desarrollado por los esposos Lazarenko.

La segunda innovación consistió en la adición de un servomecanismo sencillo con el fin de mantener de forma automática la separación entre la herramienta y la pieza constante (llamado “gap”). Este mecanismo fue ampliamente utilizado durante los años 50, y más tarde sirvió como modelo para el desarrollo de las nuevas máquinas de EDM, [5], [7], [8]. A pesar de estos primeros ensayos e innovaciones, la tecnología EDM era casi desconocida hasta la década de 1950. En este momento, esta técnica comenzó a ser interesante para la comercialización industrial, principalmente en los Estados Unidos. Algunas de las causas por la que no era muy confiable y utilizada era debido al uso

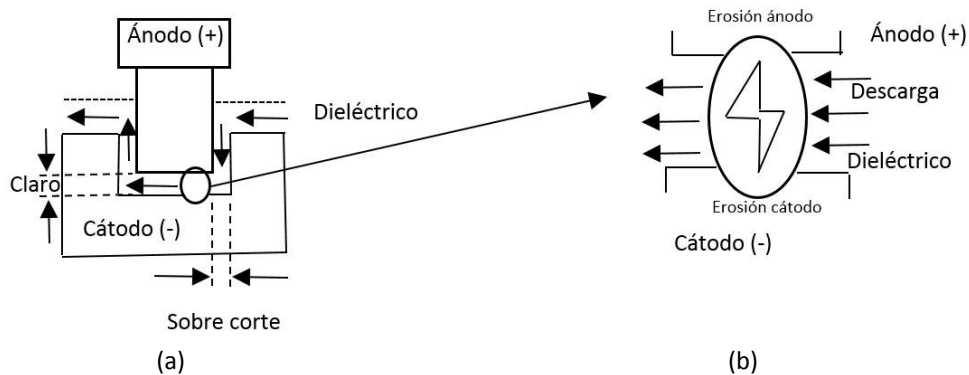
de tubos de vacío (bulbos), en combinación con el circuito de relajación RC. No fue hasta que finalmente se desarrollaron transistores que esta técnica empezó su auge. Estos dispositivos de estado sólido pudieron proporcionar altas corrientes y un control mucho más rápido del pulso de encendido y apagado. En la década de 1980 con el desarrollo del control numérico (CNC por sus siglas en inglés), el proceso EDM trajo consigo grandes avances mejorando la eficiencia de la operación del mecanizado. Desde entonces, las mejoras en el proceso han ido ligadas a las mejoras en la electrónica del control: controles numéricos, generación de chispa, mayor número de ejes en las máquinas de electroerosión, sistemas automáticos de enhebrado, etc. También ha sido importante la mejora en el control dimensional y en la composición de los materiales utilizados como electrodos tanto por penetración como por hilo. Hoy en día el proceso EDM es ampliamente utilizado en la manufactura de piezas complejas y materiales con alta dureza.

Existen actualmente dos variantes del proceso EDM [1]:

1. El proceso que utiliza el electrodo de forma, conocido como EDM por penetración o ram, donde el término *ram* quiere decir en inglés "ariete" y es ilustrativo del "choque" del electrodo contra la pieza o viceversa (pieza contra el electrodo).
2. El proceso que utiliza el electrodo de hilo metálico o alambre fino, WEDM.

Además, es posible utilizar electrodos pequeños a escalas tanto micrométricas como nanométricas que permiten crear agujeros en curvas pronunciadas sin necesidad de un maquinado adicional [8]. Estas capacidades se han orientado a la realización de detalles de dimensiones micrométricas y nanométricas en piezas de alta precisión. En el caso de la electroerosión por penetración a esta escala, es habitual referirse al proceso como "micro-electroerosión", mientras que en el caso del hilo se habla de "electroerosión por hilo fino" o "micro-electroerosión por hilo".

Durante el proceso de electroerosión con electrodo de forma Figura 1.4(a) la pieza y el electrodo se sitúan muy cercanos entre sí, dejando una separación (gap en inglés) que oscila entre 0.01 y 1 mm, por el que circula un líquido dieléctrico (normalmente aceite de baja conductividad, agua destilada o normal, y algunas combinaciones de esta con ciertos polvos metálicos).

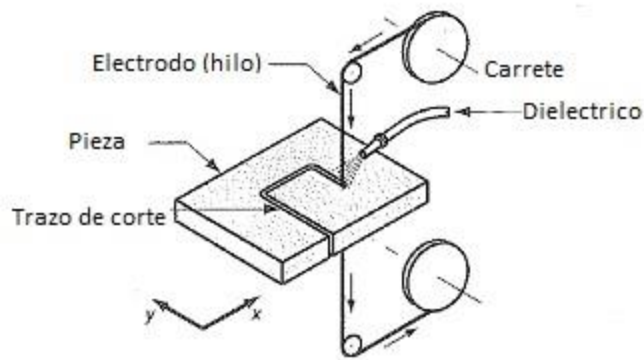


**Figura 1.4.** Máquina de descarga eléctrica con electrodo de forma EDM: (a) proceso EDM y, (b) chispa formada y el material removido durante el proceso EDM [2].



Dependiendo de la máquina y ajustes en el proceso, es posible que el ciclo completo se repita miles de veces por segundo. También es posible cambiar la polaridad entre el electrodo y la pieza. El resultado deseado del proceso es la erosión uniforme de la pieza, reproduciendo la forma del electrodo, el cual también se desgasta, aunque en una proporción mucho menor que el de la pieza de trabajo. Debido a la erosión de la pieza y el desgaste del electrodo, es necesario desplazar el electrodo para mantener el hueco o gap constante. Cuando el desgaste de la herramienta (electrodo) es severo, es necesario reemplazarla.

El proceso de descarga eléctrica por hilo (WEDM) utiliza un hilo de diámetro pequeño para cortar un tramo angosto en el material de trabajo. La Figura 1.5 muestra el proceso WEDM, donde la pieza es continua y lentamente alimentada con el paso del hilo en la manera de una banda.



**Figura 1.5** Máquina de descarga eléctrica por hilo (WEDM).

En la Tabla 1.1 se presentan las ventajas y desventajas del proceso de electroerosión.

**Tabla 1.1.** Ventajas y desventajas del proceso EDM.

Ventajas	Desventajas
<ul style="list-style-type: none"> <li>✘ Al no generar fuerzas de corte como en los procesos de mecanizado, como en el torneado y el taladrado, resulta aplicable para materiales frágiles.</li> <li>✘ Se pueden producir agujeros muy inclinados en superficies curvas sin problemas de deslizamiento.</li> <li>✘ Al ser un proceso esencialmente térmico, se puede trabajar cualquier material mientras sea conductor.</li> <li>✘ Las tolerancias que se pueden obtener son muy ajustadas, desde <math>\pm 0,025</math> hasta <math>\pm 0,127</math> mm.</li> <li>✘ Es un proceso de fabricación único para lograr configuraciones complejas que son imposibles de otra forma.</li> <li>✘ Ahorra en ocasiones la realización de un maquinado adicional</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>✘ Tras el proceso suele quedar una capa superficial de metal re-solidificado, frágil y de extremada dureza, que debe eliminarse en aquellas piezas que requieran resistencia a la fatiga.</li> <li>✘ El material de la herramienta (grafito, cobre) es frágil, por lo que la manipulación de los electrodos debe ser muy cuidadosa.</li> <li>✘ Los electrodos con formas irregulares, requieren manufactura adicional, incrementando el costo del proceso.</li> <li>✘ La rugosidad que deja en la superficie puede ser muy elevada y en ocasiones se pueden producir defectos indeseados.</li> <li>✘ El acabado superficial es más rugoso sobre las caras planas horizontales que sobre las paredes verticales por el material re-solidificado en las paredes horizontales.</li> </ul>

### 1.3 Modelado termo-físico del proceso de electroerosión EDM

El proceso EDM es complejo debido a que comprende una serie de disciplinas como son la electrodinámica, el electromagnetismo, la termodinámica y la hidrodinámica, lo que hace difícil de representar el proceso en un modelo simple y entendible. Una serie de enfoques han surgido a lo largo de los años, relacionados al modelado termo-físico del proceso EDM. Los modelos termo-físicos tratan de predecir la remoción de material resultado de una elevada temperatura causada por el flujo de una alta intensidad de corriente que fluye del electrodo a la pieza de trabajo a través del canal de plasma que se forma. DiBitonto et al. [9] presentan un modelo que tiene una solución analítica del campo de temperatura utilizando una fuente de calor puntual para la erosión de la pieza de trabajo y una fuente de calor de disco para el desgaste de la herramienta, como se muestra en la Figura 1.6. DiBitonto et al. hicieron las suposiciones de que por cada pulso eléctrico se genera una sola chispa, que la zona de influencia de la chispa es de rotación simétrica, y que las propiedades térmicas del material no varían con la temperatura. Los resultados de su trabajo mostraron que el reducir la energía de la descarga eléctrica con un factor  $F_c=0.183$  produce una buena concordancia

entre los resultados experimentales y el modelo teórico para una corriente de 12.8A. Sin embargo, se debe mencionar que entre más se difiere de esta condición de operación se encuentra una creciente sobreestimación y/o subestimación de la  $MRR$  y  $r_c$ . Al suponer una fuente de calor puntual se provoca un cráter con una superficie semi-esférica.

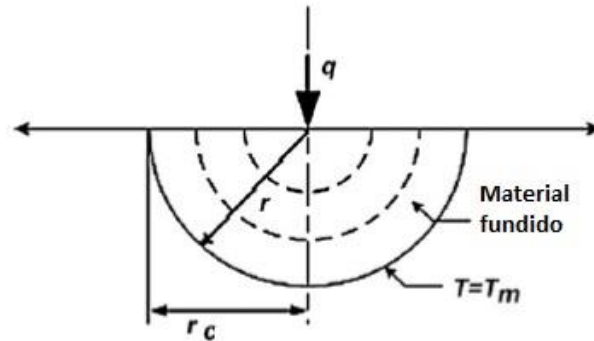


Figura 1.6. Modelo de DiBitonto et al. [9].

Por otro lado, Van Dijck utilizó un modelo de conducción de calor bidimensional y una fuente de calor de disco. Toda la superficie externa de la pieza se asume uniforme ( $T=0$ ) excepto en donde se encuentra la fuente de calor la cual se asume que existe durante todo el tiempo del pulso, para un dominio semi-infinito [11] Figura 1.7 (a), como para un dominio finito [10] Figura 1.7 (b) de la pieza de trabajo. Sin embargo, este modelo ignora la variación de las propiedades termo físicas con respecto a la temperatura. Determina que la fracción de la energía transferida a la pieza es  $F_c = 0.5$ .

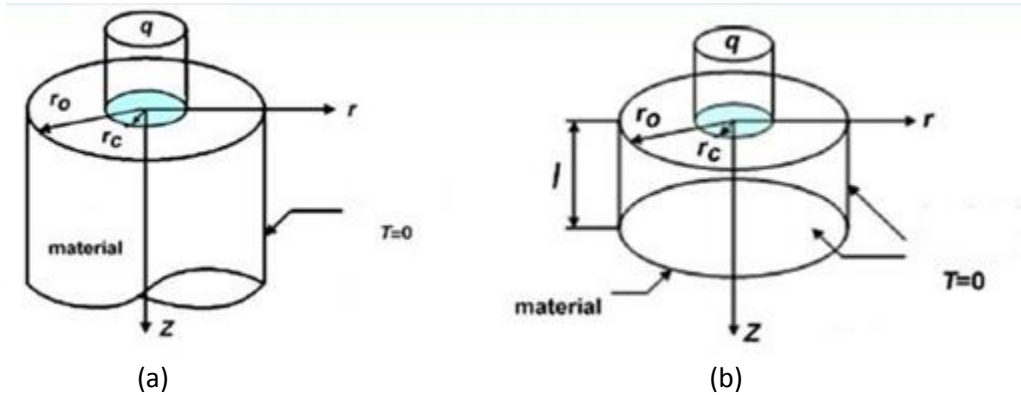


Figura 1.7. (a) Modelo de Van Dijck semi-infinito [10] , (b) Modelo de Van Dijck finito [11].

Un modelo similar al de Van Dijck fue reportado por Beck [12], sólo que, en lugar de aplicar una temperatura fija como condición de frontera en el límite finito del dominio, aplicó condiciones de frontera adiabáticas. En la Figura 1.8 se observa el modelo de Beck, en el cual la superficie del material se calienta sobre una región centrada en el extremo del flujo de calor en forma de disco. La superficie de la pieza está aislada, excepto en la región circular donde el calor golpea la superficie del material. Sin embargo, dado que el modelo no fue desarrollado específicamente para el proceso de electroerosión, no existe una fracción de la energía ( $F_c$ ) transferido a la herramienta.

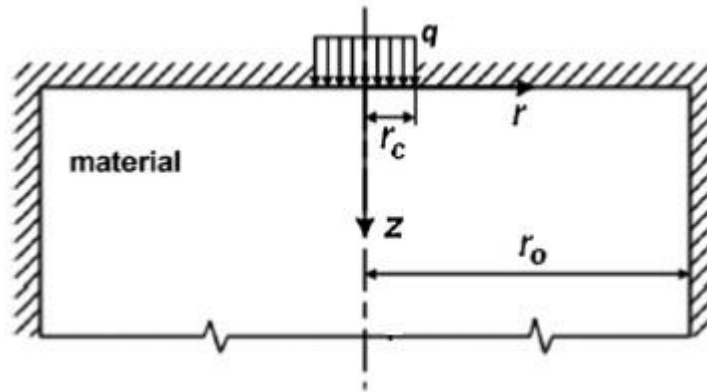


Figura 1.8. Modelo de Beck [12].

En el trabajo de Jilani y Pandey [13], la fuente de calor se modela en forma de disco con intensidad uniforme, la pieza de trabajo como un dominio cilíndrico con longitud semi-infinita, y se asume una condición adiabática en la pared cilíndrica. Adicionalmente se consideran propiedades termo-físicas constantes del material. En la Figura 1.9 se observa el modelo de Jilani y Pandey, en el cual se asume que el calor del canal de plasma es transferido a la pieza de trabajo y a la herramienta sólo por conducción. El 90% de la energía total liberada se distribuye por partes iguales entre el ánodo y el cátodo ( $F_c = 0.5$ ) y el 10% restante es energía térmica. El canal de plasma se considera como una fuente de calor en forma de disco situado entre dos cuerpos semi-infinitos (herramienta y pieza). El radio de la fuente es constante, independientemente de las condiciones de descarga, la superficie de la pieza está completamente aislada, excepto para la porción donde el flujo de calor golpea el material.

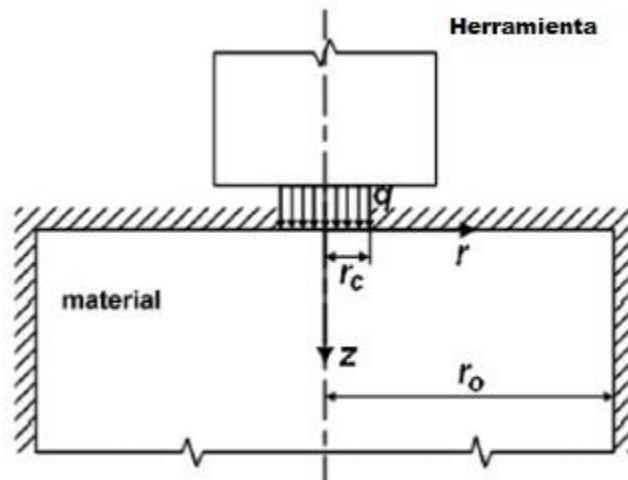


Figura 1.9. Modelo Jilani y Pandey[13].

Existen trabajos similares al de Van Dijck, Beck y Jilani aplicados al proceso de micro-electroerosión, como es el caso del trabajo de Yeo et al.[14], en el cual se propone un modelo de conducción de calor bidimensional (2D), (Figura 1.10), donde la superficie del material está sometida a una fuente de calor en forma de disco uniformemente distribuida, con las siguientes simplificaciones:

- Una descarga eléctrica por pulso,

- Propiedades termo-físicas del material promedio y constantes sobre todo el rango de temperaturas,
- Las pérdidas por radiación y convección son despreciadas,
- Solo una fracción de la energía eléctrica ( $F_c$ ) contribuye a la remoción de material, en este caso 14%, y
- Todo el material que alcanza la temperatura de fundición es removido.

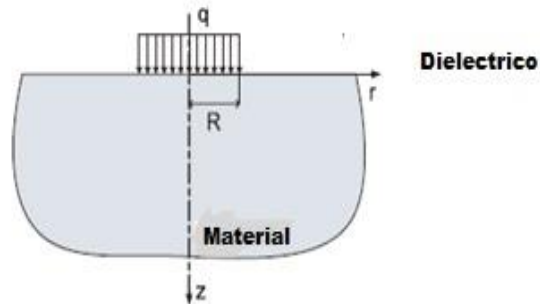


Figura 1.10. Modelo de Yeo et al. [5].

En el modelo de Joshi y Pande [15] tanto la pieza de trabajo como la herramienta son considerados como materiales homogéneos e isotrópicos. Consideraron que el principal método de transmisión de calor entre el plasma y los electrodos es la conducción, despreciando la transferencia de calor por radiación. La descarga o chispa se considera como una columna cilíndrica y el radio de la chispa se supone que es una función de la corriente de descarga y el tiempo[5]. El flujo de calor se supone que posee una distribución gaussiana, ver Figura 1.11 y se considera el calor latente de fusión mediante la introducción del calor específico.

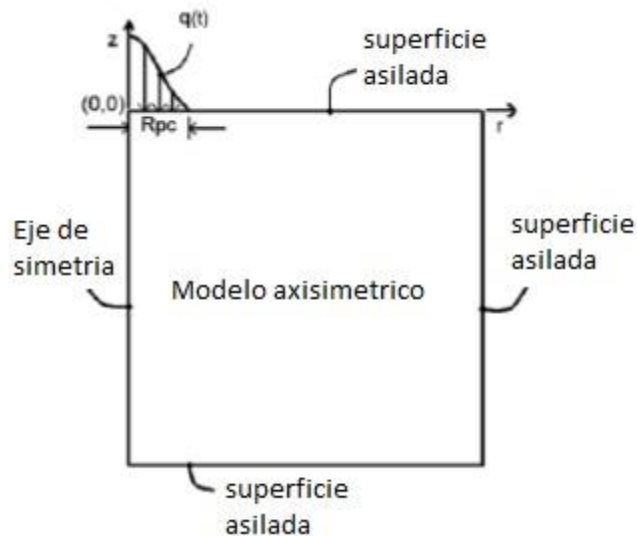


Figura 1.11. Modelo de Joshi y Pande [15].

Salonitis et al.[16] utilizan un modelo térmico de conducción de calor 1D para la simulación del proceso EDM convencional. En su modelo propuesto la profundidad del cráter se determina a partir de la distribución de temperatura dentro de la pieza de trabajo. Además, se considera que el diámetro de la fuente de calor es función de la evolución del canal de descarga. El canal de descarga

está influenciado por el dieléctrico, el tipo de material del electrodo y es dependiente del tiempo. Salonitis et al [16] derivan una solución para obtener, un diámetro promedio, llamado "radio equivalente", de la fuente de calor, el cual se asume como una función de la duración de la chispa y la corriente:

$$r_p = 2040 * I^{0.43} t_d^{0.44} \quad (1.1)$$

Donde  $r_p$  es el radio del plasma en  $\mu\text{m}$ ,  $I$  es la corriente que circula a través del dieléctrico al momento de ocurrir la descarga en amperes (A) y  $t_d$  es el tiempo que dura la descarga eléctrica en  $\mu\text{s}$ . En este trabajo  $F_c = 0.08$ , es decir, solo el 8% de la energía es absorbida por la pieza.

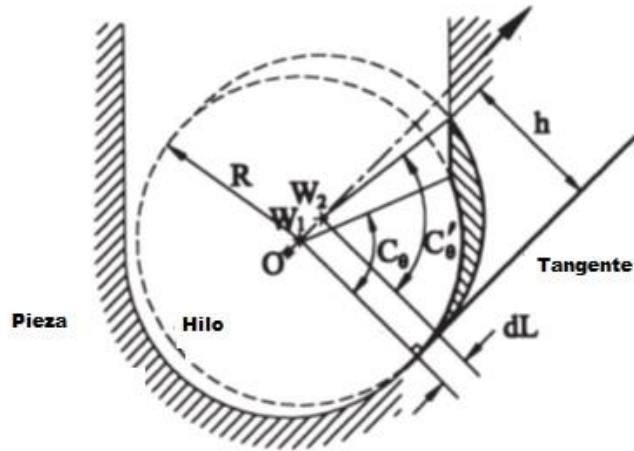
Existe otro modelo similar al de Salonitis y al de Joshi, el modelo de Seyfolah Saedodin et al. [17], el cual utiliza un modelo hiperbólico de la conducción de calor axi-simétrica 2D del proceso EDM donde se asume una fuente del tipo gaussiana, y al igual que los anteriores asumen varias simplificaciones como son propiedades termo-físicas del material constantes sobre todo el rango de temperaturas, la transferencia de energía a la pieza es por conducción

La fracción de energía ( $F_c$ ) es una de las consideraciones de gran importancia en la mayoría de estos modelos debido a que representa la fracción de energía de descarga que se introduce como calor al cátodo proveniente del canal de plasma generado. Varios autores [9]-[17] han propuesto diversos valores de  $F_c$  que van desde 0.18 a 0.5. Asumir un valor de 0.5 se puede justificar suponiendo una distribución de la energía equitativa entre el ánodo y el cátodo, pero no tiene en cuenta el flujo de energía hacia el fluido dieléctrico. Del análisis comparativo entre los resultados experimentales y analíticos, se ha observado que el valor  $F_c$  es utilizado para obtener una buena correlación entre los resultados analíticos y experimentales, como fue inicialmente indicado por DiBitonto et al. [9]. Dado que este valor ha sido utilizado por la mayoría de los autores, en el presente trabajo este valor ha sido adoptado como un valor fijo de referencia para evaluar y comparar los diferentes modelos que se presentan en el capítulo 2. Además, cabe señalar que la mayoría de los modelos asumen un flujo de energía constante durante la descarga, correspondientes a voltaje y corriente constante.

## 1.4 Modelado alterno del proceso de electroerosión EDM

Debido a la complejidad y a la cantidad de disciplinas involucrada en el proceso EDM, el modelado termo-físico es la forma tradicional de análisis. Sin embargo, también se han desarrollado métodos alternos para modelar el proceso EDM. El modelo de Yongshun Zhao et al. [18] emplea un modelado geométrico con el fin de calcular la distancia mínima necesaria entre la herramienta y la pieza para que ocurra la descarga eléctrica. Singh et al. [19] trabajan en un modelo termoeléctrico del canal de plasma para pulsos cortos (5  $\mu\text{s}$ ), en los cuales no hay suficiente tiempo para que el material se caliente adecuadamente para fundirse. De esta manera comprobaron que la fuerza electrostática que actúa sobre la superficie es un factor importante en la remoción de material para pulsos cortos, ya que para pulsos largos (mayores a 100  $\mu\text{s}$ ) la fuerza electrostática llega a ser tan pequeña que no tiene un rol significativo en la remoción de material.

Hsue et al [20] propusieron un modelo para determinar la tasa de material removido por medio de un análisis geométrico para el proceso de WEDM, considerando la deflexión de la trayectoria del centro del hilo como se observa en la Figura 1.12.



**Figura 1.12.** Área de metal removido debida a la deflexión de la trayectoria del centro del hilo.

Considerando que el ángulo varía de  $C_\theta$  a  $C'_\theta$  debido a que el centro del hilo se mueve de  $W_1$  a  $W_2$  en un instante de tiempo  $t_1$  y  $t_2$ , respectivamente; y suponiendo que el radio de la descarga es constante y que el material a ser cortado tiene un peso uniforme, el volumen removido entre el instante  $t_1$  y  $t_2$  se puede obtener como:

$$V_r = \int_{t_1}^{t_2} u(t)HR[1 - \cos(C_\theta(t))]dt \quad (1.2)$$

donde  $u(t)$  y  $C_\theta(t)$  representan la tasa de alimentación de la máquina y el ángulo de descarga en un instante de tiempo  $t$  respectivamente. De esta manera la  $MRR$  puede obtenerse al derivar  $V_r$  con respecto del tiempo:

$$MRR = \frac{dV_r}{dt} \quad (1.3)$$

Hsue et al [20] observaron que el ángulo de descarga y la  $MRR$  caen drásticamente a un valor mínimo dependiendo del ángulo a cortar, y después recupera su nivel cuando se corta en línea recta lentamente.

Un intento de modelado de proceso EDM a través de redes neuronales (en inglés ANN Artificial neural network) se llevó a cabo por Gopal y Rajurkar [21], utilizaron la profundidad de maquinado, radio de la herramienta, radio orbital, paso radial, profundidad de la compensación, el tiempo de descarga, tiempo de carga y la corriente de descarga para definir el tamaño de la red neuronal de propagación, la cual depende de las condiciones de operación. Tsai y Wang [21] han estudiado la remoción de material a partir de un modelo ANN para el proceso de electroerosión. Los resultados muestran que la red de adaptación del sistema de interferencia difusa (ANFIS) es el más preciso con un error de 16.33%, respecto a sus experimentos. Tsai y Wang [22] y [23] han aplicado el mismo

método para predecir el acabado superficial, combinando la ANN y algoritmos genéticos para encontrar una solución integral al problema de la modelización y optimización de los procesos de fabricación. El error del modelo es de 5.6% para el *MRR* y de 4.98% para la rugosidad superficial. El sistema de modelado a través de ANN estableció un mejor conocimiento sobre la interacción entre la herramienta (grafito) y la pieza de trabajo (aleación de níquel). Panda y Bhoi [24] desarrollaron una red neuronal para predecir la *MRR* basado en la técnica de Levenberg-Marquardt, el cual es un método para resolver problemas por mínimos cuadrado. El modelo proporciona resultados con buena precisión y se desempeña bien en el medio ambiente estocástico de las condiciones de maquinado actual, sin comprender el complejo fenómeno físico exhibido en el maquinado por electroerosión.

## 1.5 Parámetros del proceso de electroerosión EDM

La selección óptima de los parámetros de fabricación es muy importante en los procesos de fabricación debido a que éstos pueden determinar la calidad de la superficie y la precisión dimensional de las piezas. Por ello, el conocimiento de los parámetros del proceso EDM es de gran importancia para desarrollar un modelo matemático que sea capaz de predecir la remoción de material (*MRR*) y el tamaño del cráter ( $r_c$ ). Entre mayor sea la cantidad de parámetros del proceso EDM tomados en cuenta, mejor será la precisión del modelo matemático. Entre los parámetros más importantes del proceso EDM se encuentran: el material de la pieza y la herramienta, la separación entre el ánodo y el cátodo (gap), el fluido dieléctrico (en este caso agua), la velocidad de penetración de la herramienta, el voltaje y la corriente de la descarga ocurrida en el proceso EDM. Estos y otros parámetros se discuten más a detalle a continuación.

### 1.5.1 Material

La selección del material para el electrodo-herramienta depende primeramente de la aplicación específica de corte y el material que se maquinara. Se ha encontrado que el grafito y el cobre son los mejores materiales para electrodos en general. Las aleaciones de zinc y estaño son también comúnmente usadas. El cobre-tungsteno y plata-tungsteno son frecuentemente seleccionados para cortar pequeños orificios o ranuras. Otros factores importantes que deben ser considerados al seleccionar un material del electrodo son la disponibilidad, el costo y las limitaciones prácticas inherentes en procesar los electrodos-herramienta en la forma deseada. Algunas combinaciones de materiales para el electrodo y la pieza, la polaridad del electrodo, y la cantidad probable de desgaste en las esquinas se muestran en la Tabla 1.2.



**Tabla 1.2.** Tipos de electrodos usados para diferentes tipos de materiales en las piezas de trabajo, [2].

<b>Electrodo</b>	<b>Polaridad</b>	<b>Material de trabajo</b>	<b>Desgaste en las esquinas (%)</b>
Cobre	+	Acero	2-10
Cobre	+	Inconel	2-10
Cobre	+	Aluminio	<3
Cobre	-	Titanio	20-40
Cobre	-	Carburo	35-60
Cobre	-	Cobre	34-45
Cobre	-	Cobre-tungsteno	40-60
Cobre-tungsteno	+	Acero	1-10
Cobre-tungsteno	-	Cobre	20-40
Cobre-tungsteno	-	Cobre-tungsteno	30-50
Cobre-tungsteno	-	Titanio	15-25
Cobre-tungsteno	-	Carburo	35-50
Grafito	+	Acero	<1
Grafito	-	Acero	30-40
Grafito	+	Inconel	<1
Grafito	-	Inconel	30-40
Grafito	+	Aluminio	<1
Grafito	-	Aluminio	10-20
Grafito	-	Titanio	70-70
Grafito	-	Cobre	N/A

### 1.5.2 Polaridad

Como se observó en la Tabla 1.2. , la polaridad es un factor importante en la elección del material del electrodo. Mediante el intercambio de partículas negativas y positivas se forma un flujo de corriente en el canal de descarga. Como consecuencia, las partículas producen calor cuando se mueven. Además, las partículas cargadas positivamente, por ser una masa mayor, producen más calor a la velocidad máxima de choque. Con el fin de mantener bajo el desgaste del electrodo, se

elige la polaridad de tal forma que pueda liberarse la mayor cantidad posible de energía de calor durante el tiempo de descarga sobre la pieza a maquinar. Los electrodos son usados con polaridad negativa para la mayoría de las operaciones de EDM. En impulsos cortos se conecta el electrodo en posición negativa o estándar, lo que equivale a la polaridad negativa. Cuando se trata de impulsos largos se conecta el electrodo en positivo, lo que equivale a polaridad positiva.

### 1.5.3 Fluido Dieléctrico

Si las descargas eléctricas del proceso EDM se hicieran en un gas o en aire, el efecto erosivo sería muy pequeño, ya que la descarga se ramificaría, perdiendo todo su efecto. El fluido dieléctrico tiene muchas ventajas en el proceso EDM, entre las que destacan:

1. Aísla al electrodo de la pieza de trabajo para lograr una elevada densidad de corriente en el canal de plasma.
2. Enfría la superficie caliente de los electrodos.
3. Ejerce una presión contraria a la expansión del canal de plasma.
4. Al limpiar o irrigar con fluido dieléctrico la zona del GAP, remueve las partículas después del proceso de descarga y previene el establecimiento de vínculos (vías) entre las partículas, lo que podría causar interrupciones por corto circuito en el proceso o un daño excesivo en la superficie de los electrodos.

En general, en el proceso EDM se utilizan fluidos basados en hidrocarburos (ver Tabla 1.3) o agua des-ionizada (lo que reduce el tamaño del GAP y la ramificación en las descargas). Lo habitual es utilizar agua des-ionizada en electroerosión por hilo y aceite en las máquinas de electroerosión por penetración convencionales.

**Tabla 1.3.** Comparación de dieléctricos de base hidrocarburos.

Líquido dieléctrico	Temperatura de inflamabilidad °C	Aplicación típica	Observaciones
Alcohol blanco	40	Trabajo pequeño, tolerancias estrechas, definición aguda, por ejemplo, cortadores con detalles finos.	Baja viscosidad, útil en aberturas de trabajos pequeños o trabajo fino que no requiera altos valores de <i>MRR</i> .
Parafina	50	Trabajo mediano, por ejemplo, moldes para piezas plásticas, troqueles, dados de extrusión.	Buen dieléctrico de uso general; bajo costo
Aceite ligero	130	Trabajos grandes, maquinado de desbaste pesado, como dados.	Se emplea en máquinas EDM de alta potencia; y no se filtra con facilidad.

## 1.6 Parámetros relacionados al desgaste de la pieza de trabajo

En los procesos de manufactura no convencionales, como es el caso del maquinado por descarga eléctrica EDM, el principal punto de estudio es la remoción o eliminación de material de la pieza de trabajo. Este estudio se centra principalmente en aspectos relacionados con la  $MRR$  y  $r_c$ . Algunos de los parámetros más importantes implicados en el proceso EDM [25] son:

1. El tiempo de trabajo ( $t_d$  o  $t_{on}$ ): es el tiempo de duración del pulso (del orden de los  $\mu\text{seg}$ ), tiempo por ciclo durante el cual la corriente fluye. La remoción de material es directamente relacionada a la cantidad de corriente aplicada durante este tiempo.
2. Tiempo de pausa ( $t_{off}$ ): es el tiempo entre una chispa y otra ( $\mu\text{seg}$ ). En este intervalo de tiempo se remueve el material fundido y si el tiempo entre chispa y chispa es demasiado corto, hará que las chispas sean inestables.
3. Distancia del arco ( $gap$ ): es la distancia entre el electrodo y la pieza durante el proceso de electroerosión. Se le puede llamar como separación de encendido, la cual debe mantenerse constante durante el ciclo de trabajo [25].
4. Corriente ( $I$ ): es el valor medio de la intensidad de corriente de descarga. Cuanto mayor es la corriente, mayor es el cráter formado en la pieza de trabajo, con lo cual se forma una superficie más rugosa.

El porcentaje de descargas eléctricas ha llegado a ser considerado uniforme [12], es decir como un canal único de plasma durante todo el proceso para efectos de modelado y simulación [13, 14], aunque el canal de plasma generado entre el ánodo, y el cátodo, no es continuo, sino que existe un retardo de tiempo del orden de microsegundos de un haz al otro [15, 16]. Sin embargo, ya sea considerado uniforme o con un retardo entre un haz y otro, el calor es transferido del plasma al líquido dieléctrico por medio de convección y radiación y a la pieza de trabajo por conducción y radiación.

Los modelos matemáticos [9]-[18] del proceso EDM utilizan los parámetros anteriormente numerados para predecir tanto la tasa de material removido ( $MRR$ ) como la geometría de los cráteres (rugosidad superficial). Por lo tanto, un modelado matemático que considere los factores más apegados al proceso EDM real deberá generar mejores resultados.

## 1.7 Maquinado EDM en agua

El agua como dieléctrico en el proceso EDM es una alternativa al dieléctrico a base de hidrocarburos para proveer un mejor ambiente de trabajo desde la perspectiva de salud y seguridad, ya que no se descompone y libera vapores nocivos ( $\text{CO}$  y  $\text{CH}_4$ ). Uno de los primeros estudios relacionados con el uso de agua como dieléctrico fue presentado por Jeswani [26], quien comparo el rendimiento entre queroseno y agua destilada. Los resultados mostraron que el uso de agua destilada dio lugar a una mayor  $MRR$ , un menor desgaste de la herramienta ( $TWR$  en inglés), una gran precisión dimensional, y un mejor acabado superficial que cuando se utiliza el queroseno. Los experimentos se realizaron en un intervalo de pulso de alta energía. Por su parte, Jilani Tariq y Pandey [27] realizaron una investigación para evaluar el desempeño de agua como dieléctrico en el proceso EDM

utilizando acero de bajo carbono como pieza de trabajo. En los experimentos realizados utilizaron una mezcla de agua con 25% y 75% de agua destilada a bajas densidades de corriente. Además, utilizaron dos diferentes materiales para la herramienta, latón y cobre. Los resultados indicaron que las mejores tasas de remoción de material (*MRR*) se lograban con el agua, y una condición especial de cero desgaste de la herramienta (cobre) puede lograrse con polaridad negativa. Koenig y Joerres [28] reportaron que una solución acuosa de glicerina altamente concentrada tiene cierta ventaja, en comparación con dieléctricos de base hidrocarburos, cuando se trabaja con pulsos de duración largos, factores de trabajo altos y descargas de corrientes elevados. Una explicación de la influencia del medio de trabajo en el proceso de remoción de material del proceso EDM fue presentado por König y Siebers [29]. Ellos observaron que los medios a base de agua poseen mayor estabilidad térmica y por lo tanto una entrada más alta de potencia, lo que permite aumentar la *MRR*. Se encontró que el uso de un aceite dieléctrico aumenta el contenido de carbono, apareciendo como carburos en la superficie de la pieza de trabajo [30], mientras que el uso de agua como dieléctrico provoca una des carbonización de la superficie. Una investigación de la influencia de queroseno y agua destilada como dieléctrico en Ti-6Al-4V como piezas de trabajo fue proporcionada por Chen, et al. [31]. Los resultados mostraron que se forma una capa de carburo sobre la superficie de la pieza de trabajo cuando se utiliza queroseno, y una capa de óxido es formada sobre la superficie de la pieza cuando se utiliza agua destilada. Ekmeka, et al. [32] analizaron la integridad de la superficie para moldes de plásticos, los resultados de este estudio mostraron que la cantidad de austenita retenida y la intensidad de las micro fisuras eran mucho menos en la capa de las muestras mecanizadas en agua desionizada. Kang y Kim [33] determinaron que dependiendo del fluido dieléctrico y del post-proceso al maquinado EDM, como puede ser un tratamiento térmico, puede ocasionar formación de grietas en la superficie maquinada de la pieza de trabajo. Los experimentos mostraron que cuando el queroseno es utilizado como dieléctrico, la carburación y la propagación aguda de grietas se produce después del tratamiento térmico. Por otro lado, como desventaja se encontró que el uso de agua desionizada como dieléctrico produce oxidación de la muestra después de someterla a tratamiento térmico.

Para mejorar el rendimiento al utilizar agua desionizada como dieléctrico en el proceso EDM algunos investigadores han utilizado aditivos tales como etilenglicol, polietileno glicol 200, dextrosa, sacarosa, [34]. De esta manera los dieléctricos a base de agua pueden reemplazar fluidos a base de hidrocarburos. El trabajo de Yan et al. [35] es una investigación en la cual el titanio puro utilizo como pieza de trabajo y una solución de urea en agua se utilizó como dieléctrico. Los resultados mostraron que el nitrógeno del dieléctrico contenido en la urea, emigraron a la pieza de trabajo, formando una capa dura de TiN, resultando en buena resistencia al desgaste en la superficie de la pieza maquinada. En el trabajo de Medellín et al [36] se realizaron diferentes experimentos con diversos tipos de dieléctrico en base agua (agua de la llave, agua desionizada y diferentes proporciones de mezclas entre estas). Los resultados mostraron que con una mezcla de 75% de agua de la llave y 25% de agua desionizada se logró la máxima *MRR* y el mínimo de desgaste de la herramienta (*TWR*). Por otro lado, en sistemas de micro-EDM [37] a través de un rediseño de la fuente de alimentación ha logrado un funcionamiento óptimo y estable al utilizar agua como fluido dieléctrico para evitar la generación

de pulsos no deseados y mantener el “gap” entre el electrodo y la pieza de trabajo dentro de un rango estable.

## 1.8 Canal de plasma formado en el proceso EDM

Las primeras referencias de estudios que distinguen al plasma de los demás estados de la materia datan de finales del siglo XIX. En 1879 el físico inglés Sir William Crookes [38], al experimentar con descargas eléctricas a baja presión, observó que el gas donde se establecía la descarga se comportaba sustancialmente diferente que un gas regular, porque las partículas exhibían carga eléctrica individual, pero en conjunto todas ellas eran eléctricamente neutras. Por tanto, Crookes sugirió la existencia de un nuevo estado al cual llamó “el cuarto estado de la materia”. Sin embargo, no fue sino hasta 1923 cuando el químico estadounidense Irving Langmuir investigó en detalle las descargas eléctricas en los gases y, en 1929, utilizó por primera vez el término “plasma” para describir una nube rojiza que se veía oscilar en el interior del gas durante una descarga eléctrica; el nombre de plasma se derivó de la similitud que Langmuir le asoció con el fluido sanguíneo. Actualmente, el plasma se define como una mezcla gaseosa constituida de partículas con cargas opuestas y que en conjunto exhiben una carga neta prácticamente igual a cero.

La Figura 1.13 muestra la clasificación de los principales tipos de plasmas naturales y artificiales, incluyendo el plasma del proceso EDM, en una escala logarítmica de temperatura.

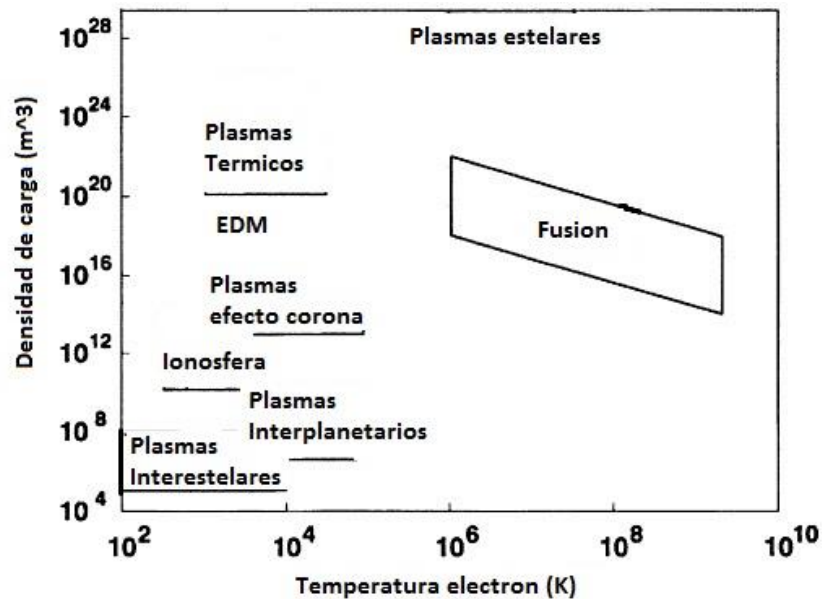


Figura 1.13. Clasificación de los plasmas de acuerdo a su densidad y temperatura [38].

Si bien las predicciones de las características detalladas del plasma no suelen ser posible, sobre todo por la variación del tiempo y las situaciones turbulentas, pasos gigantescos se han realizado recientemente, gracias al modelado computacional, para predecir las características manifiestas del comportamiento del flujo del plasma. Una característica notable de los plasmas industriales es que se comportan, con una muy buena aproximación, como un fluido. Así, las predicciones dependientes del tiempo y espacio sobre el comportamiento del plasma se pueden realizar utilizando las

ecuaciones clásicas de la mecánica de fluidos. La principal característica de un plasma es que contiene partículas negativas y positivas. Las partículas negativas son por lo general electrones y las partículas positivas son generalmente iones positivos del gas. Las densidades del número de partículas positivas y negativas son iguales, y aunque el plasma es eléctricamente neutro no obstante es conductor de la electricidad debido a las partículas cargadas. Un plasma tiene notables propiedades colectivas, es decir que en presencia de un campo eléctrico las partículas con la misma carga se agrupan y se mueven en dirección a la polaridad de los electrodos, desarrollando recubrimientos delgados en el borde del plasma en el que hay campos eléctricos elevados.

Los plasmas térmicos están cercanos o casi en equilibrio termodinámico local (LTE por sus siglas en inglés). Pueden ser generados por fuentes de CD o CA, por radiofrecuencia o por microondas. Los plasmas térmicos se encuentran a una presión de 0.1 atm o mayor, lo que conduce a una alta tasa de colisión y, por lo tanto, una transferencia eficiente de la energía de los electrones a las demás partículas comprendidas en el plasma, las cuales alcanzan prácticamente la misma temperatura que los electrones, del orden de 1eV ( $\sim 10000$  K). Básicamente para que la condición de LTE se cumpla las tasas altas de colisión ocurren en la región central del arco de plasmas [39]-[44], cerca de los electrodos [45], [46] y en los bordes de estos [47]-[49].

Los plasmas térmicos son ampliamente utilizados en aplicaciones industriales, incluyendo la soldadura por arco [50], el corte por plasma [51], la pulverización por plasma [52], el procesamiento de minerales (incluyendo refundición por plasma en hornos de arco) [53] y [54], la iluminación [55], el tratamiento de residuos [56], y los interruptores de alta energía [57] y [58]. Una emergente aplicación es la producción de nano partículas y nano estructuras [59] y [60].

El modelado numérico de los plasmas térmicos se basa en la dinámica de fluidos, con modificaciones para tener en cuenta el hecho de que los plasmas son buenos conductores de la electricidad y emiten fuertemente radiación. Un factor crítico es la necesidad de utilizar las propiedades termodinámicas, y de radiación correctas para un plasma térmico [61]. Trabajos recientes han propuesto nuevas técnicas para modelar numéricamente los plasmas térmicos [62] y [63]. Estas técnicas incluyen el modelado de geometrías tridimensionales complicadas; variaciones rápidas de los fenómenos que ocurren en la formación del plasma, la capacidad de incluir variaciones del equilibrio termodinámico local (LTE), variaciones en la química del plasma y la interacción entre el plasma y las partículas condensadas. El modelado numérico de los plasmas térmicos ha llegado al punto en el que las predicciones numéricas son útiles y pueden ser útiles en el diseño del proceso, por ejemplo, en el corte por plasma [64], destrucción de residuos [65] y [66] y la producción de nano partículas [67]. Por esta razón se observó la necesidad de desarrollar un modelo numérico que proporcione la información necesaria del canal de plasma formado en el proceso EDM, para predecir la distribución del flujo de energía.

## Capítulo 2. Modelado termo físico del proceso de electroerosión

---

En este capítulo se presenta el desarrollo numérico del modelo termo físico que permite comparar el rendimiento del proceso de electroerosión en términos de la tasa de remoción de material y el radio de cráter.

### 2.1 Modelos Termo-Físicos y sus consideraciones

El modelado analítico del proceso EDM ha sido investigado por varios autores desde 1971 a través de modelos termo-físicos. DiBitonto et al. [9] presentaron un modelo de erosión catódica simple para el proceso de descarga eléctrica EDM, donde una fracción de la potencia total ( $F_c = 0.183$ ) es transferida al cátodo para diferentes corrientes y duraciones de pulsos de descarga. DiBitonto et al. Presentaron una solución analítica del campo de temperatura utilizando una fuente de calor puntual de la erosión del cátodo y una fuente de calor en forma de disco para el ánodo. Las principales suposiciones hechas en su modelo son: cada pulso genera una chispa ya que la chispa siguiente ocurre en otra ubicación, la zona de influencia de la chispa es de naturaleza esférica; por esta razón se considera una fuente de calor puntual.

Como ya se mencionó en el estudio de literatura existen varios modelos numéricos de conducción de calor transiente en 2D que tratan de simular la transferencia de calor a la pieza. Van Dijck desarrollo un modelo 2D transiente con una fuente de calor en forma de disco circular, para un medio finito Van Dijck y Dutre [10], y un medio semi-infinito Snoeys y Van Dijck [11], como pieza de trabajo, respectivamente. Además, estos modelos suponen que el electrodo y la pieza de trabajo son superficies suficientemente grandes por lo que se considera aislamiento fuera de la fuente de calor. El medio dieléctrico en el cual está sumergida la pieza se encuentra inicialmente a temperatura ambiente, la fracción de la energía transferida al cátodo es 50% ( $F_c = 0.5$ ), y las propiedades termo físicas se consideran constantes en todo el rango de temperatura.

Un modelo con una fuente de disco fue descrito por Beck [12]. Aunque este modelo no fue desarrollado precisamente para el proceso EDM es muy similar al propuesto por Snoeys y Van Dijck [11], para una pieza semi infinita. Jilani y Pandey [13] utiliza una fuente de calor en forma de disco y una pieza de trabajo semi-infinita. Además, las superficies de los electrodos se encuentran aisladas con excepción de la porción en la que la fuente de calor está actuando, y la erosión es igual al volumen fundido de la pieza de trabajo. Al igual que en los trabajos discutidos previamente, las propiedades termo físicas se consideraron constantes en todo el rango de temperatura.

Joshi y Pande [15] presentaron un análisis numérico considerando una sola descarga o chispa en el proceso de EDM. El análisis supone una distribución Gaussiana de flujo de calor, con un radio de chispa basado en la corriente de descarga y el tiempo de descarga. También toma en cuenta el calor latente de fusión incrementando la capacidad térmica del material. Salonitis et al. [16] supusieron

que la distancia desde la superficie de la pieza a la cual la temperatura excede el punto de fusión coincide con la profundidad del cráter, despreciando la formación de una capa de material resolidificado. El cráter se asume que tiene forma parabólica. Tlili et al. [68] utilizaron una distribución de calor Gaussiana y considera el crecimiento del canal de plasma de acuerdo con Das et al. [69], con una fracción de energía de descarga de 18.3% ( $F_c=0.183$ ).

La fracción de la energía de descarga  $F_c$ , que se mencionó anteriormente, es un factor importante que regula la cantidad de calor introducido en la pieza de trabajo. Varios valores de  $F_c$  han sido reportados en la literatura, los cuales varían en un rango de 0.08 hasta 0.50. Un valor de 0.5 asume una distribución de energía igual entre la herramienta y la pieza de trabajo y no considera ningún flujo de energía al dieléctrico. Los trabajos de Marafona y Chousal [69] y DiBitonto et al. [9] determinaron que una fracción de energía  $F_c=0.183$  produce una buena correlación de los resultados obtenidos analíticamente con los resultados experimentales. Este valor ha sido utilizado por varios autores [69], [71], [72] y [73], mientras otros como Yadava et al. [74], y Singh et al [75], seleccionaron  $F_c=8\%$ , quienes concluyeron que la fracción de energía ( $F_c$ ) depende de la naturaleza del fluido dieléctrico utilizado, en este caso 9% NaOH como electrolito y 20% keroseno mezclado con partículas de grafito.

Las consideraciones que se hacen en cada uno de los modelos revisados anteriormente se resumen en la Tabla 2.1. La mayoría de estos modelos reportados en literatura consideran las propiedades térmicas constantes de la pieza de trabajo. Estas propiedades térmicas corresponden al acero [76] y se muestran en la Tabla 2.2.



**Tabla 2.1.** Características y simplificaciones de los modelos termo- físicos del proceso de electroerosión EDM.

Modelo	Suposiciones	$F_c$ (%)	Propiedades termo-físicas del material
DiBitonto et al [9].	<ul style="list-style-type: none"> <li>- Fuente de calor puntual.</li> <li>- El perfil del cráter es semi-esférico</li> </ul>	18.3	Propiedades termo-físicas del material constantes sobre todo el rango de temperaturas.
Van Dijck and Dutre [10].	<ul style="list-style-type: none"> <li>- Fuente de calor disco</li> <li>- Dominio finito</li> </ul>	50	
Snoeys and Van Dijck [11]	<ul style="list-style-type: none"> <li>- Fuente de calor disco</li> <li>- Dominio finito y semi-infinito</li> </ul>	50	
Salonitis et al. [16]	<ul style="list-style-type: none"> <li>- Fuente de calor con distribución gaussiana</li> <li>- Dominio infinito</li> </ul>	-	
Beck[12]	<ul style="list-style-type: none"> <li>- Fuente de calor disco</li> <li>- Completamente aislado</li> <li>- Dominio semi infinito</li> </ul>	50	
Jilani and Pandey [13]	<ul style="list-style-type: none"> <li>- Fuente de calor disco.</li> <li>- Dominio semi-infinito.</li> <li>- Superficies aisladas</li> </ul>	50	Propiedades termo-físicas del material constantes son independientes de la temperatura
Joshi and Pande [15]	<ul style="list-style-type: none"> <li>- Fuente de calor con distribución gaussiana</li> </ul>	18.3	Propiedades constantes. Se considera el calor latente
Tlili et al. [68].			Propiedades térmicas dependientes de la temperatura.

**Tabla 2.2.** Propiedades térmicas del acero.

Densidad	7545 kg/m <sup>3</sup>
Conductividad Térmica	56.1 W/(m K)
Calor Específico	575 J/(kg K)
Calor Latente	247kJ/kg
Temperatura de fundición	1808 K

## 2.2 Desarrollo del modelo termo físico del proceso EDM

### 2.2.1 Ecuación de calor

En el proceso de electroerosión EDM la chispa se genera mediante la aplicación de un voltaje de aproximadamente 90 a 200 V entre la herramienta (cátodo) y la pieza de trabajo (ánodo). Este alto voltaje rompe la rigidez del dieléctrico generando un canal de plasma conductor. Esto hace caer el voltaje al valor del voltaje de descarga (alrededor de 25-30 V) y la corriente a un valor medio establecido por el operador del equipo EDM. Durante la descarga, los electrodos están expuestos a un flujo de calor extremadamente alto que produce temperaturas suficientemente altas para fundir e incluso evaporar el material de la pieza de trabajo. El flujo de calor ( $Q$ ) absorbido por el material en el proceso de EDM puede considerarse como una fuente de calor externa en la superficie de la pieza de magnitud:

$$Q = F_c VI(t_d + t_{off}) \quad (2.1)$$

donde  $V$  e  $I$  son el voltaje y la corriente promedio durante la duración del ciclo, respectivamente;  $F_c$  es la fracción de la potencia total de la chispa depositada en la superficie de la pieza de trabajo, el cual se mantendrá en este trabajo como un valor constante de 0.183;  $t_d$  y  $t_{off}$ , es el tiempo de duración del pulso de descarga y el pulso de apagado, respectivamente. Asumiendo un flujo de calor constante durante la descarga, el flujo de calor instantáneo absorbido por el material  $\dot{Q}$  es:

$$\dot{Q} = \frac{Q}{t_d} = F_c VI \frac{(t_d + t_{off})}{t_d} \quad (2.2)$$

En el modelo de DiBitonto et. al. [9], el radio de plasma se considera muy pequeño y la fuente de calor se aproxima como una fuente puntual. Se supone que el proceso puede ser descrito como un problema de conducción de calor axi-simétrico sin generación interna de calor, para lo cual la ecuación diferencial parcial que rige el comportamiento de la temperatura,  $T$ , en coordenadas esféricas es:

$$\frac{1}{\alpha} \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial T}{\partial r} \quad (2.3)$$

Donde  $\alpha = k_t / \rho c_p$  es la difusividad térmica, que se supone constante. Suponiendo una temperatura inicial  $T_0$ , una pieza de trabajo semi-infinita, y la aplicación de una fuente de calor puntual con una magnitud  $\dot{Q}$ , ec. (2.2), la distribución de temperatura resultante está dada por:

$$T = T_0 + \frac{\dot{Q}}{2\pi k_t r} \operatorname{erfc}\left(\frac{r}{2\sqrt{\alpha t}}\right) \quad \text{for } 0 < t \leq t_d \left. \vphantom{\frac{\dot{Q}}{2\pi k_t r}} \right\} \quad (2.4)$$

$$T = T_0 + \frac{\dot{Q}}{2\pi k_t r} \operatorname{erfc}\left(\frac{r}{2\sqrt{\alpha t}}\right) - \frac{\dot{Q}}{2\pi k_t r} \operatorname{erfc}\left(\frac{r}{2\sqrt{\alpha(t-t_d)}}\right) \quad \text{for } t > t_d \left. \vphantom{\frac{\dot{Q}}{2\pi k_t r}} \right\}$$

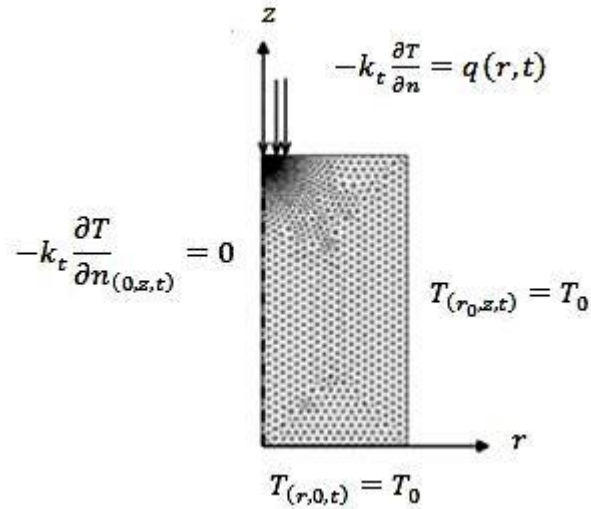
Esta solución analítica se ha utilizado para validar los modelos numéricos, y también como referencia para comparar los resultados de los diferentes modelos numéricos.

### 2.2.2 Modelo numérico

El modelo numérico desarrollado para este estudio se ha implementado de tal manera que varios modelos o suposiciones puedan aplicar fácilmente. La ecuación diferencial parcial para el problema de conducción de calor es:

$$\rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} = \nabla \cdot (k_t \nabla T) \quad (2.5)$$

donde en lugar de utilizar la difusividad térmica  $\alpha$ , se utiliza la densidad  $\rho$ , el calor específico  $c_p$  y la conductividad térmica  $k_t$ , del material de la pieza de trabajo, para permitir la aplicación de la posible dependencia de la temperatura en los coeficientes térmicos  $k_t$  y  $c_p$ . Cabe señalar que  $\rho$  debe mantenerse constante para preservar la masa en el modelo, y el efecto de cualquier expansión volumétrica se incorpora indirectamente mediante la corrección correspondiente de los coeficientes  $k_t$  y  $c_p$ . La Figura 2.1 muestra el dominio axi-simétrico del problema en dos dimensiones el cual tiene un mallado normal con un fuerte refinamiento de los elementos cerca de la superficie superior y cerca al eje de simetría, donde la energía de la chispa se deposita. El mallado consta de 9249 elementos, lo que asegura un refinamiento más fino donde se aplica la fuente de calor. Se observa que al incrementar el número de elementos por ejemplo a 14699 la solución numérica tiene un cambio prácticamente insignificante, con un error relativo del 0.0001% entre estos dos tipos de mallado. Además, se observó que tanto la solución numérica como el modelo teórico coinciden, lo que indica que el modelo converge. El refinamiento local es necesario para representar los grandes gradientes de temperatura en esta zona y permitir el uso de las funciones de Dirac y Heaviside utilizadas para incluir el efecto del calor latente como se explica más adelante.



**Figura 2.1.** Representación axi simétrica bidimensional y condiciones de frontera del modelo numérico del proceso EDM.

La condición inicial está dada por:

$$T(r, z, t) = T_0 \text{ for } t = 0 \quad (2.6)$$

Se supone un dominio axi-simétrico finito en el que las condiciones de contorno son (véase Figura 2.1):

$$-k_t \frac{\partial T}{\partial n} = q(r, t) \text{ en la cara superior} \quad (2.7)$$

$$-k_t \frac{\partial T}{\partial n} = 0 \text{ en el eje de simetría} \quad (2.8)$$

$$T = T_0 \text{ en las fronteras} \quad (2.9)$$

donde  $n$  es la superficie normal. La pérdida de calor al ambiente desde la superficie superior no se toma en cuenta, como corresponde a los modelos encontrados en la literatura. A pesar de que en el modelo FEM actual esta pérdida de calor podría ser tomada en cuenta, no se ha incluido en este estudio, en parte debido a que el coeficiente de transferencia de calor no se conoce, pero también se argumenta que la pérdida de calor durante intervalos de tiempo cortos no es significativa en comparación con la gran entrada de calor en la superficie superior.

La implementación de este modelo se hizo en COMSOL v4.2a [77], y se basa en una reformulación adimensional del problema, permitiendo realizar un estudio paramétrico de los distintas consideraciones aquí tomadas (calor latente, fuente de calor y tipo de pulso) sin cambios en las condiciones iniciales y de contorno del modelo.

### 2.2.3 Calor latente

Debido a que en muchos modelos reportados en la literatura asumen un valor efectivo de las propiedades térmicas del material a lo largo de todo el rango de temperaturas, no está claro si los modelos toman en cuenta el calor latente. En el modelo de Joshi y Pandey [15] el calor latente de fusión  $h_f$  se toma en cuenta de manera explícita mediante la sustitución de  $c_p$  por un coeficiente de calor específico compensado  $C_p^*$ , definido como:

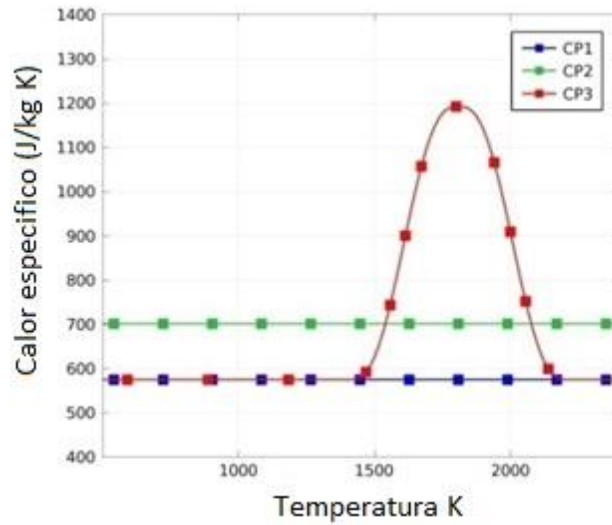
$$C_p^* = c_p + h_f / \Delta T \quad (2.10)$$

En esta definición, queda abierto que valor de  $\Delta T$  debe elegirse con el fin de obtener resultados correctos. Se puede argumentar que  $\Delta T = T_f - T_0$ , donde  $T_f$  sea la temperatura de fusión y  $T_0$  la temperatura ambiente, o  $T_0 = 0$  (en °C o K), ambas propuestas son válidas. Por otro lado, teniendo en cuenta que se pueden alcanzar temperaturas de evaporación del material o pieza de trabajo durante el proceso, podría ser válido elegir  $T_b$  como la temperatura de evaporación de este material en lugar de  $T_f$ . En cualquier caso, el aumento artificial en la capacidad calorífica efectiva tiene consecuencias no deseadas, tales como la absorción excesiva de calor en el material debido a que parte del calor latente es absorbido antes de que ocurra la fusión e igualmente el sobrecalentamiento del material fundido tiene una capacidad calorífica más alta de lo que en realidad es. Por lo tanto, se propone una aproximación del calor latente que incluye coeficientes dependientes de la temperatura  $\check{c}_p(T)$  utilizando una función de suavizado Dirac  $\delta_s$ , lo que resulta en:

$$\check{c}_p(T) = c_p(T) + h_f \delta_s(T) \quad (2.11)$$

Donde  $c_p$  puede ser un valor constante o dependiente de la temperatura sin ninguna complicación adicional para el modelado numérico. El comportamiento dependiente de la temperatura resultante de  $\check{c}_p$  se muestra en la Figura 2.2, donde CP1 es el calor específico a temperatura ambiente, CP2 es el calor específico medio aplicado sobre el rango de temperatura ambiente hasta la temperatura de fusión y CP3 es el calor específico teniendo en cuenta el calor latente. Cabe mencionar que la

magnitud del pico aumenta con la reducción de la zona de transición sobre la que se distribuye el calor latente, por lo que la ecuación (2.5) es cada vez más no lineal.



**Figura 2.2.** Comportamiento de las tres variantes del calor específico utilizado en el modelo FEM.

#### 2.2.4 Fuente de calor

La fuente de calor  $q(r, t)$  es función del radio  $r$  de la chispa y del tiempo  $t$ . Sin embargo, en este estudio se asume que la función de calor se puede separar en dos funciones que describen las variaciones espaciales y temporales:

$$q(r, t) = f(r)g(t) \quad (2.12)$$

Debe tenerse en cuenta que lo anterior implica que el perfil espacial y temporal de la descarga son independientes, mientras que en la realidad la distribución espacial depende del tiempo.

#### 2.2.5 Evaluación del desempeño

Una vez que el campo transitorio de temperaturas ha sido resuelto, el desempeño del proceso EDM se puede determinar. La tasa de remoción de material ( $MRR$ ) se calcula con base en el volumen de material removido ( $VMR$ ) debido a una única descarga o chispa, de acuerdo con:

$$MRR = \frac{VMR}{(t_d + t_{off})} \quad (2.13)$$

El  $VMR$  se calcula a partir del volumen de material fundido (volumen del cráter), suponiendo que todo el material por encima de la temperatura de fusión  $T_f$  se eliminará, resultando en:

$$VMR = 2\pi \iint r H_s(T - T_f) dr dz \quad (2.14)$$

En donde  $H_s$  es una función de suavizado. El radio cráter  $r_c$  se define como el radio del material fundido, y se determina numéricamente con dos integrales evaluadas en la superficie superior como:

$$r_c = \frac{\int r \delta_s(T - T_m) dr}{\int \delta_s(T - T_m) dr} \quad (2.15)$$

Donde  $\delta_s$  es una función delta de Dirac suavizada. Debe tenerse en cuenta que la integral del denominador se incluye en primer lugar para escalar el gradiente de temperatura y, para corregir el error de integración numérica, el cual es importante debido a que la función de Dirac tiene grandes gradientes que son integrados en sólo unos pocos elementos.

Otro parámetro de desempeño por evaluar es la eficiencia ( $e$ ) del proceso EDM, la cual se define como la relación entre la energía requerida para fundir el volumen de material removido y la energía total de calor depositado o absorbido en la descarga  $Q$  (ecuación (2.1)):

$$e = \frac{(VMR)\rho(c_p(T_m - T_o) + h_f)}{Q} \quad (2.16)$$

Esta eficiencia también puede ser vista como la eficiencia del proceso de transferencia de calor en la pieza de trabajo.

## 2.3 Simulación y variaciones del modelo termo-físico

Con base en los modelos de la Tabla 2.1, las siguientes variaciones de modelado fueron consideradas con el fin de evaluar la influencia de las diferentes variaciones de la simulación numérica del proceso EDM. El objetivo de estas variaciones es observar el efecto de cada una de las consideraciones en el desempeño del proceso, y evaluar el modelo numérico más apropiado que proporcione la aproximación más cercana a los resultados experimentales.

### 2.3.1 Calor latente

Se consideran tres variantes del calor latente:

1. **CP1** valor constante de acuerdo a la Tabla 2.2.
2. **CP2** valor constante corregido de acuerdo con (2.10).
3. **CP3** comportamiento dependiente de la temperatura de acuerdo con (2.11).

Se consideraron estas tres variantes para analizar la diferencia y la importancia de la forma en la cual el calor latente se incorpora en el modelo numérico.

### 2.3.2 Distribución de fuente de calor

Tres fuentes de calor definidas como fuentes espaciales  $f(r)$ , se estudian y aplican en la superficie superior de la pieza de trabajo:

1. **F1** fuente de calor Puntual.
2. **F2** fuente de calor en forma de disco.
3. **F3** fuente de calor Gaussiana.

Estas fuentes de calor representan las variantes que se encuentran en la literatura. Cada fuente representa el mismo flujo total de energía.

### 2.3.3 Forma del pulso de descarga

Dos formas de pulso de descarga son consideradas para la función  $g(t)$  que describe la forma del pulso temporal:

1. **G1** Encendido/apagado.
2. **G2** Pulso exponencial.

Para ambas formas de pulso se implementó un suavizado del 5% de la duración del pulso al final de cada pulso (Figura 2.3). El pulso de encendido/apagado es el que se utiliza en la mayoría de los modelos de referencia que se revisaron (Tabla 2.1), pero la forma de pulso exponencial coincide más con la forma del pulso obtenido de la descarga eléctrica de un condensador. Ambas formas de pulso proporcionan la misma energía.

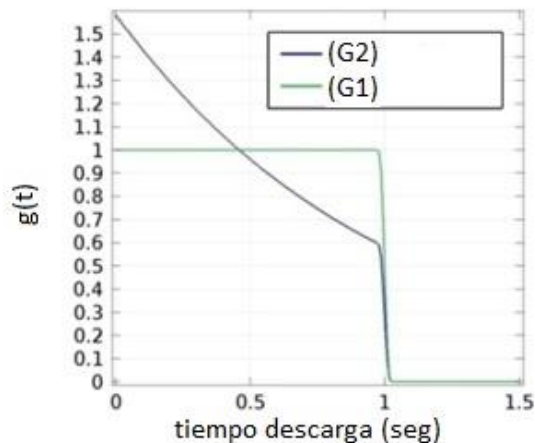


Figura 2.3. Forma del pulso de descarga.

Para cada variación del modelo, se realizaron simulaciones numéricas en COMSOL [77] de acuerdo con las condiciones del proceso mostradas en la Tabla 2.3, las cuales son las reportadas por DiBitonto et al. [9]. Estos resultados experimentales fueron seleccionados como referencia debido a que han sido ampliamente utilizados por varios investigadores. El radio del cráter ( $r_c$ , ver Tabla 2.3) se impone en el modelo numérico como el radio nominal de la fuente de calor F2 y F3.



**Tabla 2.3.** Información experimental del proceso EDM para un voltaje de descarga de 25V [9].

$I$ (A)	$t_d$ ( $\mu$ s)	$t_{off}$ ( $\mu$ s)	$r_c$ ( $\mu$ m)	$MRR$ (mm/min)
2.34	5.6	1	8	0.3
2.83	7.5	1.3	10	1.6
3.67	13	2.4	13	3.1
5.3	18	2.4	15	8.4
8.5	24	2.4	24	23.2
10	32	2.4	27	32
12.8	42	3.2	30	50.5
20	56	3.2	38	89.7
25	100	4.2	48	125
36	180	4.2	60	226
44	240	5.6	60	246
58	420	7.5	67	346
68	560	10	85	559

## 2.4 Validación de la simulación FEM

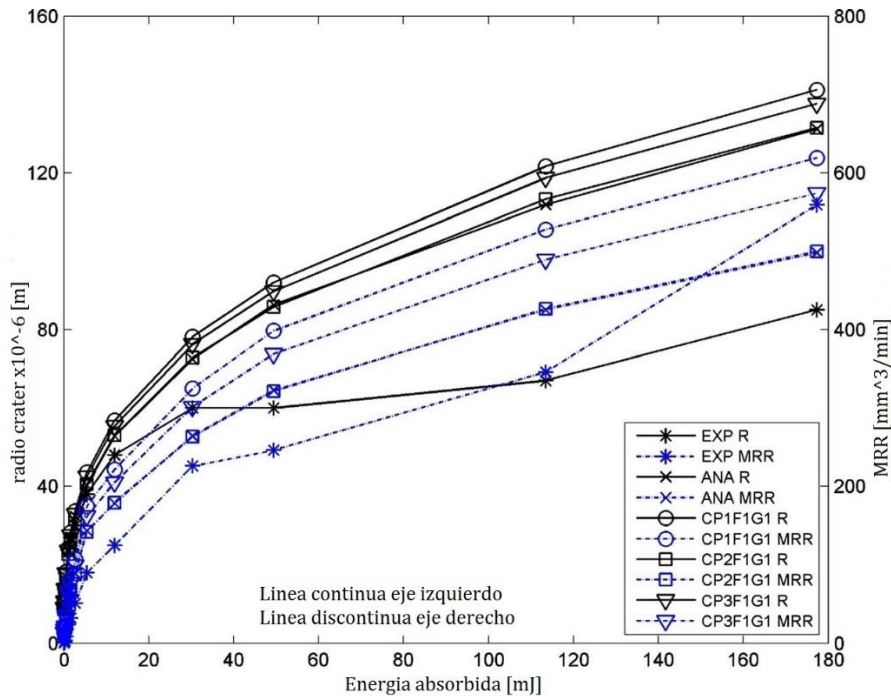
Con el fin de validar los modelos FEM propuestos, se realizó un análisis comparativo entre la solución analítica reportada por DiBitonto et al. [9], y los datos experimentales obtenidos de la literatura, [9] y [15]. Los modelos se evaluaron en términos de la tasa de remoción de material ( $MRR$ ) y el radio del cráter ( $r_c$ ). La remoción de material  $MRR$  y el radio del cráter  $r_c$  se determinan por evaluación numérica de las ecuaciones (2.13) y (2.15) usando el campo de temperatura analítico definido por la ecuación (2.4), y eligiendo el valor de calor específico según la ecuación (2.10). Bajo estas condiciones, los resultados analíticos deberán coincidir con los resultados del modelo numérico para el caso CP2F1G1.

## 2.5 Resultados y discusión

La Figura 2.4 muestra una comparación entre las soluciones numéricas CP1F1G1, CP2F1G1, y CP3F1G1, obtenidas con una fuente de calor puntual (F1) y un pulso on/off (G1), pero con diferentes coeficientes de calor específico CP1, CP2, CP3, respectivamente. La solución analítica (ANA) propuesta por DiBitonto et al. [9], y los datos experimentales (EXP) se muestran en la Tabla 2.3. Las diferentes graficas que a continuación se presentan muestran el radio del cráter en el eje vertical en la parte izquierda con líneas sólidas, mientras que las líneas discontinuas muestran los resultados

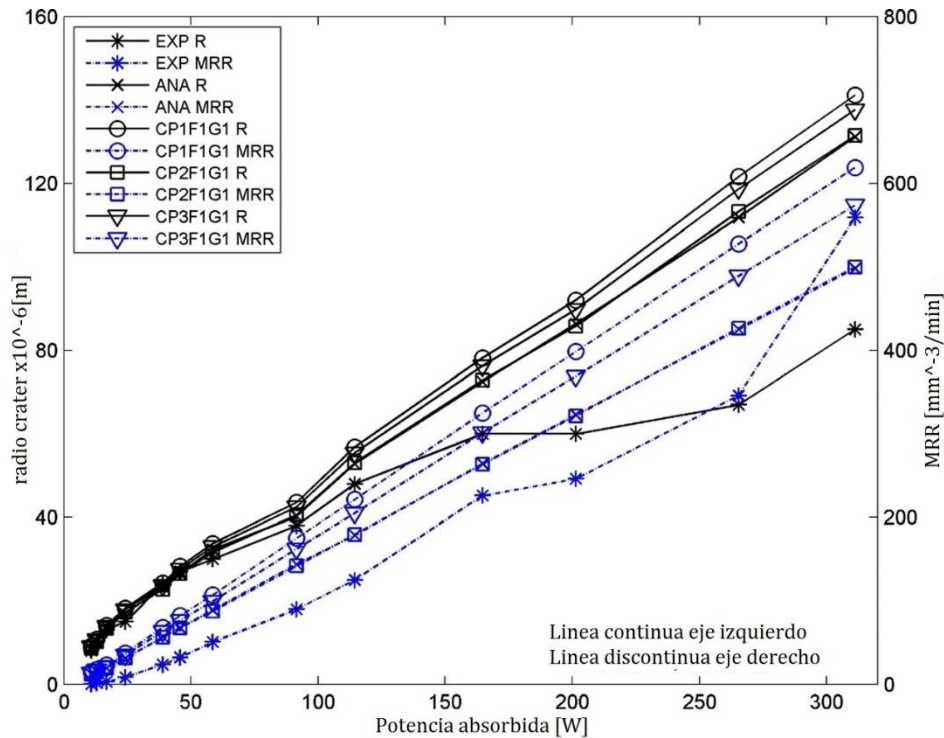
de la tasa de remoción de material (*MRR*) en el eje vertical del lado derecho. Se observa que la curva CP2F1G1 posee una gran similitud a la solución analítica (ANA) usando CP2.

La Figura 2.4 revela que los modelos numéricos sobreestiman los resultados experimentales de *MRR*, excepto para niveles de energía altos, donde los resultados experimentales muestran un fuerte aumento de la *MRR*. Del mismo modo, el tamaño del cráter es sobreestimado en comparación con el experimental, hasta en un 40% para potencias altas. Sin embargo, para el rango de potencia inferior, el radio del cráter predicho coincide con el radio experimental reportado.



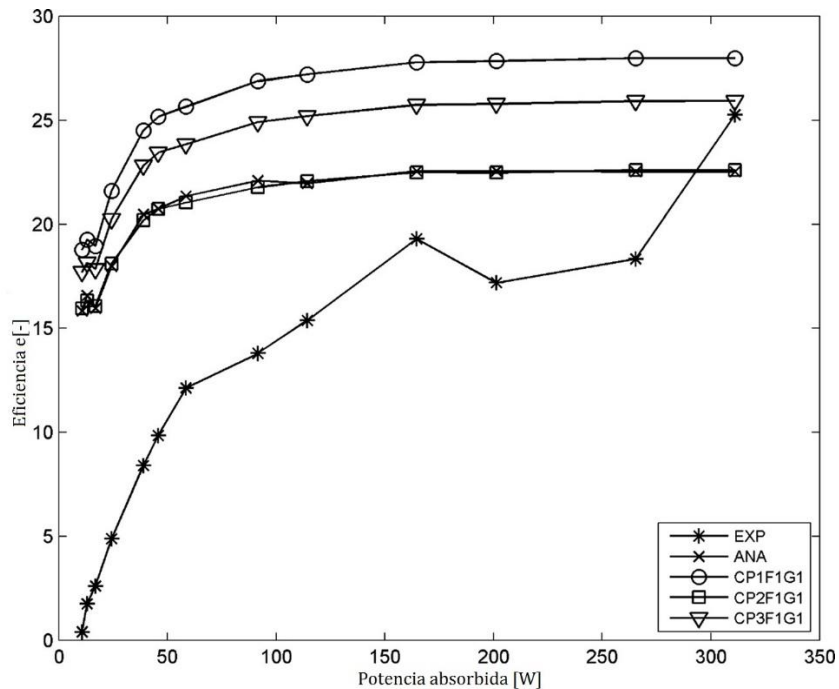
**Figura 2.4.** Comparación entre los resultados experimentales, analíticos y numéricos para la *MRR* y  $r_c$  vs la descarga de energía respectivamente. Los resultados numéricos muestran la influencia de las variaciones implementadas del calor específico (CP1, CP2 Y CP3).

La Figura 2.5 representa los mismos resultados anteriores pero graficados en función de la potencia de descarga o flujo de calor absorbido, definida en la ecuación (2.2). Estos resultados muestran una relación lineal tanto para la *MRR* como para el radio del cráter. Hay que hacer notar que, en lugar de trazar las curvas de la *MRR* como función de la potencia absorbida, la misma forma de la curva se obtiene al graficar el volumen material removido por un solo pulso (*VMR*) contra la energía (absorbida) de la descarga por pulso, ya que ambos *MRR* y el *VMR* se relacionan con la energía del pulso a través de la misma duración de pulso o factor de frecuencia. Se asume que el material retirado corresponde al volumen de material fundido, lo cual implica que la remoción de material está directamente relacionada a la energía para calentar y fundir el material.



**Figura 2.5.** Comparación entre los resultados experimentales, analíticos y numéricos para la  $MRR$  y  $r_c$  vs la potencia absorbida (flujo de calor) respectivamente. Los resultados numéricos muestran la influencia de las variaciones implementadas del calor específico (CP1, CP2 Y CP3).

Esta proporcionalidad lineal mostrada por los resultados de los modelos numéricos indica que existe cierto tipo de eficiencia, esto se observa claramente en la Figura 2.6 en la cual se aprecia la eficiencia del proceso definida por la ecuación (2.16), graficada para todo el rango de potencia absorbida. La eficiencia del proceso predicha por el modelo permanece prácticamente constante en la mayor parte del rango de potencia de operación excepto para el rango de baja potencia o energía (correspondiente a un pulso corto), en el cual se reduce la eficiencia. Se observa que la eficiencia de los resultados experimentales muestra un comportamiento significativamente diferente. A niveles de potencia intermedios, hay una tendencia a estabilizarse en un valor constante; sin embargo, a potencias más bajas la reducción de la eficiencia es mucho más significativa, y para el nivel de potencia más alto, la curva sugiere un aumento significativo de la eficiencia. Esto indica que, a niveles de potencia alta, es más favorable la eliminación de material, lo cual no se observó en ninguno de los modelos analizados. En todos estos modelos se ha asumido una fracción de energía de descarga constante  $F_c=0.183$ , y la eficiencia se calcula con respecto a la energía absorbida por el material, por lo que un aumento en esta fracción produciría un aumento de la eficiencia. Por lo tanto, la eficiencia (ecuación 2.16) global del proceso se encuentra por debajo del 5%.



**Figura 2.6.** Comparación de la eficiencia energética (eficiencia de remoción) calculada con la ecuación (12), para los resultados experimentales, analíticos y numéricos vs la potencia absorbida por la pieza. Los resultados numéricos muestran la influencia de las variaciones de implementar el calor específico (CP1, CP2 y CP3).

Los niveles de eficiencia que se observan en la Figura 2.6 muestran que sólo una fracción de la energía absorbida se utiliza realmente para fundir el material y una gran parte se pierde por conducción en la pieza de trabajo. También una fracción menor de calor permanece acumulada en el material fundido al final del pulso. Una pequeña cantidad del exceso de calor continúa fundiendo material aun cuando la descarga ya ha finalizado, suponiendo que el material fundido permita la conducción de este calor, aunque es prácticamente insignificante. De hecho, teniendo en cuenta que se supone que todo el material fundido es completamente removido, la conducción de calor después del pulso no es significativa para la determinación del volumen eliminado VMR.

## 2.6 Influencia de calor latente

En las Figura 2.4, Figura 2.5 y Figura 2.6 se observa la influencia de la inclusión del calor latente mediante la comparación de las soluciones numéricas CP1F1G1, CP2F1G1 y CP3F1G1, con los resultados experimentales y analíticos. Los resultados muestran que los valores de *MRR* estimados con los modelos CP2 y CP3 están por debajo del modelo CP1 en todo el rango de la energía de descarga. Esto es de esperarse ya que el modelo CP1 requiere menos calor para fundir el material debido a la omisión de calor latente. La diferencia entre los modelos CP2 y CP3 revela que la manera de considerar el calor latente es relevante. En el caso CP2 se puede argumentar que tanto el material sólido como el material sobrecalentado absorben demasiado calor debido al valor promedio de  $c_p$  utilizado, lo que produce una disminución de la eficiencia del proceso. En el caso CP3 se incorpora el calor latente solamente cerca de la temperatura de fusión, por lo que se puede considerar como una de las formas más realistas de introducirlo. La Figura 2.6 muestra que los valores de eficiencia

del caso CP3 están entre CP1 y CP2, los cuales se establecieron como los límites superior e inferior respectivamente.

## 2.7 Influencia de la distribución espacial de la fuente de calor

Con el propósito de estudiar la influencia de la distribución espacial de la fuente de calor en el desempeño simulado del proceso EDM, se llevó a cabo una comparación entre una fuente puntual (F1), una fuente en forma de disco uniformemente distribuida (F2) y una fuente con una distribución Gaussiana (F3). Para llevar esta comparación del tipo de fuente de calor se definió en el modelo numérico el calor latente como dependiente de la temperatura (CP3); esto con el fin de aislar el efecto causado por las diferencias en la distribución espacial. Por otro lado, el tipo de pulso de descarga se definió como un pulso de encendido/apagado (G1).

Los resultados de las variaciones de las distribuciones espaciales de flujo de calor se muestran en la Figura 2.7. Estos resultados se obtuvieron asegurando que todas fuentes de calor aplicaran la misma cantidad de energía; de esta manera las diferencias en *MRR* están directamente relacionados con la eficiencia energética del proceso. Los resultados muestran que la distribución gaussiana (F3) y el disco uniformemente distribuido (F2) tienen un rendimiento similar en cuanto al *MRR*, y ambos son notablemente más grande que el *MRR* obtenido con una fuente puntual (F1). Respecto al radio de cráter, los resultados tienen un comportamiento similar al del *MRR*, es decir, las fuentes de calor F3 y F2 tienen valores de radio cráter similares, y más grandes que los valores de radio de cráter de la fuente de calor puntual F1.

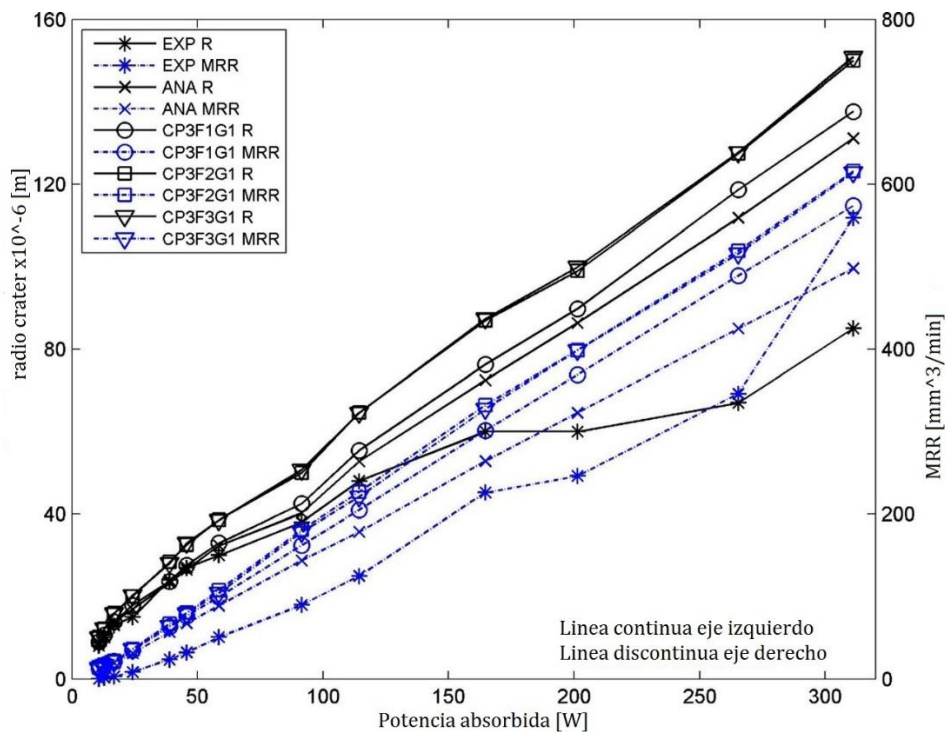
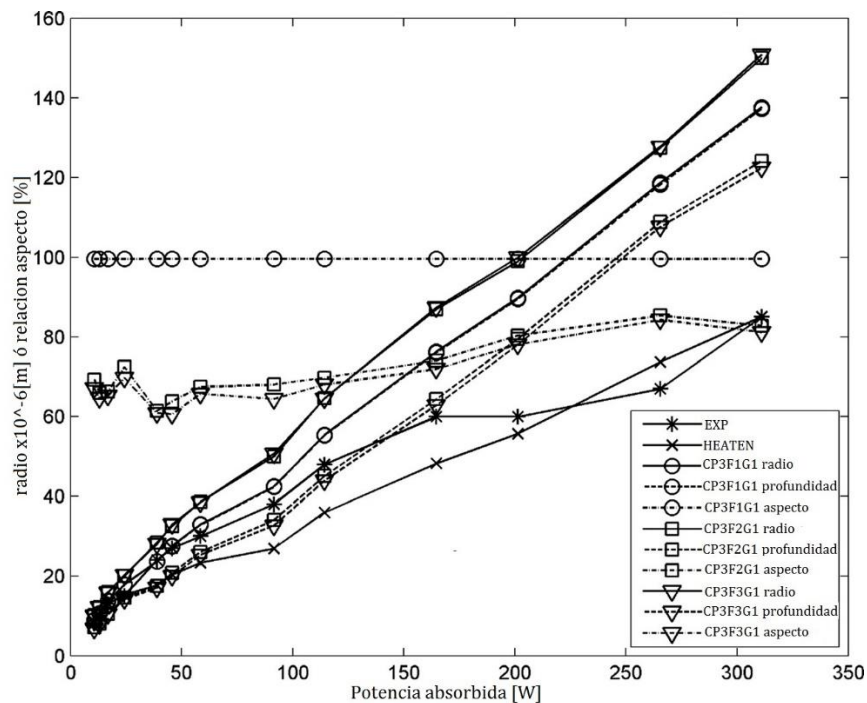


Figura 2.7. Comparación entre los resultados experimentales, analíticos y numéricos de la *MRR* y radio del cráter ( $r_c$ ) vs la potencia absorbida (flujo de calor) respectivamente.

El aumento del tamaño del radio del cráter para las fuentes de calor F2 y F3 era de esperarse, ya que estas distribuciones introducen calor en una superficie o un radio mayor, mientras que en la fuente puntual F1 todo el calor tiene que ser transportado a los radios más grandes por conducción. Sin embargo, es interesante evaluar la profundidad del cráter obtenida en cada uno de los modelos. La profundidad puede calcularse a partir del volumen de material removido y el radio de cráter en la superficie asumiendo que la forma del cráter es semi-esferoide. Las curvas resultantes para el radio, la profundidad, y la relación de aspecto la cual es la proporción entre su ancho y su altura se muestran en la Figura 2.8. Como era de esperar, el modelo con la fuente puntual (F1) muestra una forma esférica de expansión. Por lo tanto, la profundidad es igual al radio. Sin embargo, para las distribuciones espaciales F2 y F3, se puede ver que el incremento del radio ha sido a costa de una reducción de la profundidad de penetración, aunque el efecto neto produzca un mayor valor de *MRR*.



**Figura 2.8.** Comparación entre los resultados experimentales, analíticos para el radio del cráter ( $r_c$ ), la profundidad del cráter y la relación de aspecto (%) vs la potencia absorbida respectivamente. Los resultados numéricos muestran la influencia de la variación de la distribución espacial de la fuente (F1, F2 y F3), manteniendo el mismo calor específico CP3 y el pulso de encendido/apagado G1.

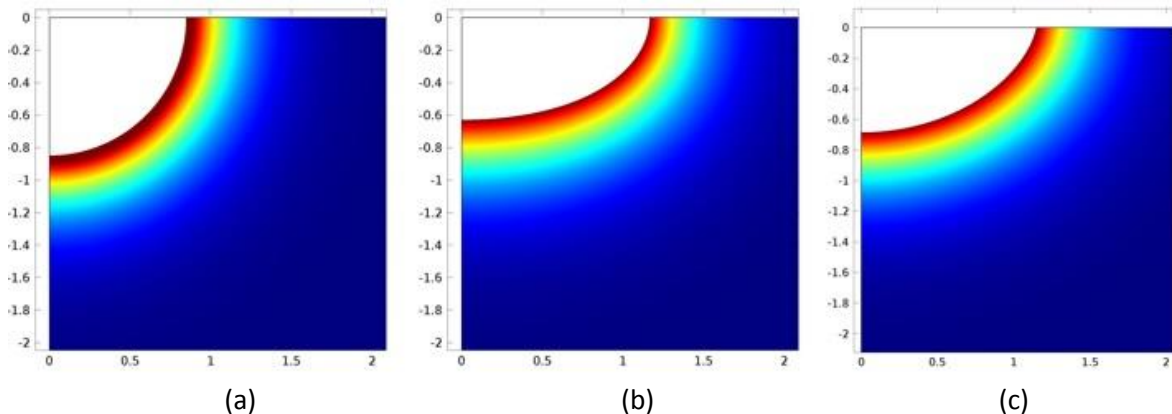
Cuando se hace referencia a la relación lineal entre la potencia y la *MRR*, la remoción de material se relaciona directamente con la energía del pulso disponible y el volumen de material fundido. Teniendo en cuenta que el volumen del cráter es proporcional al radio cúbico, es inconsistente que el radio posea una tendencia lineal. Sin embargo, esta proporcionalidad lineal se relaciona con la elección de los tiempos de pulso y la corriente, lo que hace que existe una relación casi cúbica entre el pulso de energía y la potencia de descarga, porque se relaciona con el radio al cubo.

Con el fin de estudiar más a fondo la penetración del calor, el cráter del radio se compara con el calor de penetración teórico definido por  $\delta = \sqrt{at}$ , correspondiente al calor de penetración típico

en un medio semi-infinito e imponiendo como condición de frontera una temperatura constante. A pesar de que estas condiciones no se cumplen en nuestro caso, la Figura 2.8 muestra que, para bajos consumos de potencia, la profundidad de penetración de calor es casi igual al radio calculado, pero para potencias altas, la profundidad de penetración del calor es significativamente menor que el radio del cráter y la profundidad. Este comportamiento puede estar relacionado con el aumento de temperatura en la superficie del cráter causado por el aumento de la potencia de la descarga.

Comparando las fuentes de calor F1 y F2, se observa que la distribución de Gauss F3 muestra ligeramente menores tasas de *MRR*. Esto es debido a que la distribución Gaussiana sólo introduce el 86.5% de la energía en el centro debido a la distribución del tipo gaussiana utilizada, lo que conduce a un ligero aumento en la profundidad del cráter en comparación con F2.

La Figura 2.9 muestra la forma del cráter para una fuente de calor puntual (F1), una fuente de calor en forma de disco uniforme (F2) y una fuente de calor gaussiana (F3); es decir, CP3F1G1, CP3F2G2 y CP3F3G1 para los parámetros de proceso del caso 7 de la Tabla 2.3. Como era de esperarse, la fuente de calor puntual presenta una forma semicircular, en cambio los cráteres para el disco uniforme y la fuente Gaussiana producen cráteres de mayor tamaño en comparación con la fuente de calor puntual. Además, la fuente de calor gaussiana produce cráteres con la expansión radial mayor y menor profundidad en comparación con la fuente puntual y de disco.



**Figura 2.9.** Geometría del cráter a) Fuente puntual CP3F1G1, b) Fuente en forma de disco uniforme CP3F2G1, c) Fuente gaussiana CP3F3G1. Para  $I=20$  A,  $t_d=56\mu s$ ,  $t_{off}=3.2\mu s$  y  $r_c=38\mu m$ .

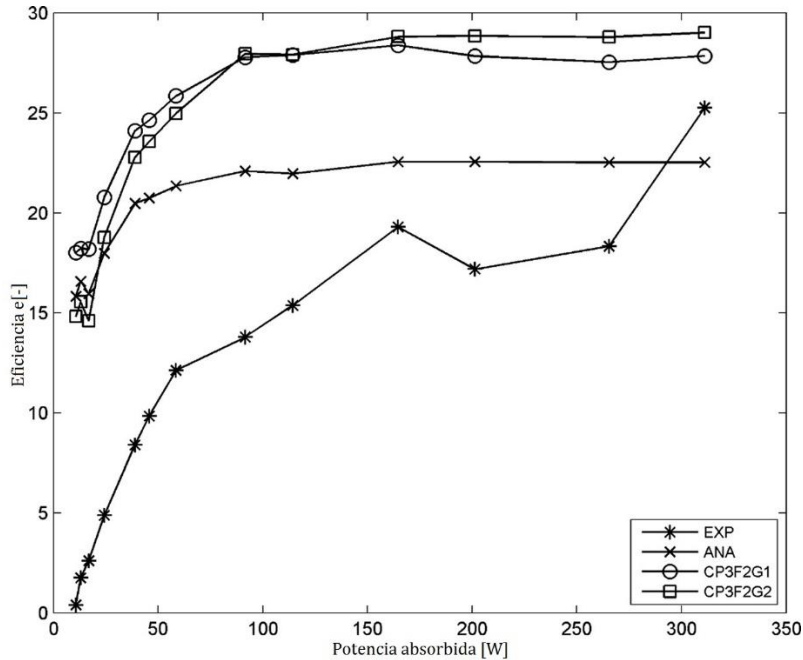
En la Figura 2.9 se observa que la tasa de remoción de material es más grande en la fuente de calor de disco uniforme (F2) que la de los otros modelos lo que corresponden con los resultados obtenidos, como se mostró en la Figura 2.7, además se observa que la fuente gaussiana (F3) tiene un radio de cráter más cercano al experimental, y adicionalmente se observa que considerar una fuente puntual produce una forma semi esférica del cráter (F1).

## 2.8 Influencia de la forma del pulso de descarga

También se analizó la influencia de la forma del pulso de descarga en el desempeño del modelo numérico del proceso EDM. Se consideraron dos formas de pulso de descarga: encendido/apagado G1 y un pulso exponencial G2. La misma cantidad total de energía es introducida en cada tipo de



pulso. Para estas dos variaciones de pulso se utilizó el calor latente dependiente de la temperatura (CP3) y una distribución gaussiana (F3), ya que como se observa en los resultados, éstas condiciones representan con mayor precisión los resultados experimentales. Los resultados del desempeño correspondientes a estas dos variaciones del modelo se muestran en términos de la eficiencia en la Figura 2.10. En la simulación numérica, ambos pulsos fueron apagados gradualmente alrededor del final del pulso en un intervalo de 95% a 105% de la duración del pulso Figura 2.3.



**Figura 2.10.** Influencia de la forma temporal del pulso G1 y G2 en términos de la eficiencia de remoción vs la potencia absorbida.

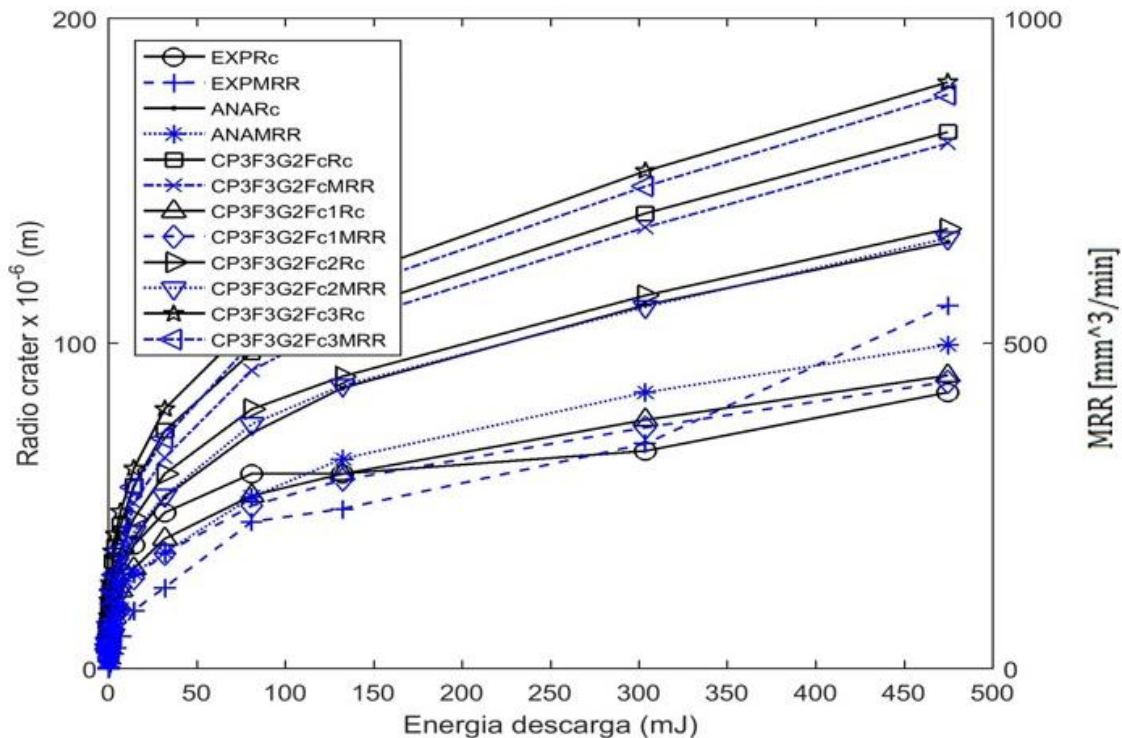
Como el pulso exponencial introduce el calor en una etapa temprana del proceso de calentamiento, éste permite una mayor penetración del calor, por lo que una forma de pulso exponencial conduce a un aumento de la *MRR*. Los resultados revelan que ha mayor rango de potencia, el modelo con un pulso exponencial (G2) provoca un valor *MRR* ligeramente más grande que el modelo con el pulso on/off (G1). Caso contrario para un rango de potencia más baja, el pulso G2 remueve un poco menos material. Esto puede estar relacionado a las bajas temperaturas alcanzadas para bajas potencias, mientras que el tamaño del cráter sigue siendo determinado por la misma temperatura de fusión. En este caso, la introducción del calor en una etapa temprana provoca un incremento de la penetración de calor, pero esta a su vez causa un aumento de la pérdida de calor a través de la pieza de trabajo, mientras que la zona fundida se reduce ligeramente.

Los resultados también muestran que el pulso de encendido/apagado (G1) tiene una mejor aproximación a la solución analítica que el pulso exponencial (G2), con un error relativo promedio respecto a la solución analítica de 15.75% y 16.24%, respectivamente. La diferencia entre estos dos pulsos es pequeña, lo que indica que la forma del pulso no tiene una gran influencia en el modelo numérico del proceso EDM debido a la duración de la descarga, la cual es pequeña.



## 2.9 Influencia de $F_c$

Los resultados anteriores han demostrado que los valores de desempeño del proceso EDM predichos por los diferentes modelos y consideraciones tienen un comportamiento similar; la principal diferencia es un desplazamiento hacia arriba o hacia abajo como consecuencia de los diferentes supuestos o condiciones de modelado. Este efecto también puede ser visto como una diferencia de eficiencia entre los diversos modelos. Como se ha mencionado antes, el valor de energía aplicada  $F_c$ , que puede ser considerado como un factor de eficiencia, se ha mantenido constante en todas las simulaciones  $F_c = 0.183$ . Sin embargo, un cambio en este valor tendrá un efecto similar al de las diferentes consideraciones de modelado. La Figura 2.11 muestra los valores de rendimiento del proceso EDM para diferentes valores de la fracción de energía descarga  $F_c$  ( $F_c = 0.183$ ,  $F_{c1} = 0.1$ ,  $F_{c2} = 0.15$  y  $F_{c3} = 0.2$ ). Estos resultados muestran que un valor más pequeño que  $F_c = 0.183$  conduce a una mejor aproximación de los datos experimentales. Por lo tanto, este valor puede considerarse como un factor de corrección para aproximar los resultados numéricos a los resultados experimentales, como propuso DiBitonto et al. [9] en su trabajo. Una fuente de calor con distribución Gaussiana (F3), una forma de impulso exponencial (G2) y un calor específico (CP3) y una  $F_c = 0.15$  generarán una mejor aproximación con respecto a los resultados experimentales que cuando se utiliza un valor de 0.183.



**Figura 2.11.** Comparación entre los resultados experimentales, analíticos para la  $MRR$  vs energía de descarga.

Finalmente, se puede decir que el rendimiento del proceso EDM predicho por la simulación numérica para los diferentes supuestos tiene un comportamiento similar, y las diferencias entre ellos pueden ser reproducidas por un cambio apropiado en la fracción de la energía descarga, ( $F_c$ ).

Sin embargo, todos los modelos estudiados no reproducen correctamente las tendencias observadas experimentalmente, lo que implica que un valor constante de  $F_c$  no es correcto. Las variaciones estudiadas en este trabajo no cambian esa deficiencia.

## 2.10 Discusión general

Al comparar los resultados obtenidos por los modelos numéricos y el modelo analítico contra los resultados experimentales, se puede observar que todas las variaciones de los modelos aquí propuestos muestran una misma tendencia, la cual se puede aproximar a un factor casi constante entre las diferentes variaciones (calor específico, tipo de fuente y tipo de pulso. Se debe considerar que en todos los modelos se asume la misma fracción de energía que se introduce en la pieza de trabajo ( $F_c=0.183$ ), por lo que la eficiencia definida por la ecuación (2.16) y que se observa en la Figura 2.6 y Figura 2.10, debe multiplicarse por  $F_c$  para obtener la eficiencia global del proceso. Por lo tanto, un cambio en el valor de  $F_c$  alterará la entrada de energía por pulso en la pieza, lo que resulta en un cambio de temperatura casi proporcional en el material, que a su vez generará un cambio de  $MRR$ . Esto implica que las diferencias cuantitativas en la eficiencia obtenidas por las variaciones en el modelo que se estudiaron también se pueden obtener por la variación del valor  $F_c$  utilizando cualquiera de los modelos como se observa en la Figura 2.11.

Además, al comparar los resultados obtenidos tanto por los modelos numéricos como por el modelo analítico, se observa que poseen tendencias que se desvían significativamente de los resultados experimentales presentados por DiBitonto et al. [9]. Esto indica que probablemente es incorrecto asumir una fracción constante de energía, y que la fracción real absorbida por la pieza de trabajo depende de los parámetros del proceso, tales como la duración del pulso y la de corriente de descarga.

Por otro lado, los modelos numéricos aquí presentados no contemplan todos los detalles de la remoción de material, ya que emplean el supuesto de que todo el material fundido será removido del cráter, cuando en realidad no puede ser retirado todo el material fundido ya que cierta cantidad se re-solidifica. Especialmente para pulsos cortos, ya que las altas velocidades de enfriamiento después de la descarga de energía no permitirán que el material fundido sea removido de la superficie, lo que resulta en una fracción del material fundido se re-solidifica en la superficie del cráter y provocando que la tasa de remoción de material  $MRR$  reduzca. Esto es consistente con los resultados experimentales en donde la tasa de remoción de material para pulsos cortos (bajas potencias) es significativamente menor que para pulsos más largos, debido a que hay más pérdidas por calentamiento. Al mismo tiempo, la remoción del material fundido durante cada pulso podría mejorar el transporte de calor lo que resulta en una penetración más profunda.

Estas consideraciones indican que un modelo mejorado debe ser capaz de contemplar los detalles de la descarga de energía con el fin de predecir la entrada de calor correcta en la pieza trabajo además de ayudar a obtener una mejor descripción de la distribución del flujo de calor y evitar la elección de un radio de descarga arbitrario como se hizo en las distribuciones espaciales F2 y F3. Por otro lado dado que solo se considera el análisis de una sola descarga la re-solidificación de material no produce un cambio importante en la tasa de remoción de material calculada.

# Capítulo 3. Modelado multifísico del proceso de electroerosión

---

En este capítulo se presenta una revisión detallada de los modelos experimentales y numéricos encontrados en la literatura para predecir el comportamiento del plasma formado durante el proceso de electroerosión EDM, así como el análisis realizado en este trabajo doctoral para representarlo, el planteamiento matemático y físico del modelo numérico desarrollado para describir la formación del canal de plasma y vapor/gas que se forma en el dieléctrico (agua en este caso) y poder así determinar la cantidad de energía depositada en cada zona (electrodos y dieléctrico).

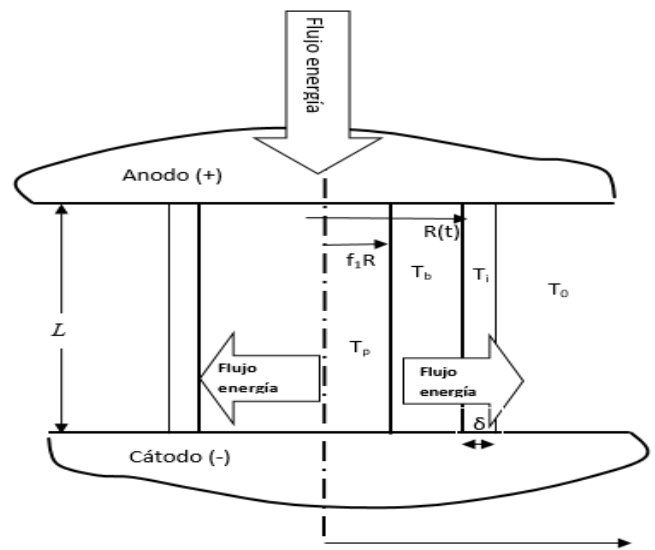
## 3.1 Introducción

Aunque la tecnología del proceso EDM ha sido ampliamente utilizada durante mucho tiempo, muy pocos estudios se han hecho sobre la propia descarga (canal de plasma). Los fenómenos físicos que intervienen en el proceso de EDM son tan complejos que la representación de un modelo numérico del canal de plasma se vuelve muy compleja. Se han hecho algunos estudios del plasma y sus propiedades, así como su comportamiento [61] (mediciones del radio de la chispa por espectroscopia), pero la caracterización experimental y numérica de la plasma es aún insuficiente. Los plasmas térmicos son gases ionizados parcialmente o totalmente, los cuales pueden ser generados por diferentes métodos como las descargas eléctricas de corriente continua, arcos eléctricos, arcos o antorchas de plasma, arcos CA o transitorios como lámparas, descargas de microondas y plasmas inducidos por láser.

El primer intento comprensivo para modelar el canal de plasma formado en el proceso EDM, es el presentado por Snoeys y Van Dijck [78]. En este trabajo la teoría de emisiones de electrones y la ecuación de Mackeown fueron utilizadas para calcular la distribución de potencia entre el cátodo y ánodo; sólo alrededor del 10% de la potencia total se asignó directamente al plasma. Su modelo de plasma cilíndrico incluye las ecuaciones de continuidad y momento para el líquido circundante. Sin embargo, se asume que el plasma es adiabático sin radiación y no incluye los calores de disociación e ionización del gas. Snoeys y Van Dijck [78] fueron los primeros en sugerir que el sobrecalentamiento podría ser responsable para la erosión por EDM. Más recientemente Eubank et al [79] desarrollaron un modelo llamado modelo cilíndrico del plasma con masa variable (VMCPM, por sus siglas en inglés “variable mass, cylindrical plasma model”), el cual se desarrolla para predecir el comportamiento de las chispas creadas por la descarga eléctrica en un medio líquido. El modelo consta de tres ecuaciones diferenciales: la primera obtenida a partir de la dinámica de fluidos, la segunda del balance de energía y la última, la ecuación de radiación. Como conclusión obtuvieron que el único mecanismo dominante en la remoción de material es el sobrecalentamiento de los electrodos debido a que se acumula calor entre pulso y pulso y ayuda a fundir material.

## 3.2 Modelo del plasma del proceso EDM

Para modelar el canal de plasma formado durante el proceso de electroerosión EDM se realiza un análisis dependiente únicamente del tiempo, donde se observa la variación de la expansión del canal de plasma y los factores que lo influyen. El modelo queda definido como se muestra en la Figura 3.1, el cual consiste de 3 cilindros concéntricos el central es el plasma, el intermedio es la zona gaseosa y el exterior es la zona de transición entre el gas y el líquido, los tres cilindros poseen una altura igual la separación comprendida entre los dos electrodos, ( $L$ ). En el cilindro la región central está formada por el plasma a temperatura  $T_p$  y la región intermedia es la burbuja a temperatura  $T_b$ , la zona de transición (espesor  $\delta$ ) entre la burbuja y el dieléctrico, se encuentra a temperatura  $T_i$ , el cilindro está rodeado por el dieléctrico en estado líquido a temperatura ambiente  $T_0$ .



**Figura 3.1.** Representación del dominio del plasma formado durante el proceso de EDM, indicando el flujo de energías.

Una vez identificado el volumen de control, se aplica la primera ley de la termodinámica de acuerdo a la siguiente expresión:

$$\Delta U = Q_{ent} - Q_{sale} + Q_g - W \quad (3.1)$$

donde  $Q_{ent}$  y  $Q_{sale}$  son la energía que entran y salen de la superficie respectivamente,  $\Delta U$  es el cambio de energía interna,  $Q_g$  es el término de generación de energía el cual se asocia con la conversión de otra forma de energía (química, eléctrica, electromagnética o nuclear) a energía térmica, el cual es un fenómeno volumétrico; es decir, ocurre dentro del volumen de control, en este caso es debido a la conversión a energía térmica de la energía eléctrica que entra al sistema ( $I^2 R_{elec}$ ). y  $W$  es el trabajo realizado en el volumen de control.

El almacenamiento de energía es el cambio de energía dentro del volumen de control y se debe a cambios en las energías interna, cinética y/o potencial de su contenido. El cambio de energía interna  $\Delta U$ , consiste en un componente sensible o térmico que relaciona con los movimientos vibratorio y rotacional de los átomos y moléculas que componen la materia; un componente latente, que relaciona las fuerzas intermoleculares que influyen en el cambio de fase entre los estados sólido, líquido y vapor; un componente químico, que explica la energía almacenada en las uniones químicas entre átomos; y un componente nuclear, que explica las fuerzas de unión en el núcleo del átomo. Los efectos químicos o nucleares se tratan como fuentes de energía térmica y por ello se incluyen en los términos de generación, antes que en los de almacenamiento. Los efectos de energía latente se consideran debido al cambio de fase. La energía cinética y potencial  $\Delta KE$  y  $\Delta PE$ , respectivamente, se pueden despreciar ya que en el análisis de la transferencia de calor, los cambios en el almacenamiento de energía se deben sólo a cambios en la energía interna ( $\Delta U$ ). En un sistema cerrado, la energía es transferida por las interacciones de calor y trabajo a través de sus fronteras. Si en un intervalo de tiempo  $\Delta t$  se transfiere calor al sistema en la cantidad  $Q$ , el sistema realiza trabajo en la cantidad  $W$  y los cambios de energía cinética y potencial son insignificantes. El cambio de energía interna ( $\Delta U$ ) es:

$$\Delta U = Q - W \quad (3.2)$$

El término de trabajo  $W$  se deberá al desplazamiento de una frontera, un eje rotatorio y/o a efectos electromagnéticos. De forma alternativa, en un instante el requerimiento de conservación de la energía es:

$$\frac{dU}{dt} = \dot{Q} - \dot{W} \quad (3.3)$$

El trabajo por consiguiente se define como el cambio del volumen de control ( $Pdv$ ) más el trabajo mecánico para expandir y/o comprimir el volumen de control debido al flujo másico ( $\dot{m}_v P/\rho$ ), donde  $\dot{m}_v$  es el flujo másico de vapor,  $\rho$  es la densidad del dieléctrico y  $P$  es la presión. Así el flujo de trabajo se define como la suma de estas dos contribuciones como:

$$\dot{W} = P \frac{dV}{dt} - \dot{m} R_g T \quad (3.4)$$

donde  $T$  y  $\dot{m}$  son la temperatura y el flujo másico del volumen de control respectivamente,  $R_g$  es la constante del gas. El dominio del problema mostrado en la Figura 3.1 está dividido en cuatro volúmenes de control, la región del plasma (subíndice p), la región de la burbuja (subíndice b), la zona de transición (subíndice i) y la región del dieléctrico en condiciones ambientales (subíndice 0). Para la zona del plasma los flujos térmicos quedan definidos como:

$$\dot{Q}_g = I^2 R_{elec} \approx VI \quad (3.5)$$

$$\dot{Q}_{p,i_{rad}} = \varepsilon\sigma_B(2\pi f_1 RL)(T_p^4 - T_i^4) \quad (3.6)$$

$$\dot{Q}_{p,piece} = \varepsilon\sigma_B(\pi(f_1 R)^2)T_p^4 + \left( \frac{k_{termica}(T_p)}{L_p} + \frac{\rho_v(\pi(f_1 R)^2)v_s c_p}{\pi(f_1 R)^2} \right) (T_p \pi(f_1 R)^2) \quad (3.7)$$

$$\dot{Q}_{p,tool} = \varepsilon\sigma_B(\pi(f_1 R)^2)T_p^4 + \left( \frac{k_{termica}(T_p)}{L_t} \right) (T_p \pi(f_1 R)^2) \quad (3.8)$$

$$\dot{Q}_{p,b} = -(f_2 \dot{m}_v + \dot{f}_2 m_v)(u_{fg} + c_{v,v} T_{pb}) \quad \begin{cases} T_{pb} = T_b & \text{para } (f_2 \dot{m}_v + \dot{f}_2 m_v + \dot{f}_2 m_g) > 0 \\ T_{pb} = T_p & \text{para } (f_2 \dot{m}_v + \dot{f}_2 m_v + \dot{f}_2 m_g) < 0 \end{cases} \quad (3.9)$$

$$- \dot{f}_2 m_g c_{v,g} T_{pb} + h(2\pi f_1 RL)(T_p - T_b)$$

donde  $I$  es la corriente de descarga,  $V$  es el voltaje instantáneo entre los electrodos,  $R_{var}$  es la resistencia eléctrica dependiente de la temperatura del plasma,  $\sigma_B$  es la constante de Stefan Boltzman,  $R$  es el radio de la burbuja,  $L$  es la separación entre la herramienta y la pieza. El problema se puede considerar axi-simétrico considerando la parte derecha del dominio mostrado en la Figura 3.1, si se desplaza del centro hacia los extremos indica que sale del dominio analizado y por consiguiente es flujo con signo negativo, en caso contrario entra al dominio y posee signo positivo. Por otro lado el único volumen que emite radiación hacia los demás volúmenes de control es la región del plasma cuyos flujos están definidos como  $\dot{Q}_{p,i_{rad}}$ ,  $\dot{Q}_{p,piece}$  y  $\dot{Q}_{p,tool}$  que corresponden al flujo hacia la interfaz, hacia la pieza y hacia la herramienta, respectivamente. Por otra parte, la radiación hacia la burbuja es cero debida a que la burbuja se considerada como un cuerpo transparente,  $\varepsilon$  es el coeficiente de emisividad de la superficie,  $f_1$  y  $f_2$  son las fracciones parciales del tamaño del plasma y la cantidad de masa vapor ( $m_v$ ) y gas en la región del plasma respecto al tamaño de la burbuja respectivamente,  $u_{fg}$  es el calor latente de vaporización,  $c_{v,v}$  es el calor específico del vapor, y  $c_{v,g}$  es el calor específico del gas a volumen constante.

El cambio de energía interna ( $U_p$ ) del volumen de control para la región del plasma el cual se encuentra a temperatura  $T_p$  está dado por:

$$U_p = f_2 m_v (u_{fg} + c_{v,v} T_p) + f_2 m_g c_{v,g} T_p \quad (3.10)$$

$$\frac{dU_p}{dt} = \frac{d}{dt} (f_2 m_v (u_{fg} + c_{v,v} T_p) + f_2 m_g c_{v,g} T_p) \quad (3.11)$$

$$\frac{dU_p}{dt} = \dot{f}_2 m_v (u_{fg} + c_{v,v} T_p) + f_2 \dot{m}_v (u_{fg} + c_{v,v} T_p) + f_2 m_v c_{v,v} \dot{T}_p + \dot{f}_2 m_g c_{v,g} T_p + f_2 m_g c_{v,g} \dot{T}_p \quad (3.12)$$

El trabajo ( $\dot{W}$ ) establecido en la ecuación (3.4) para este volumen de control correspondiente a la región del plasma, queda definido como:

$$\dot{W}_p = P_p \left( 2\pi f_1 R L (f_1 \dot{R} + \dot{f}_1 R) \right) - \dot{m}_p R_g T_{pb} \quad (3.13)$$

donde  $\dot{m}_p = f_2 \dot{m}_v + \dot{f}_2 m_v + \dot{f}_2 m_g$ ,  $R_g$  es la constante del gas ideal, es decir  $R_g = R_u / M_{H_2O}$ ,  $P_p$  es la presión en el plasma y está dada por:

$$P_p = \frac{f_2 \left( \frac{m_g}{M_g} + \frac{m_v}{M_v} \right) R_u T_p}{\pi (f_1 R)^2 L} \quad (3.14)$$

donde  $M_v$  es la masa molar del vapor de agua (18.02 gr/mol),  $M_g$  es la masa molar del gas  $M_g \approx M_v = M_{H_2O}$ . Simplificando la ecuación anterior:

$$P_p = \frac{f_2 (m_g + m_v) R_g T_p}{\pi (f_1 R)^2 L} \quad (3.15)$$

Realizando el balance de energías para el volumen de control correspondiente a la región del plasma se tiene:

$$\frac{dU_p}{dt} = \dot{Q}_g - \dot{Q}_{p,b} - \dot{Q}_{p,i,rad} - \dot{W}_p - \dot{Q}_{p,piece} - \dot{Q}_{p,tool} \quad (3.16)$$

Analizando la región formada por la burbuja, la cual no tiene generación de energía de ningún tipo y tampoco emite radiación, se tiene:

$$\dot{Q}_{b,i} = -\dot{m}_v (u_{fg} + c_{v,v} T_{bi}) + h(2\pi R L) (T_b - T_i) \quad \begin{cases} T_{bi} = T_i & \text{para } \dot{m}_v > 0 \\ T_{bi} = T_b & \text{para } \dot{m}_v < 0 \end{cases} \quad (3.17)$$

El cambio de entalpia del volumen de control para esta región está dado por:

$$U_b = (1 - f_2) m_v (u_{fg} + c_{v,v} T_b) + (1 - f_2) m_g c_{v,g} T_b \quad (3.18)$$

$$\frac{dU_b}{dt} = \frac{d}{dt} \left( (1 - f_2) m_v (u_{fg} + c_{v,v} T_b) + (1 - f_2) m_g c_{v,g} T_b \right) \quad (3.19)$$

$$\begin{aligned} \frac{dU_b}{dt} = & -\dot{f}_2 m_v (u_{fg} + c_{v,v} T_b) + (1 - f_2) \dot{m}_v (u_{fg} + c_{v,v} T_b) + (1 - f_2) m_v c_{v,v} \dot{T}_b \\ & - \dot{f}_2 m_g c_{v,g} T_b + (1 - f_2) m_g c_{v,g} \dot{T}_b \end{aligned} \quad (3.20)$$

El trabajo establecido en la ecuación (3.4) para este volumen de control correspondiente a la región de la burbuja, definiendo como  $\dot{m} = \dot{m}_b = \dot{m}_v$ , queda como:

$$\dot{W}_b = P_b(2\pi RL\dot{R}) + \dot{m}_v R_g T_{bi} \quad (3.21)$$

donde  $P_b$  es la presión en la burbuja y está dada por:

$$P_b = \frac{(1 - f_2)(m_g + m_v)R_g T_b}{\pi((1 - f_1)R)^2 L} \quad (3.22)$$

Realizando el balance de energías para la región formada por la burbuja se tiene:

$$\frac{dU_b}{dt} = \dot{Q}_{p,b} - \dot{Q}_{b,i} + \dot{W}_p - \dot{W}_b \quad (3.23)$$

En el software COMSOL multiphysics [77] la condición establecida en las ecuaciones (3.9) y (3.17) se define con la función  $flc2hs$ , la cual es una función Heaviside suavizada definida en el intervalo  $(-10^{-9} < x < 10^{-9})$  ver Figura 3.2. Así la función  $T_{pb}$  y  $T_{bi}$  quedan definidas respectivamente como:

$$T_{pb} = T_b(flc2hs((f_2\dot{m}_v + \dot{f}_2 m_v + \dot{f}_2 m_g), x)) \quad \begin{cases} T_{pb} = T_b & \text{para } (f_2\dot{m}_v + \dot{f}_2 m_v + \dot{f}_2 m_g) > 0 \\ T_{pb} = T_p & \text{para } (f_2\dot{m}_v + \dot{f}_2 m_v + \dot{f}_2 m_g) < 0 \end{cases} \quad (3.24)$$

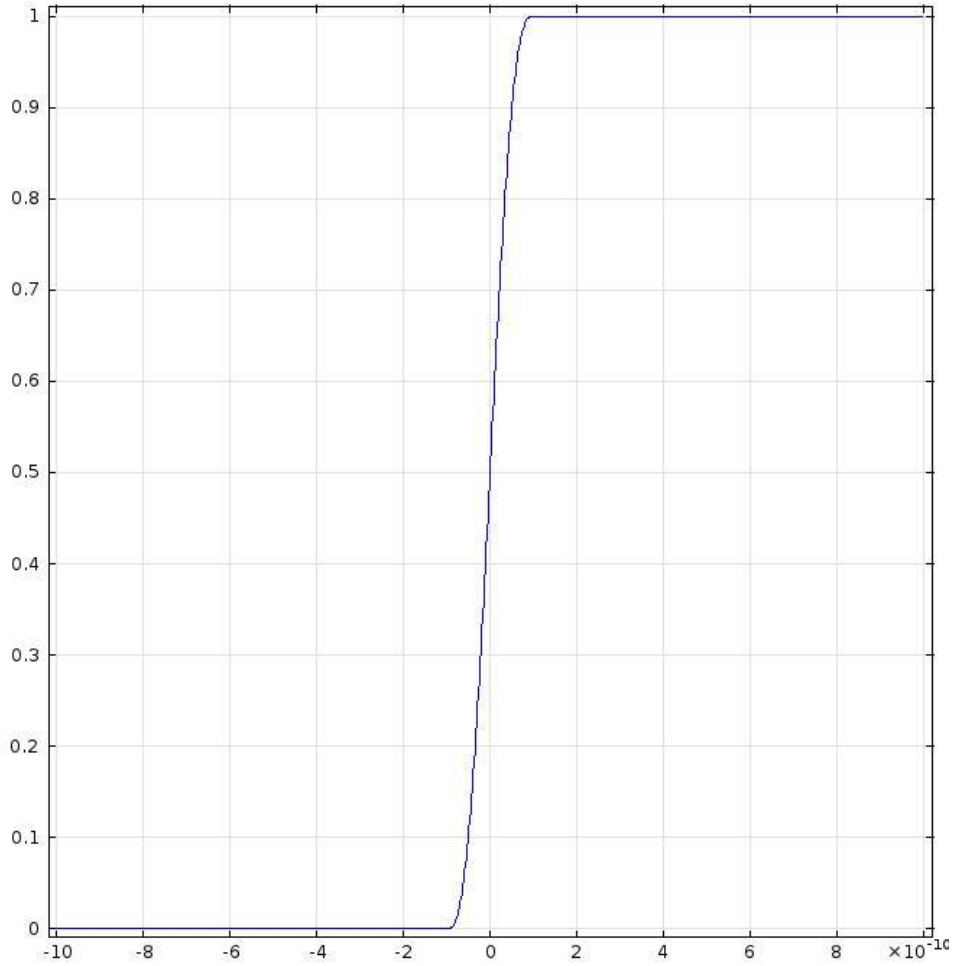
$$+ T_p(1 - flc2hs((f_2\dot{m}_v + \dot{f}_2 m_v + \dot{f}_2 m_g), x))$$

$$T_{bi} = T_i(flc2hs(\dot{m}_v, x_1)) \quad \begin{cases} T_{bi} = T_i & \text{para } \dot{m}_v > 0 \\ T_{bi} = T_b & \text{para } \dot{m}_v < 0 \end{cases} \quad (3.25)$$

$$+ T_b(1 - flc2hs(\dot{m}_v, x_1))$$

Si se grafica la función Heaviside ( $flc2hs(T)$ ) se tiene el comportamiento de la Figura 3.2.





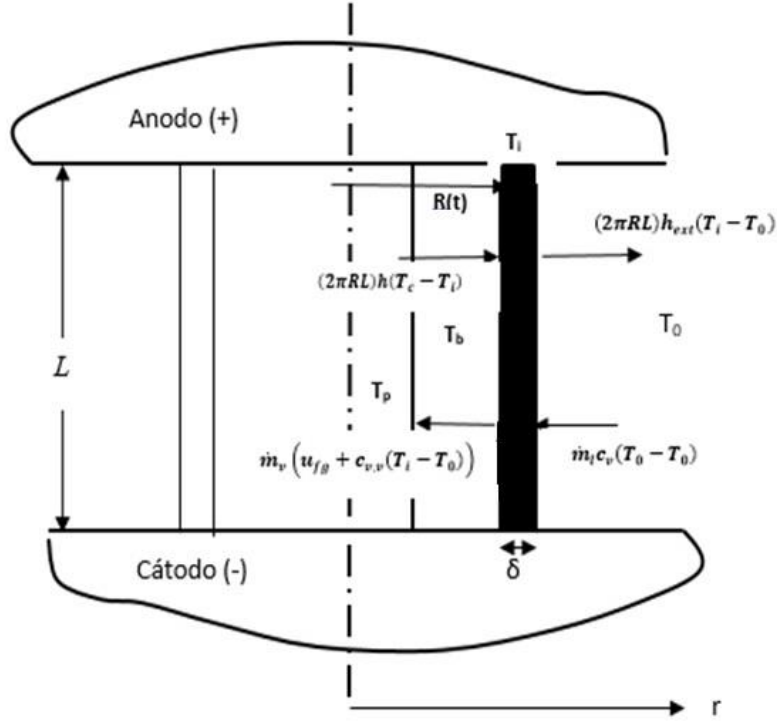
**Figura 3.2.** Comportamiento de la función  $f/c2hs(T)$  definida para  $-10^{-9} < x < 10^{-9}$ .

Realizando el balance para la zona de transferencia de vapor/líquido, líquido/vapor considerando un volumen de control diferencial infinitesimal  $\Delta r = \delta$ , como se observa en la Figura 3.3, se tiene:

$$\dot{Q}_{i,0} = (2\pi(R + \delta)L)h_{ext}(T_i - T_0) - \dot{m}_v c_{v,l}(T_i - T_0) \quad (3.26)$$

$$0 = \dot{Q}_{b,i} - \dot{Q}_{i,0} - \dot{W}_l \quad (3.27)$$

$$\begin{aligned} \dot{m}_v(u_{fg} + c_{v,v}T_{bi}) - h(2\pi RL)(T_b - T_i) + (2\pi(R + \delta)L)h_{ext}(T_i - T_0) \\ + \dot{m}_v c_{v,l}(T_i - T_0) + \dot{m}_v R_g T_{bi} = 0 \end{aligned} \quad (3.28)$$



**Figura 3.3.** Volumen de control diferencial infinitesimal para la zona de transferencia de vapor/líquido, líquido/vapor.

donde  $T_i$  es la temperatura externa de la burbuja en contacto con el fluido dieléctrico,  $h_{ext}$  es el coeficiente de transferencia de calor entre la interfaz a temperatura  $T_i$  y el dieléctrico a temperatura ambiente  $T_0$ ,  $\delta$  es el espesor de la zona de transición. Una buena aproximación es tomar  $\delta(t) \approx \delta = cts = \sqrt{\alpha t_d}$ , donde  $\alpha$  es la difusividad térmica del dieléctrico y  $t_d$  la duración de la descarga, la cual es muy pequeña, en el orden de los microsegundos.

Ahora  $f_2$  se deriva del supuesto que tanto el canal de plasma como la burbuja se encuentran a la misma presión, es decir:

$$P_p = P_b \quad (3.29)$$

donde  $P_p$  y  $P_b$  son la presión del plasma y la burbuja, y están definidos por las ecuaciones (3.14) y (3.22) respectivamente. Sustituyendo  $P_p$  y  $P_b$  y simplificando y agrupando términos se obtiene la relación para la fracción parcial de la masa  $f_2$  en función de  $f_1$ , la temperatura del plasma  $T_p$  y la temperatura de la burbuja  $T_b$ :

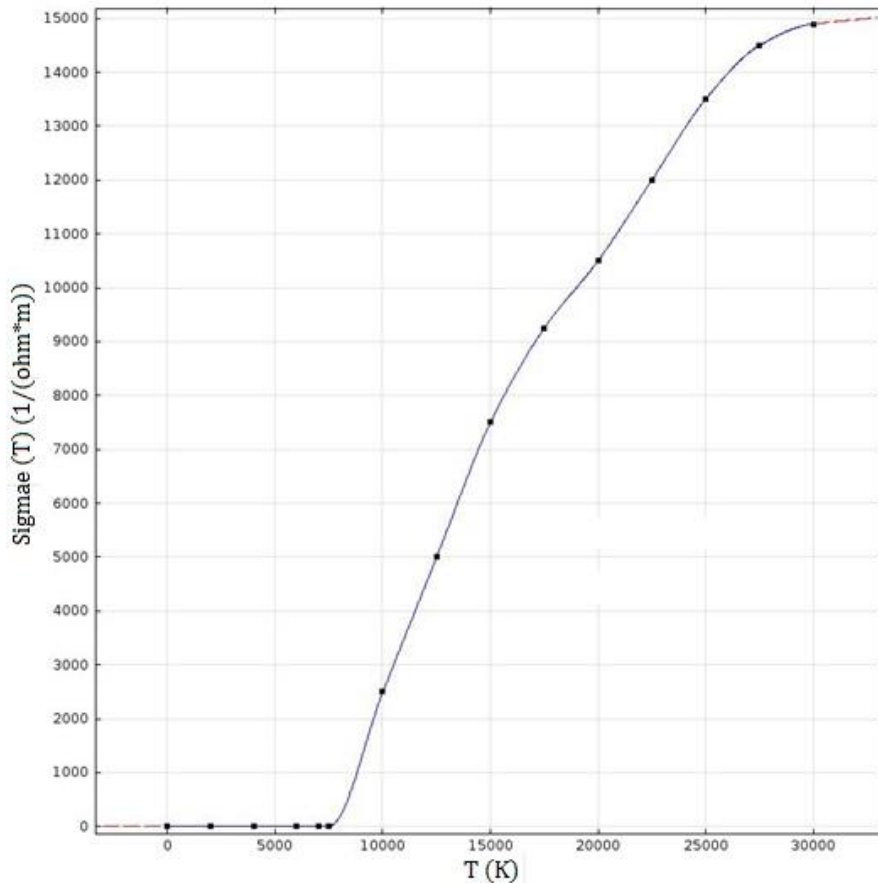
$$f_2 = \frac{T_b f_1^2}{(T_p - T_p f_1^2 + T_b f_1^2)} \quad (3.30)$$

$$\dot{f}_2 = \frac{(\dot{T}_b f_1^2)(T_p - T_p f_1^2 + T_b f_1^2) - (T_b f_1^2)(\dot{T}_p - \dot{T}_p f_1^2 - 2T_p f_1 \dot{f}_1 + \dot{T}_b f_1^2 + 2T_b f_1 \dot{f}_1)}{(T_p - T_p f_1^2 + T_b f_1^2)^2} \quad (3.31)$$

Para la fracción del tamaño del radio del canal de plasma  $f_1$  se parte de un punto de referencia el cual indica el cambio del dieléctrico entre vapor y plasma, es decir que la energía generada debe ser igual a la energía cedida, en forma simplificada se puede expresar de la siguiente manera lo generado es igual a lo cedido por radiación así se tiene:

$$\epsilon \sigma_B (2\pi f_1 R L) T_p^4 - V^2 \left( \frac{\pi R_p^2 (\sigma_{elec}(T))}{L} \right) = 0 \quad (3.32)$$

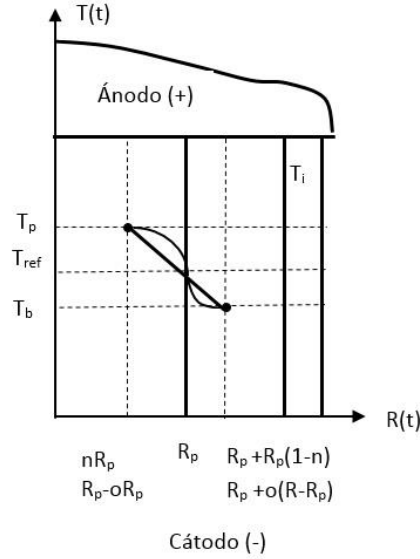
donde  $R_p = f_1 R$  es el radio del plasma y  $\sigma_{elec}(T)$  es la conductividad eléctrica del dieléctrico [80] en función de la temperatura de éste, la cual tiene el comportamiento de la Figura 3.4.



**Figura 3.4.** Dependencia de la temperatura de la conductividad eléctrica del dielectrico (agua).

Para determinar la fracción ( $f_1$ ) del radio de la burbuja correspondiente al radio del plasma ( $R_p = f_1 R$ ), se estudian los casos de la Tabla 3.1 los cuales corresponden a una transición lineal entre el plasma y la burbuja (tipoF=0, tipoF=1 y tipoF=2), es decir una transición lineal entre el canal de plasma y la burbuja la cual es función de la temperatura y el radio del plasma y la burbuja. Por

otro lado, el tipoF=3 propone una transición más suavizada entre el plasma y la burbuja combinando una función cuadrática con una logarítmica entre el plasma y la burbuja respectivamente ver Figura 3.5.



**Figura 3.5.** Transición lineal correspondiente al tipoF=0, tipoF=1 y tipoF=2 y transición cuadrática y logarítmica correspondiente al tipoF=3.

En la Tabla 3.1 se presentan los casos de estudio para la transición entre el plasma y la burbuja, donde  $d$  es un factor de amortiguamiento que relaciona la rapidez con la que se logra la ionización,  $T_{ref}$  es la temperatura de referencia que indica la transición entre plasma y vapor,  $n$  y  $o$  son porcentajes del radio del plasma ( $R_p$ ) y del tamaño de la burbuja ( $R$ ), para el caso tipoF=1 y tipoF=2 respectivamente.

**Tabla 3.1.** Casos de estudio transición entre el plasma y la burbuja.

<b>tipoF=0</b>	$d \frac{\partial R_p}{\partial t} - \frac{R(T_{ref} - T_p)}{2(T_b - T_p)} + \frac{R_p}{2}$	para $\begin{cases} \text{punto 1: } (0.5R_p, T_p) \\ \text{punto 2: } (R_p + 0.5(R - R_p), T_b) \end{cases}$	(3.33)
<b>tipoF=1</b>	$d \frac{\partial R_p}{\partial t} - (2R_p - 2nR_p) \frac{(T_{ref} - T_p)}{(T_b - T_p)} - R_p(n - 1)$	para $\begin{cases} \text{punto 1: } (nR_p, T_p) \\ \text{punto 2: } (R_p + R_p(1 - n), T_b) \end{cases}$	(3.34)
<b>tipoF=2</b>	$d \frac{\partial R_p}{\partial t} - (oR) \frac{(T_{ref} - T_p)}{(T_b - T_p)} + oR_p$	para $\begin{cases} \text{punto 1: } (R_p - oR_p, T_p) \\ \text{punto 2: } (R_p + o(R - R_p), T_b) \end{cases}$	(3.35)
<b>tipoF=3</b>	$d \frac{\partial R_p}{\partial t} - \frac{4R_p(T_{ref} - T_p)}{R_p^2} + \left( \frac{1}{R_p} \right) \left( \frac{(T_b - T_{ref})(R^2 - R_p^2)}{R^2 \log(R/R_p) - (1/2)(R^2 - R_p^2)} \right)$		(3.36)

El flujo másico de evaporación ( $\dot{m}_{evap}$ ) se define a partir de la relación de flujo de calor ( $q_v$ ) utilizada por Natallia Karlitskaya [81], la cual está definida como:

$$q_v = \left[ \left( 0.82 p_0 H \exp \left( \frac{h_{fg}}{R_s T_v} \left( 1 - \frac{T_v}{T} \right) \right) \sqrt{\frac{m}{2\pi k_B T}} \right) \right] \quad (3.37)$$

donde el 0.82 compensa el hecho de que parte de las partículas evaporadas se condensan. A partir de esta relación se establece la siguiente ecuación para el flujo másico en la cual la parte que se condensa se reemplaza por el término  $P_{vp}$  así tenemos:

$$\dot{m}_{evap} = (2\pi RL) \left[ \left( p_0 \exp \left( \frac{h_{fg}}{R_s T_v} \left( 1 - \frac{T_v}{T} \right) \right) - P_{vp} \right) \sqrt{\frac{m}{2\pi k_B T_i}} \right] \quad (3.38)$$

Donde el término entre paréntesis representa la diferencia entre lo que se vaporiza y condensa, debido al movimiento aleatorio que se observa en las partículas que se hallan en el dieléctrico, como resultado del choques entre las moléculas del mismo dieléctrico que se encuentran en diferente estado de la materia. Al término  $p_0 \exp \left( \frac{h_{fg}}{R_s T_v} \left( 1 - \frac{T_v}{T} \right) \right)$  se le conoce como la relación de Clausius-Clapeyron, la cual es una manera de caracterizar una transición de fase de primer orden que tiene lugar en un sistema mono componente. En un diagrama P-T (presión-temperatura), es la línea que separa ambos estados (líquido-vapor), a esta línea se conoce como la curva de coexistencia. Al término  $\frac{h_{fg}}{R_s T_v}$  se le conoce como la entropía de vaporización (también llamada constante de Trouton),  $h_{fg}$  es el calor latente de vaporización,  $T_v$  es la temperatura de ebullición (373 K),  $R_s$  es la constante específica del gas,  $k_B$  es la constante de Boltzman ( $1.3806504 \times 10^{-23}$  J/K), y  $m$  es la masa de una partícula de agua ( $m = 2.98 \times 10^{-26}$  kg). El segundo término  $P_{vp} \sqrt{\frac{m}{2\pi k_B T_i}}$  representa el hecho de que parte de las partículas evaporadas regresan al interior de la burbuja, es decir se condensan,  $P_{vp}$  es la presión parcial de vapor en el interior de la burbuja la cual depende del incremento de la temperatura ( $T_b$ ) en el interior de la burbuja con una masa de vapor  $m_v$ , la cual viene dada por la ecuación de estado como:

$$P_{vp} = \frac{m_v R_g T_b}{\pi R^2 L} \quad (3.39)$$

El cambio de la masa de vapor  $m_v$  en el sistema se relaciona directamente con el flujo másico que evapora y/o condensa por unidad de tiempo ( $\dot{m}_{evap}$ ). Por lo tanto, se tiene que:

$$\frac{dm_v}{dt} = \dot{m}_{evap} \quad (3.40)$$

$$\dot{m}_{evap} = (2\pi RL) \left[ \left( p_0 \exp \left( \frac{h_{fg}}{R_s T_v} \left( 1 - \frac{T_v}{T} \right) \right) - P_{vp} \right) \sqrt{\frac{m}{2\pi k_B T_i}} \right] \quad (3.41)$$

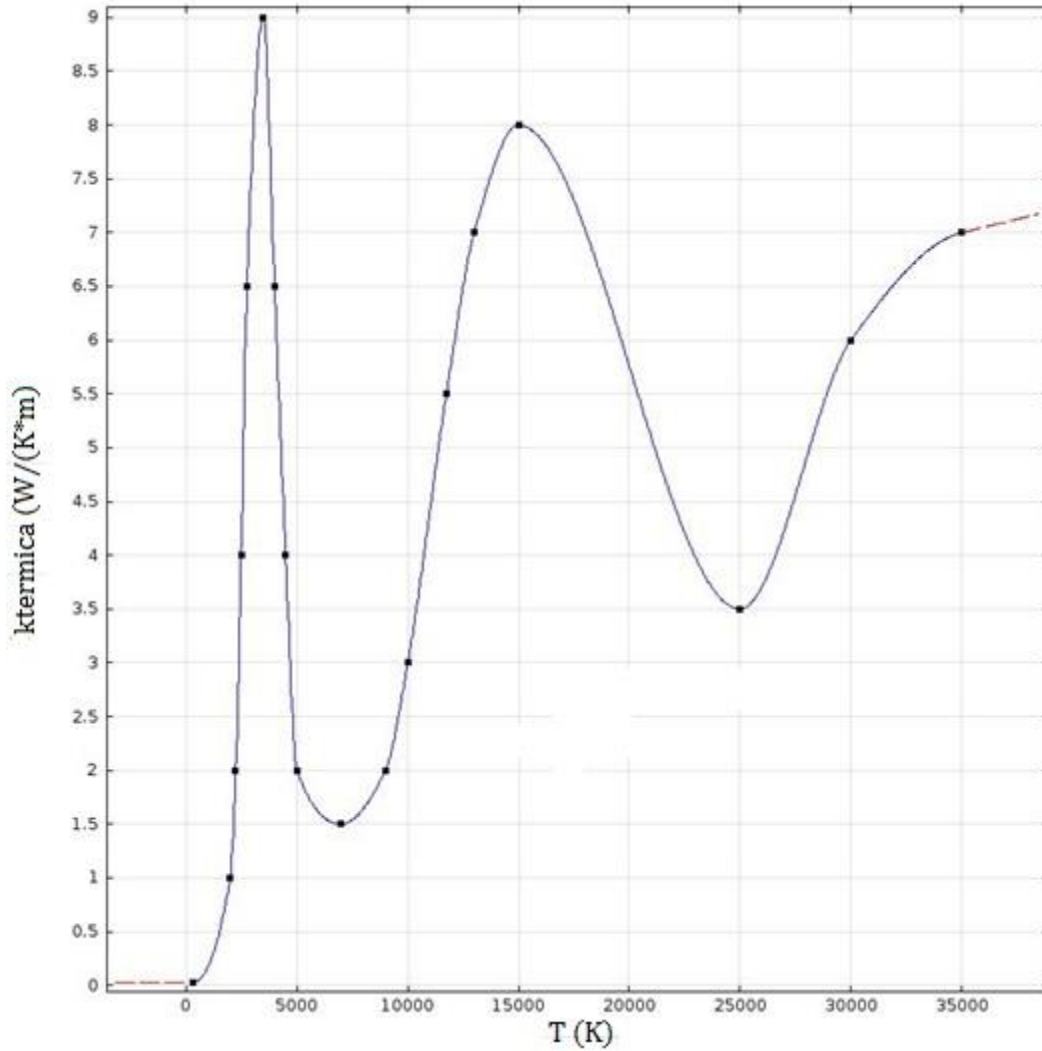
El término  $h$  en las ecuaciones 3.10 y 3.29 es el coeficiente de transferencia de calor que engloba el efecto de la convección  $h(u)$  y la conducción  $h(r)$  de la región formada por el canal/burbuja.

La conducción para cilindros concéntricos está dada por  $k/(r \log(r_2/r_1))$ . Así por analogía y aplicando para el modelo de la Figura 3.1 el coeficiente de transferencia de calor tanto para el plasma a la burbuja ( $h_{pb}$ ) como para la burbuja a la interfaz ( $h_{bi}$ ) son respectivamente:

$$h_{pb} = h_{pb}(r) + h_{pb}(u) = \frac{k_{termica} \left( \frac{T_p + T_b}{2} \right)}{R_p \log((f_1 + 1)/f_1)} + \frac{\rho_v (\pi (f_1 R)^2) v_s c_p}{2\pi f_1 R L} \quad (3.42)$$

$$h_{bi} = h_{bi}(r) + h_{bi}(u) = \frac{k_{termica}(T_b)}{R \log(2/(f_1 + 1))} + \frac{Nu k}{2W} \quad (3.43)$$

donde  $k_{termica}(T)$  es la conductividad del medio en función de la temperatura y tiene el comportamiento mostrado en la Figura 3.6, el cual fue obtenida de Aubreton et al. [80] y corresponden al plasma formado en agua como medio dieléctrico para un rango de temperaturas de 2000-30000 K y  $v_s$  es la velocidad característica del flujo dentro del canal.



**Figura 3.6.** Conductividad termica  $k_{termica}(T)$  vs temperatura para un plasma formado con agua [80].

El término de convección para la zona de la burbuja supone un enfriamiento por medio de un jet, para esto se propone que el método de enfriamiento se asemeje a un jet (Figura 3.7) con forma de boquilla plana, para el cual el número de Nusselt está dado por [76]:

$$Nu = \frac{3.06 Re^m}{\left(\frac{0.5}{A_r}\right) + \left(\frac{L}{W}\right) + 2.78} \quad (3.44)$$

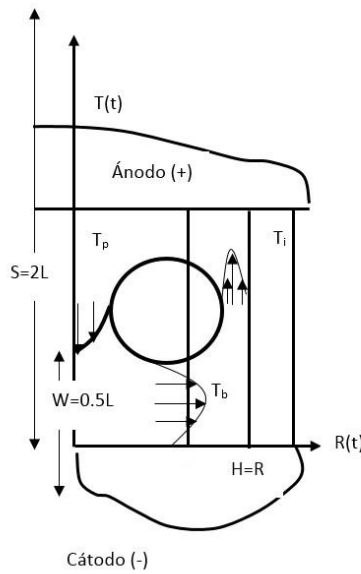
$$m = 0.695 - \left[ 3.06 + \left(\frac{1}{A_r}\right) + \left(\frac{L}{2W}\right)^{1.33} \right]^{-1} \quad (3.45)$$

$L$  es el largo del jet y  $W$  es el ancho del jet;  $A_r = W/2R$  para una sola boquilla y  $A_r = W/S$  para un arreglo de boquillas, donde  $S$  es la distancia media de centro de boquilla a boquilla;  $Re$  es el número de Reynolds definido por:

$$Re = \frac{\rho v_s D}{\mu} = \frac{v_s D}{\nu} \quad (3.46)$$

donde  $\rho$ ,  $v_s$ ,  $\nu$ ,  $\mu$  son la densidad, la velocidad característica, la viscosidad cinemática y la viscosidad dinámica del fluido, respectivamente. Así, para la zona de transición el coeficiente de convección se define como:

$$h(u)_{transicion} = \frac{Nu k}{2W} \quad (3.47)$$



**Figura 3.7** Jet con forma de boquilla plana propuesto para la transferencia de calor por convección entre la burbuja e interfaz.

Por lo tanto, proponiendo diferentes velocidades de enfriamiento se puede determinar la parte de calor pérdida por convección en el coeficiente global de transferencia de calor entre los volúmenes de control establecidos.

En mecánica de fluidos existe una ecuación diferencial ordinaria que rige la dinámica de una burbuja en un cuerpo infinito de líquido. Dicha ecuación se conoce como la ecuación de Rayleigh-Plesset (ecuación 3.51 caso geometría esférica) y fue obtenida en 1917 sin considerar efectos de viscosidad ni tensión superficial [83]. Esta ecuación se usó por primera vez por Milton S. Plesset [84] en el estudio de burbujas en fenómenos de cavitación.

$$\frac{P_b(R, t) - P(\infty, t)}{\rho} = R\ddot{R} + \frac{3}{2}(\dot{R})^2 + \frac{4\mu}{\rho R}\dot{R} + \frac{2\sigma}{\rho R} \quad (3.48)$$

donde:

$P_b(R, t)$

Presión dentro de la burbuja,

$P(\infty, t)$

Presión externa infinitamente lejos de la burbuja,  $R \rightarrow \infty$



$\rho$	Densidad del líquido que rodea,
$R$	Radio de la burbuja,
$\mu$	Viscosidad dinámica del líquido circundante, constante,
$\sigma$	Tensión superficial del líquido circundante, constante.

La ecuación de Rayleigh–Plesset se puede obtener de las ecuaciones de Navier-Stokes con el radio de la burbuja como un parámetro dinámico [85]. Considerando simetría esférica en una burbuja de radio  $R(t)$  variable en el tiempo, se puede asumir que contiene vapor homogéneamente distribuido con una temperatura uniforme. En el exterior de la burbuja existe un dominio líquido de tamaño infinito con densidad constante  $\rho$ , viscosidad dinámica  $\mu$ , temperatura  $T_\infty$  y presión  $P_\infty$ . La temperatura  $T_\infty$  se asume constante. Sin embargo, en las proximidades de la burbuja el fluido se ve afectado por ésta, por lo que se pueden definir parámetros en función de la distancia radial al centro de la burbuja, así la temperatura  $T(r, t)$ , la presión  $P(r, t)$  y la velocidad  $u(r, t)$ , son función de posición y tiempo.

Sin embargo, en este estudio se definió el dominio del problema como un canal cilíndrico, Figura 3.1, por lo que la ecuación de Rayleigh–Plesset se debe adecuar para una burbuja cilíndrica. Existen dos formas de hacer esto:

- Diferenciación con respecto a  $R$  del equilibrio entre la energía cinética en el líquido y la energía potencial en el gas;
- Integración de la ecuación de Navier Stokes.

Considere una burbuja cilíndrica donde el radio es función del tiempo  $R(t)$  como se observa en la Figura 3.1. Bajo la suposición que la burbuja contiene una mezcla de vapor/gas a temperatura y presión  $T_b(R(t))$  y  $P_b(R(t))$  respectivamente. Fuera de la burbuja hay un dominio infinito de líquido con densidad constante  $\rho$  y viscosidad dinámica  $\mu$ . Donde la temperatura y la presión lejos de la burbuja son las condiciones ambientales  $T_0$  y  $P_0$  (298 K y 1 atm respectivamente). A una distancia radial  $r$  desde el centro de la burbuja, donde la temperatura y la presión dependen tanto de la posición como del tiempo,  $T(r, t)$  y  $P(r, t)$  respectivamente, y la velocidad radial del gas hacia afuera de la burbuja es  $u(r, t)$ , la cual para un cilindro es inversamente proporcional a la distancia desde el origen, es decir:

$$u(r, t) = \frac{F(t)}{r} \quad (3.49)$$

Donde  $F(t)$  es función dependiente del tiempo. En caso de no existir transporte de masa a través de la frontera (en  $r = R$ ) de la burbuja la velocidad en la frontera es:

$$u(R, t) = \frac{dR}{dt} = \frac{F(t)}{R} \quad (3.50)$$

Lo que se traduce en:

$$F(t) = R \frac{dR}{dt} \therefore u(r, t) = \frac{R dR}{r dt} \quad (3.51)$$

Por conservación de momento, y suponiendo que el líquido es un fluido newtoniano, la ecuación de Navier-Stokes en coordenadas cilíndricas para el movimiento en la dirección radial es:

$$\rho \left( \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial r} \right) = - \frac{\partial p(r, t)}{\partial r} + \mu \left[ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial u}{\partial r} \right) - \frac{u}{r^2} \right] \quad (3.52)$$

Sustituyendo la viscosidad cinemática por  $\nu = \mu/\rho$  y reagrupando se tiene:

$$- \frac{1}{\rho} \frac{\partial p(r, t)}{\partial r} = \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial r} - \nu \left[ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial u}{\partial r} \right) - \frac{u}{r^2} \right] \quad (3.53)$$

Sustituyendo  $u(r, t)$  del análisis anterior:

$$- \frac{1}{\rho} \frac{\partial p(r, t)}{\partial r} = \frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{R dR}{r dt} \right) + \left( \frac{R dR}{r dt} \right) \frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{R dR}{r dt} \right) - \nu \left[ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{R dR}{r dt} \right) \right) - \frac{1}{r^2} \left( \frac{R dR}{r dt} \right) \right] \quad (3.54)$$

Agrupando queda como:

$$- \frac{1}{\rho} \frac{\partial p(r, t)}{\partial r} = \frac{\dot{R}^2}{r} + \frac{R\ddot{R}}{r} - \left( \frac{R^2 \dot{R}^2}{r^3} \right) \quad (3.55)$$

Note que el término viscoso se desprecia. Separando variables e integrando desde el límite de la burbuja  $r=R$  hasta un radio finito  $r = R_2$  dado que consideramos una geometría cilíndrica, en el caso de la burbuja esférica  $R_2 \rightarrow \infty$  pero dado que consideramos una geometría cilíndrica esta suposición genera problemas numéricos dado que el  $\log(\infty) = \infty$ , por lo tanto el límite superior se supone finito lo suficientemente alejado de la burbuja, por lo tanto se tiene:

$$- \frac{1}{\rho} \int_{P(R,t)}^{P(R_2,t)} dP = \int_R^{R_2} \left[ \frac{\dot{R}^2}{r} + \frac{R\ddot{R}}{r} - \left( \frac{R^2 \dot{R}^2}{r^3} \right) \right] dr \quad (3.56)$$

$$\frac{P(R, t) - P(R_2, t)}{\rho} = (\dot{R}^2 + R\ddot{R}) \ln \left( \frac{R_2}{R} \right) + \frac{R^2 \dot{R}^2}{2} \left( \frac{1}{R_2^2} - \frac{1}{R^2} \right) \quad (3.57)$$

Donde:

$P(R, t)$	Presión dentro de la burbuja,
$P(R_2, t)$	Presión externa a una distancia finita $R_2$ lejos de la burbuja, $R_2 \gg R$
$\rho$	Densidad del líquido que rodea,
$R(t)$	Radio de la burbuja,

$\mu$	Viscosidad dinámica del líquido circundante, constante,
$\sigma$	Tensión superficial del líquido circundante, constante,

Las condiciones de frontera en la superficie de la burbuja son:

$$P(R, t) = P_c(R, t) - 2\mu \frac{\dot{R}}{R} - \frac{\sigma}{R} \quad (3.58)$$

Donde  $P_c$  es la presión en el interior de la burbuja la cual es la suma de la presión interna del canal/burbuja más el término de trabajo ejercido por la fuerza mecánica para expandir el canal, definida como:

$$P_c = P_b + \frac{\dot{m}_v^2 R_g T_b}{P_b (2\pi R L)^2} \quad (3.59)$$

Así la ecuación de Rayleigh Plesset en su forma general para una burbuja cilíndrica se escribe como:

$$\frac{P_c(R, t) - P(R_2, t)}{\rho} = (\dot{R}^2 + R\ddot{R}) \ln\left(\frac{R_2}{R}\right) + \frac{R^2 \dot{R}^2}{2} \left(\frac{1}{R_2^2} - \frac{1}{R^2}\right) + \frac{2\mu \dot{R}}{\rho R} + \frac{\sigma}{\rho R} \quad (3.60)$$

Para poder resolver la ecuación de Rayleigh Plesset es necesario conocer tanto la presión en el interior de la burbuja  $P_c(R, t)$ , así como la presión a una distancia  $R_2$  es decir  $P(R_2, t)$ , la cual de acuerdo a Bernoulli queda definida para el caso cilíndrico como:

$$P(R_2, t) = P_0 - \frac{\rho}{2} \left[ \frac{R}{r} \frac{dR}{dt} \right]^2 \quad (3.61)$$

El radio de plasma es un factor importante del proceso de EDM. En la práctica, es extremadamente difícil de medir experimentalmente el radio de la chispa debido a la muy corta duración del pulso, en el orden de microsegundos. Con el objetivo de determinar el diámetro del arco del plasma, Kojima et al. [88] midieron experimentalmente la distribución radial del arco de plasma generada para un pulso utilizando la técnica de la espectroscopia. Encontraron que el arco de plasma logra su completa expansión en pocos microsegundos después de la ruptura del dieléctrico, mientras que el diámetro de los cráteres crece lentamente en comparación con la velocidad de expansión del canal de plasma. En la literatura [88]-[91] se han reportado varias ecuaciones empíricas para determinar el tamaño del radio del canal de plasma, las cuales en su mayoría tienen la forma siguiente:

$$R(t) = C_0 I^m t_d^n \quad (3.62)$$

Esta ecuación fue propuesta [88]-[91] para la expansión del canal de plasma, donde  $R, I, t_d$  representan el radio del canal de plasma, la corriente de descarga y el tiempo que dura la descarga, respectivamente. Por otro lado  $C_0, m$  y  $n$  son constantes cuyos valores se determinan para igualar los resultados experimentales. Por ejemplo, Ikai y Hashiguchi [90] derivaron una ecuación semi-

empírica para el radio de la chispa en función de la corriente de descarga ( $I$ ) y el tiempo que dura la descarga ( $t_d$ ). Por otro lado, Lou [91] obtuvo una expresión para el radio del canal de plasma del proceso EDM, similar a la ecuación de Ikai y Hashiguchi pero con diferentes coeficientes. En la Tabla 3.2 se muestran los coeficientes para las ecuaciones empíricas que predicen el radio del plasma.

**Tabla 3.2** Constantes empíricas para el cálculo del radio del canal del plasma.

Autor	Ikai y Hashiguchi [90]	Lou LM [91]
$C_0$	2.04	2.85
$m$	0.43	0.53
$n$	0.44	0.38

Para este trabajo de tesis se propone que la dinámica del comportamiento del radio de canal/burbuja de plasma formado en el proceso de electroerosión esta regido por la ecuación de Rayleigh Plesset. De esta manera el radio de la burbuja depende de la diferencia de presiones en el interior y el exterior de la burbuja, las cuales dependen directamente de las temperaturas y presiones alcanzadas en el interior de la burbuja. Por lo tanto, el siguiente paso es resolver el sistema de ecuaciones correspondiente al modelo del canal cilíndrico del plasma formado en el proceso EDM. La Tabla 3.3 muestra en resumen el sistema de ecuaciones correspondientes al modelo desarrollado para representar el canal de plasma y la burbuja formados durante el proceso EDM, el cual consta de 6 ecuaciones diferenciales dependientes entre sí a resolver en COMSOL multiphysics [77] para un dominio 1D transiente.

**Tabla 3.3.** Modelo numérico desarrollado para el canal de plasma formado en el proceso EDM.

No. Ecuación	Ecuación	Variable
(3.16)	$\frac{dU_p}{dt} = \dot{Q}_g - \dot{Q}_{p,b} - \dot{Q}_{p,i,rad} - \dot{W}_p - \dot{Q}_{p,piece} - \dot{Q}_{p,tool}$	$T_p$
(3.23)	$\frac{dU_b}{dt} = \dot{Q}_{p,b} - \dot{Q}_{b,i} + \dot{W}_p - \dot{W}_b$	$T_b$
(3.28)	$\begin{aligned} \dot{m}_v(u_{fg} + c_{v,v}T_{bi}) - h(2\pi RL)(T_b - T_i) \\ + (2\pi(R + \delta)L)h_{ext}(T_i - T_0) + \dot{m}_v c_{v,l}(T_i - T_0) \\ + \dot{m}_v R_g T_{bi} = 0 \end{aligned}$	$T_i$
(3.40)	$\dot{m}_v = (2\pi RL) \left[ \left( p_0 \exp\left(\frac{h_{fg}}{R_s T_v} \left(1 - \frac{T_v}{T}\right)\right) - P_{vp} \right) \sqrt{\frac{m}{2\pi k_B T_i}} \right]$	$m_v$
(3.60)	$\begin{aligned} (\dot{R}^2 + R\ddot{R}) \ln\left(\frac{R_2}{R}\right) + \frac{R^2 \dot{R}^2}{2} \left(\frac{1}{R_2^2} - \frac{1}{R^2}\right) + \frac{2\mu \dot{R}}{\rho R} + \frac{\sigma}{\rho R} \\ - \frac{P_b(R, t) - P(R_2, t)}{\rho} = 0 \end{aligned}$	$R$
(3.33)	$d \frac{\partial R_p}{\partial t} - \frac{R(T_{ref} - T_p)}{2(T_b - T_p)} + \frac{R_p}{2}$	$R_p$
(3.34)		
(3.35)	$d \frac{\partial R_p}{\partial t} - (2R_p - 2nR_p) \frac{(T_{ref} - T_p)}{(T_b - T_p)} + R_p(n - 1)$	
(3.36)	$d \frac{\partial R_p}{\partial t} - (oR) \frac{(T_{ref} - T_p)}{(T_b - T_p)} - oR_p$	
	$\begin{aligned} d \frac{\partial R_p}{\partial t} - \frac{4R_p(T_{ref} - T_p)}{R_p^2} \\ + \left(\frac{1}{R_p}\right) \left( \frac{(T_b - T_{ref})(R^2 - R_p^2)}{R^2 \log\left(R/R_p\right) - (1/2)(R^2 - R_p^2)} \right) \end{aligned}$	

Las propiedades físicas del dieléctrico (agua) a temperatura ambiente  $T_0 = 300 K$  son las mostradas la Tabla 3.4 [76].

**Tabla 3.4.** Propiedades físicas del dieléctrico (agua) a temperatura ambiente  $T_0=300\text{ K}$  [76].

Calor específico vapor $c_{vv}$	$c_{vv}(T)$ J/(kg K)
Calor específico gas $c_{vg}$	1425.53 J/(kg K)
Conductividad térmica $k$	0.58W/(m K)
Densidad líquido $\rho_l$	1000 kg/m <sup>3</sup>
Masa molar $M_{H_2O}$	0.01802kg/mol
Constante universal de los gases $R_g$	8.314 J/(K mol)
Constante para un mol de agua $R_g$	461.67 J/(kg K)
Calor latente vaporización $u_{fg}$	2257e3 J/kg
Temperatura de ebullición $T_b$	373 K
Viscosidad dinámica $\mu$	0.000891 Kg/(m s)
Tensión superficial $\sigma$	72e-3 N/m
Constante de Stefan Boltzmann $\sigma_B$	5.67e-8 W/(m <sup>2</sup> K <sup>4</sup> )

### 3.3 Modelo teórico para el canal/burbuja de plasma formado en el proceso EDM

Eubank et al [79], desarrolló un modelo para representar el canal/burbuja formado durante el proceso EDM, el cual consiste en resolver la ecuación de dinámica de fluidos de Navier Stokes (3.63) que describe el tamaño del canal/ burbuja, la ecuación del balance de energía y radiación (3.64) que describen la temperatura alcanzada en el plasma, combinadas con la ecuación de estado (3.65) y (3.66) para las reacciones que ocurren al ionizarse el dieléctrico. El sistema de ecuaciones correspondientes al modelo de plasma cilíndrico con masa variable propuesto por Eubank et al [79] es:

$$\frac{P(T) - P_\infty}{\rho} = (\dot{R}^2) \left[ \ln\left(\frac{R_2}{R}\right) + \frac{1}{2} \left( \frac{R^2}{R_2^2} - 1 \right) \right] + (R) \left[ \ln\left(\frac{R_2}{R}\right) (\ddot{R}) \right] \quad (3.63)$$

$$VIF_c = \varepsilon\sigma_B(2\pi RL)(T^4) + m \frac{dH}{dt} \quad (3.64)$$

$$P(T) = \frac{\lambda T \rho(T)}{216.7} \quad (3.65)$$

$$m = \pi R^2 L \rho(T) \quad (3.66)$$

Donde  $\lambda$  es producto de las partículas disociadas de la ionización de la molécula de agua, la cual es obtenida a partir de las 7 reacciones ocurridas al disociarse el dieléctrico para ionizarse y convertirse en un plasma. Dichas reacciones son:

- $2H_2O = O_2 + 2H_2$
- $O_2 = 2O$
- $H_2 = 2H$
- $O + H = OH$
- $H = H^+ + e$
- $O = O^+ + e$
- $O = O^{++} + e$

El modelo de Eubank et al. [79], al cual se le denominará “modelo teórico”, solo permite analizar el comportamiento del canal/burbuja, y no distingue entre las tres zonas formadas durante la descarga ocurrida en el proceso de EDM; esto es el canal de plasma, la zona de vapor/gas (o burbuja,) y la zona de transición entre la burbuja y el dieléctrico en estado líquido).

El modelo de Eubank se evalúa para los parámetros del caso 7 de la Tabla 2.3 ( $I=12.8$  A,  $V=25$ V y  $t_d=42\mu\text{seg}$ ), con el objetivo de observar su tendencia. La Figura 3.8 muestra las temperaturas del canal/burbuja obtenidas con el modelo teórico y con el modelo numérico propuesto. Se observa que las tendencias son similares, aunque existe diferencia entre los valores obtenidos esta diferencia es porque el modelo numérico solo considera un volumen de control (burbuja), mientras que el modelo numérico diferencia entre el plasma, la burbuja y la transición con el dieléctrico. En la Figura 3.9 se observa que el radio del canal obtenido con el modelo numérico propuesto está comprendido dentro del rango de valores predicho por las ecuaciones de Ikai y Hashiguchi [90] y Lou [91] para el radio del plasma. Este análisis indica que el modelo numérico propuesto arroja resultados con las tendencias y valores en la dirección correcta para predecir resultados experimentales correctos.

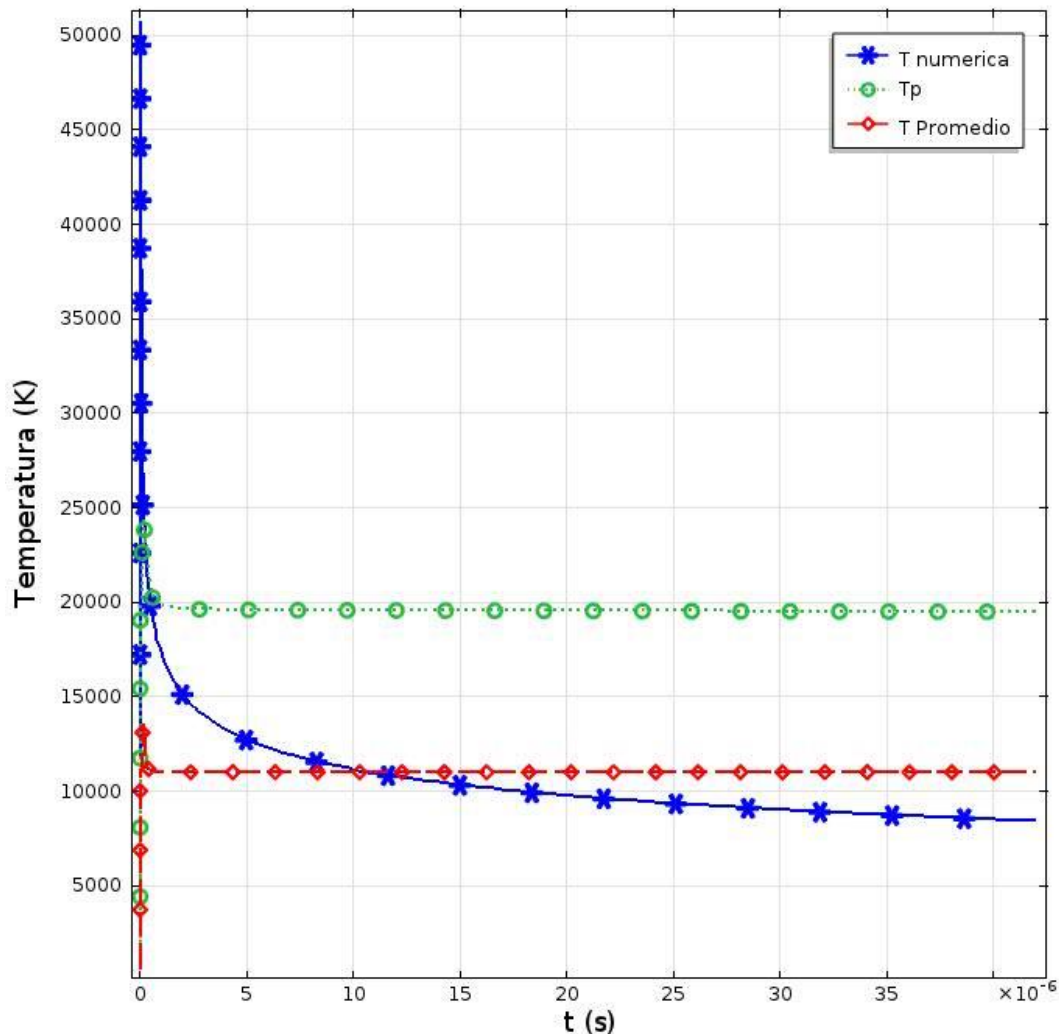
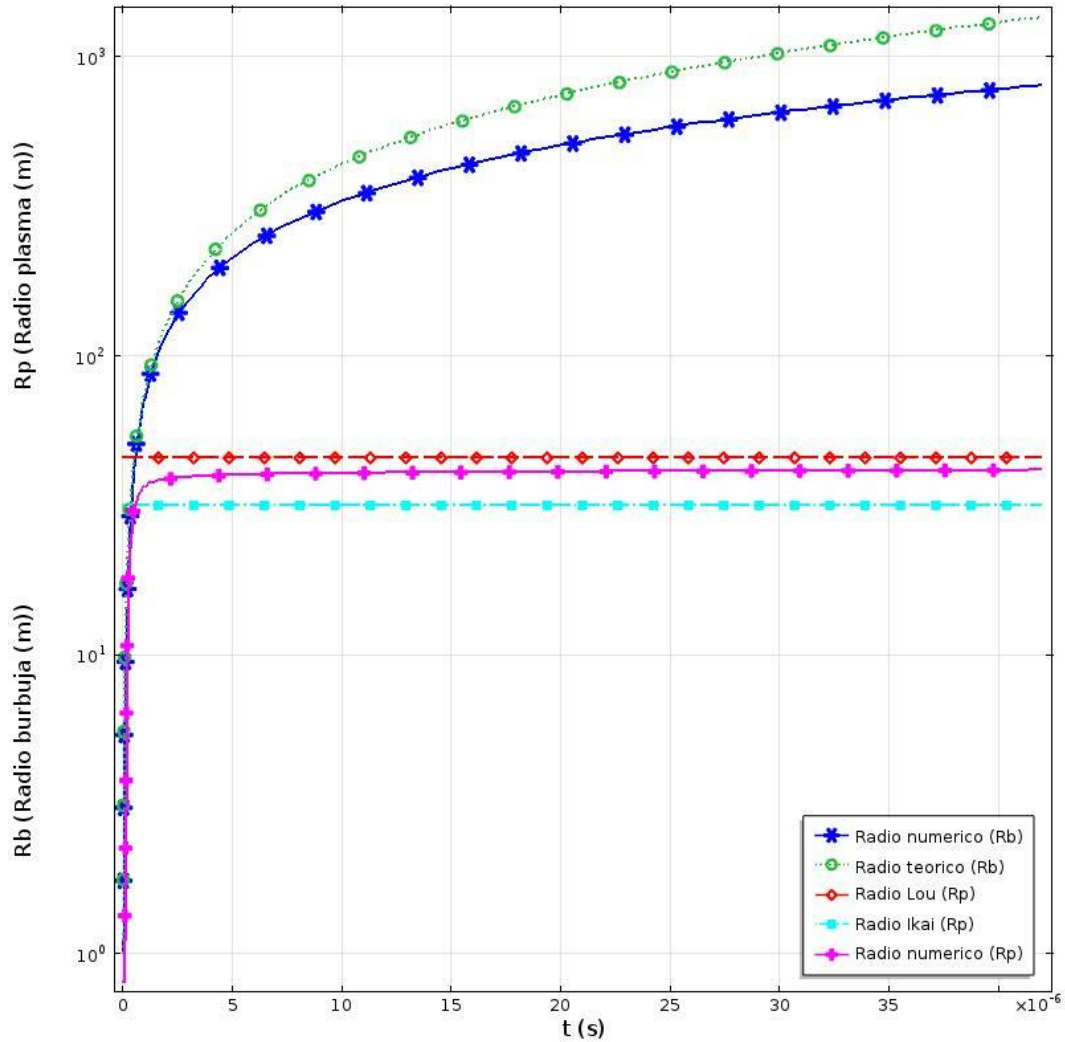


Figura 3.8. Temperatura de la burbuja para el modelo numérico y teórico para  $I=12.8$  A,  $V=25$  V y  $t_d=42$   $\mu\text{seg}$ .



**Figura 3.9.** Radio de la burbuja y plasma del modelo numérico y teórico para  $I=12.8$  A,  $V=25$  V y  $t_d=42$   $\mu$ seg.

Para ver si la solución converge se incrementa la tolerancia en los cálculos, lo cual incrementa el número de iteraciones. En la Tabla 3.5 se observa que conforme aumenta el número de pasos la solución tiene un cambio prácticamente insignificante lo cual indica que el modelo converge.

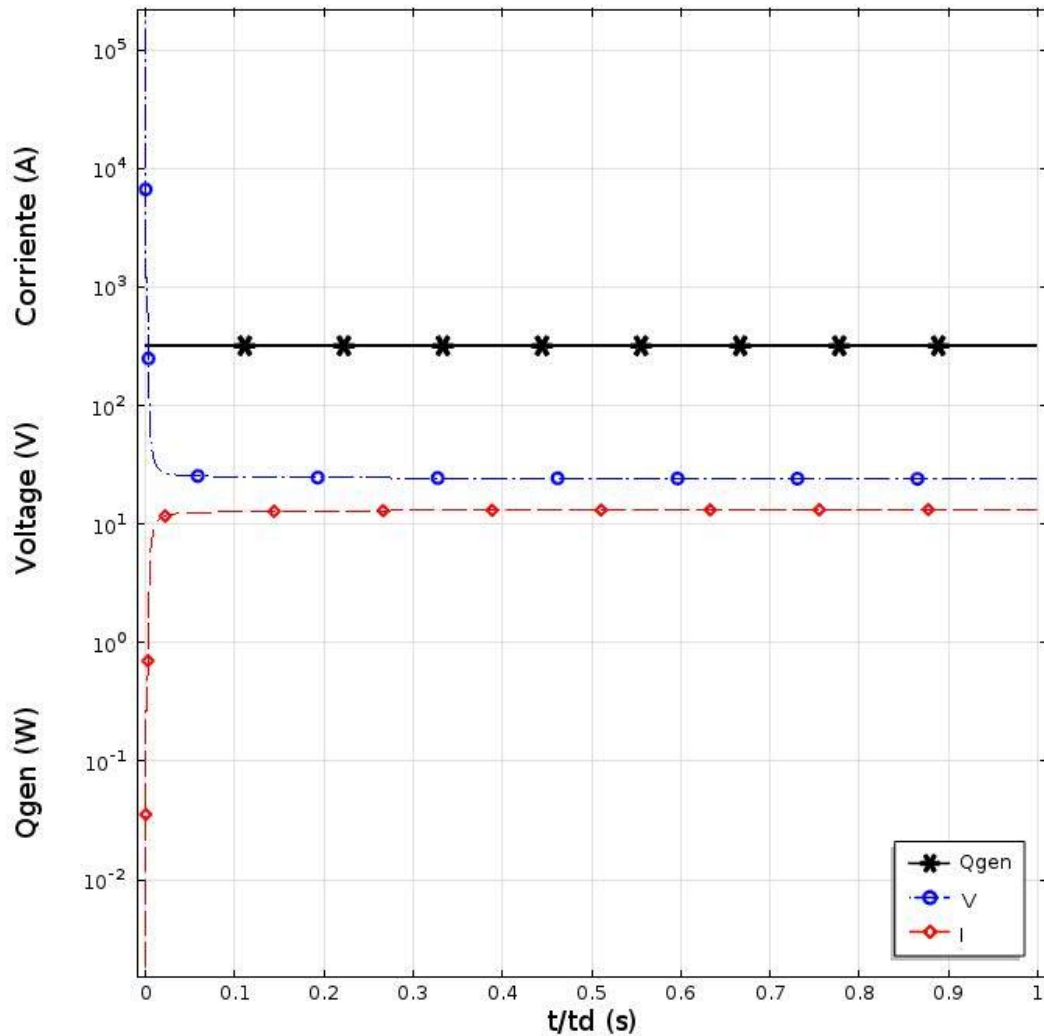
**Tabla 3.5.** Análisis de convergencia para el caso 7 de la Tabla 2.3 ( $I=12.8$  A,  $V=25$  V y  $t_d=42$   $\mu$ seg).

No.	Tolerancia	Pasos	$T_p$ (K)	R ( $\mu$ m)
1	0.001	267	19492.44	801.9
2	0.0001	460	19492.48	801.5
3	0.00001	791	19492.48	801.6



### 3.4 Análisis y discusión del modelo del canal/burbuja de plasma

Para analizar el comportamiento del modelo propuesto para el canal de plasma, descrito por las ecuaciones de la Tabla 3.3, se considera el caso 7 de la Tabla 2.3 ( $I=12.8$  A,  $V=25$ V y  $t_d=42\mu\text{seg}$ ), para los diferentes tipos de transición entre el plasma y la burbuja (Tabla 3.1). En la Figura 3.10 se observa cómo se introduce el flujo de calor durante la duración de la descarga con un incremento de corriente y una caída de voltaje al inicio para dar inicio a la descarga, después se mantiene constante durante la duración de la descarga.



**Figura 3.10.** Flujo de calor generado para  $I=12.8$  A,  $V=25$  V y  $t_d=42$   $\mu\text{seg}$ .

En las Figura 3.11, Figura 3.12 y Figura 3.13 se observa la cantidad de masa evaporada ( $m_v$ ) para los 3 casos de la Tabla 3.1. Se aprecia que  $m_v$  depende fuertemente de la temperatura ( $T_{ref}$ ) para los casos 0, 1 y 2 que marcan una transición lineal, pero no del coeficiente  $d$ , ya que ésta solo afecta en que tan rápido se logra la estabilización del proceso, como se observa en el caso tipoF=1 para  $d=1 \times 10^{-12}$  (Figura 3.11). El porcentaje del radio del plasma ("n" tipoF = 1, "o" tipoF = 2 ), indica la

ubicación de los puntos de referencia, es decir el ancho de la zona de transición, entre mayor es este parámetro se traduce en decrementos de masa, temperaturas y radio del plasma al final de la descarga. En cambio sí desplazamos los puntos de referencia hacia el radio del plasma ( $n = 0.7 - 0.9$ ), se observa que el flujo másico tiende a aumentar durante toda la duración de la descarga (Figura 3.12). Por otro lado cuando  $n = 0.5$  el modelo tipoF=0 es igual al tipoF=2 para los mismos parámetros, por lo cual el modelo tipoF=0 se descarta ya que es una variación del modelo tipoF=2. En el caso del tipoF=3 (Figura 3.13) se observa al igual que los dos casos anteriores que la masa evaporada ( $m_v$ ) depende de la temperatura de referencia ( $T_{ref}$ ), y el coeficiente  $d$  indica que tan rápido se logra alcanzar el pico o valor máximo de temperatura.

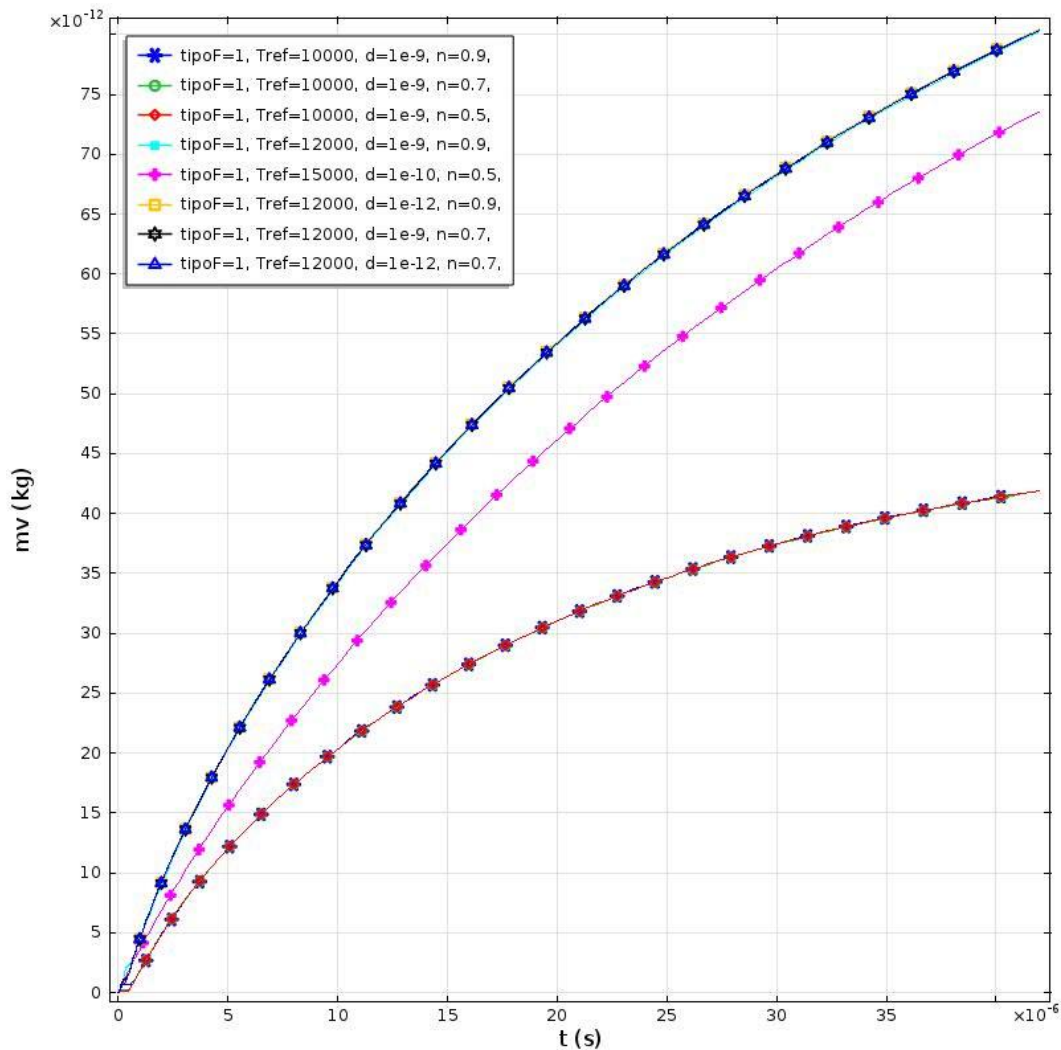


Figura 3.11. Masa de vapor para el caso tipoF=1 de la Tabla 3.1.

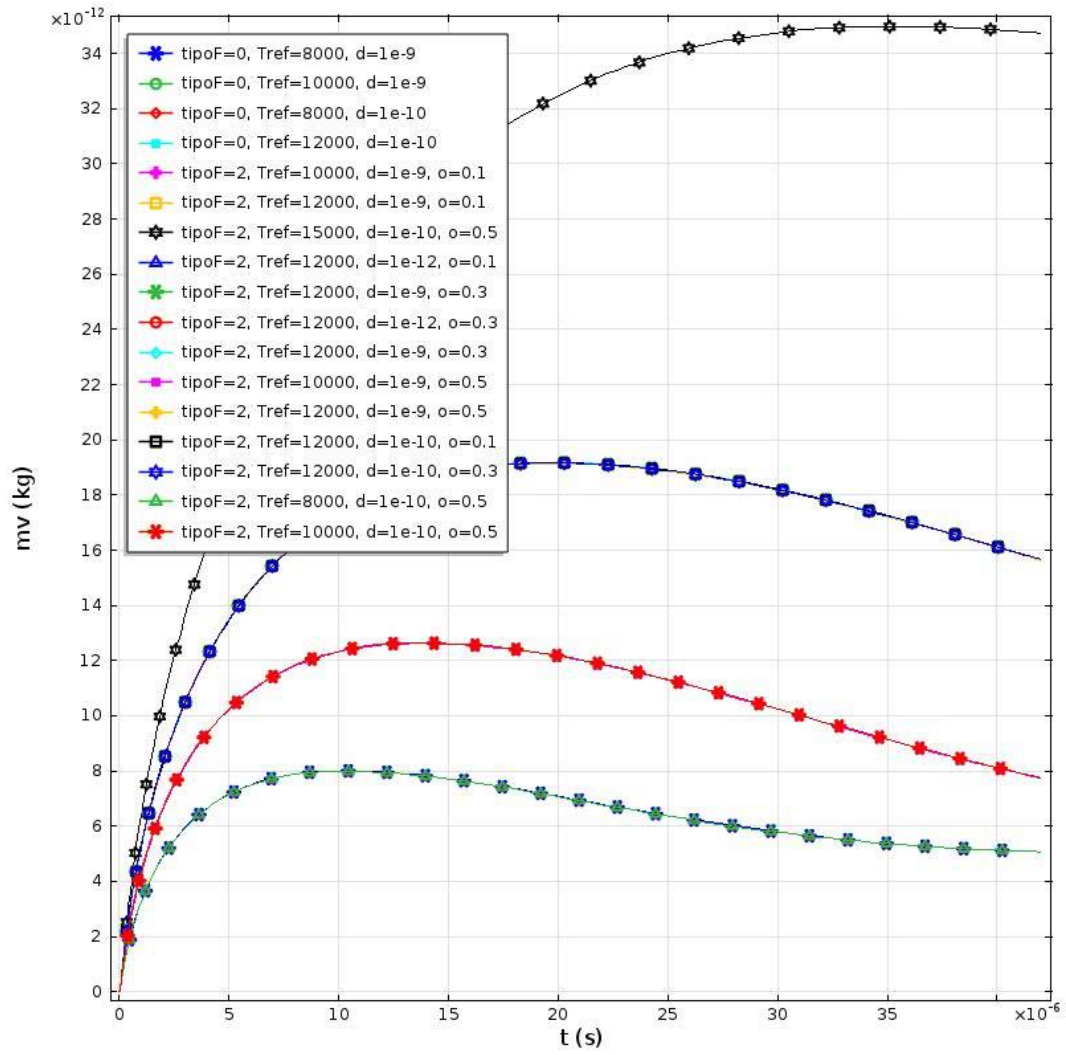
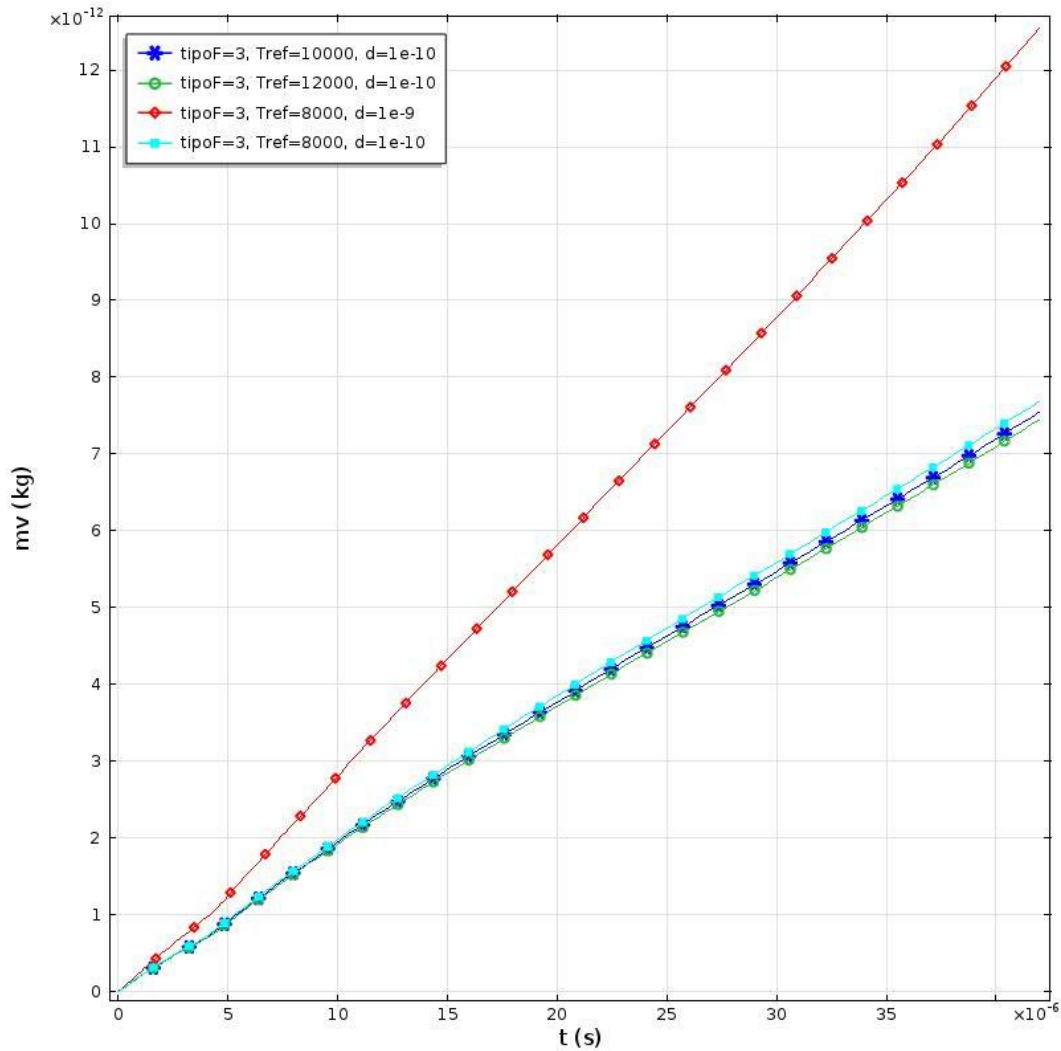


Figura 3.12. Masa de vapor para los casos tipoF=0 y tipoF=2 la Tabla 3.1.



**Figura 3.13.** Masa de vapor para el caso tipoF=3 de la Tabla 3.1.

En la Figura 3.14 se observa la contribución de cada término que entra en el balance de energías para el volumen de control correspondiente al plasma donde se realiza la conversión de la energía eléctrica en térmica la cual corresponde al flujo de calor generado. En esta figura se observa que la mayor pérdida de energía es por radiación a la interfaz, mientras que los términos de trabajo y energía cedida del plasma a la burbuja son mínimos, representando en total un 0.053% de la energía perdida por el plasma. Por otro lado, realizando el balance de energía se observa que efectivamente todos los términos se encuentran en balance, es decir un flujo neto igual a cero en concordancia con la primera ley de la termodinámica. En la Figura 3.15 se observa la contribución de estos términos en porcentaje, donde la mayor pérdida de energía es por radiación a la zona de transición (i) 47%, seguida por la energía cedida a la pieza 28% y a la herramienta 25%.

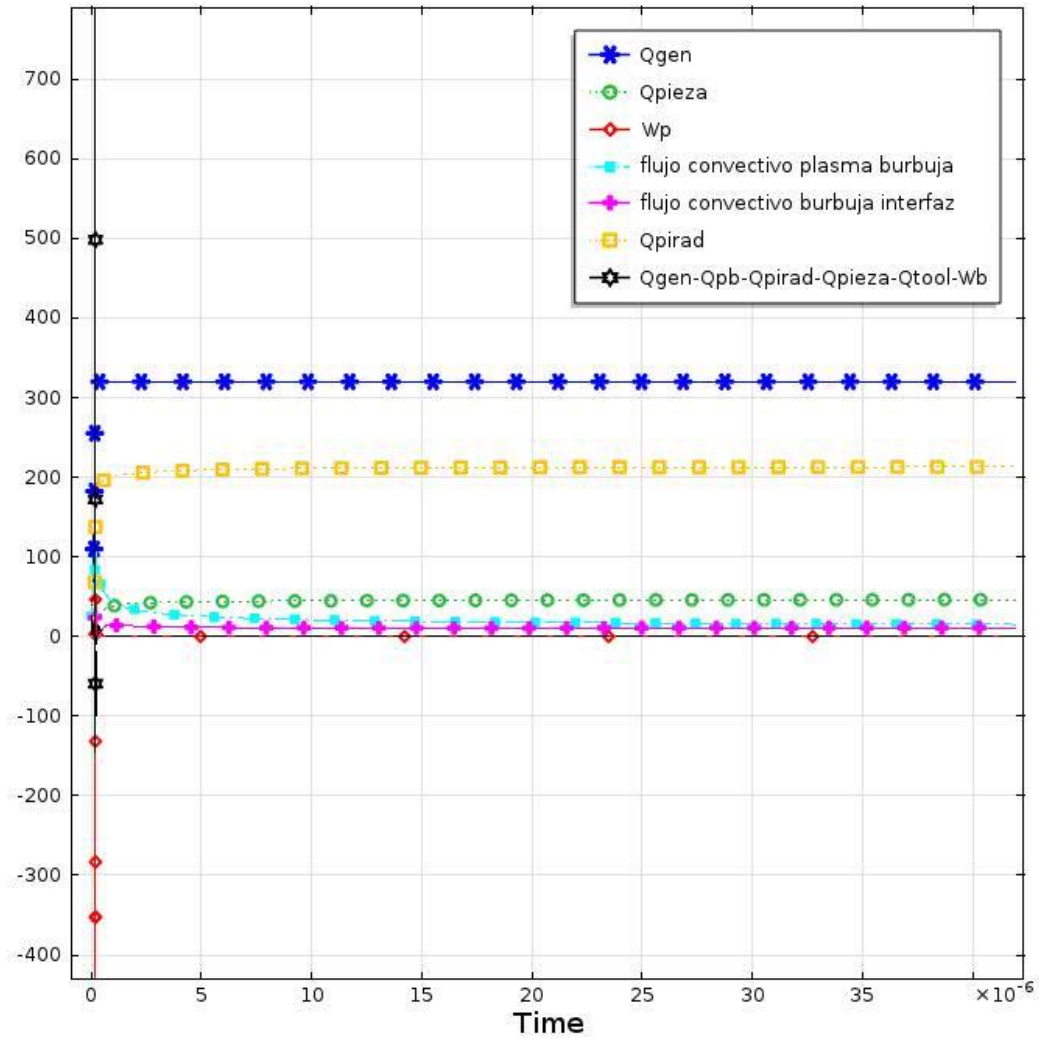


Figura 3.14. Términos del balance de energía para el volumen de control del plasma.

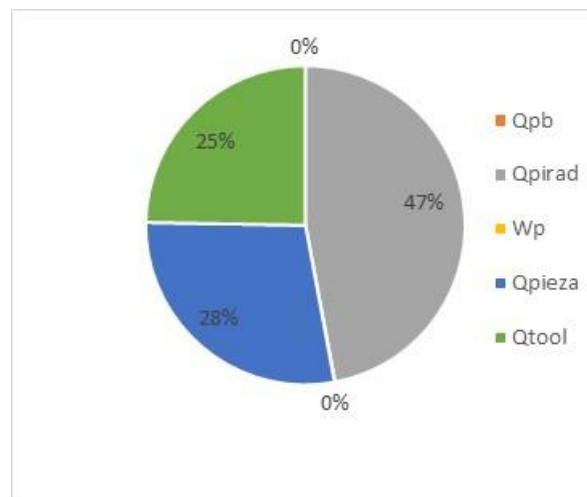
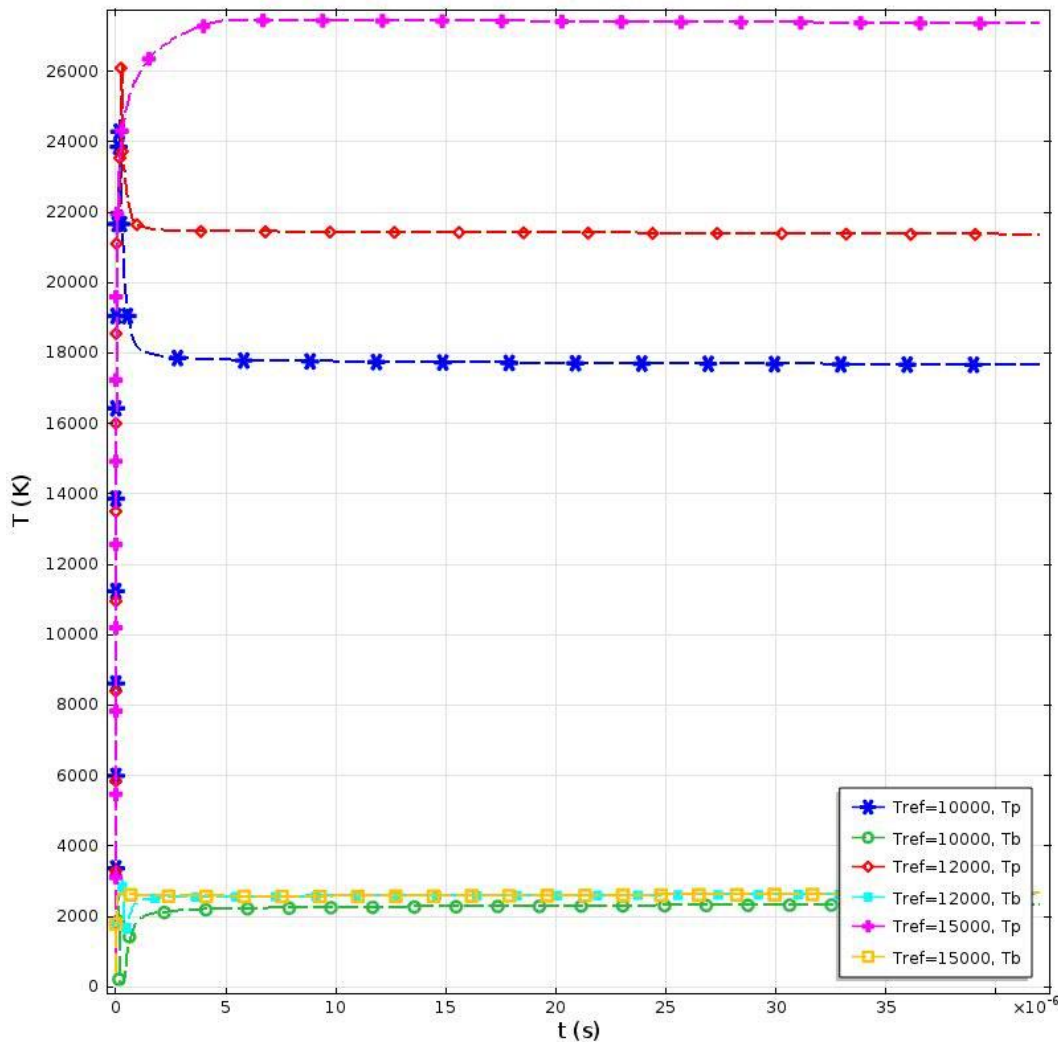


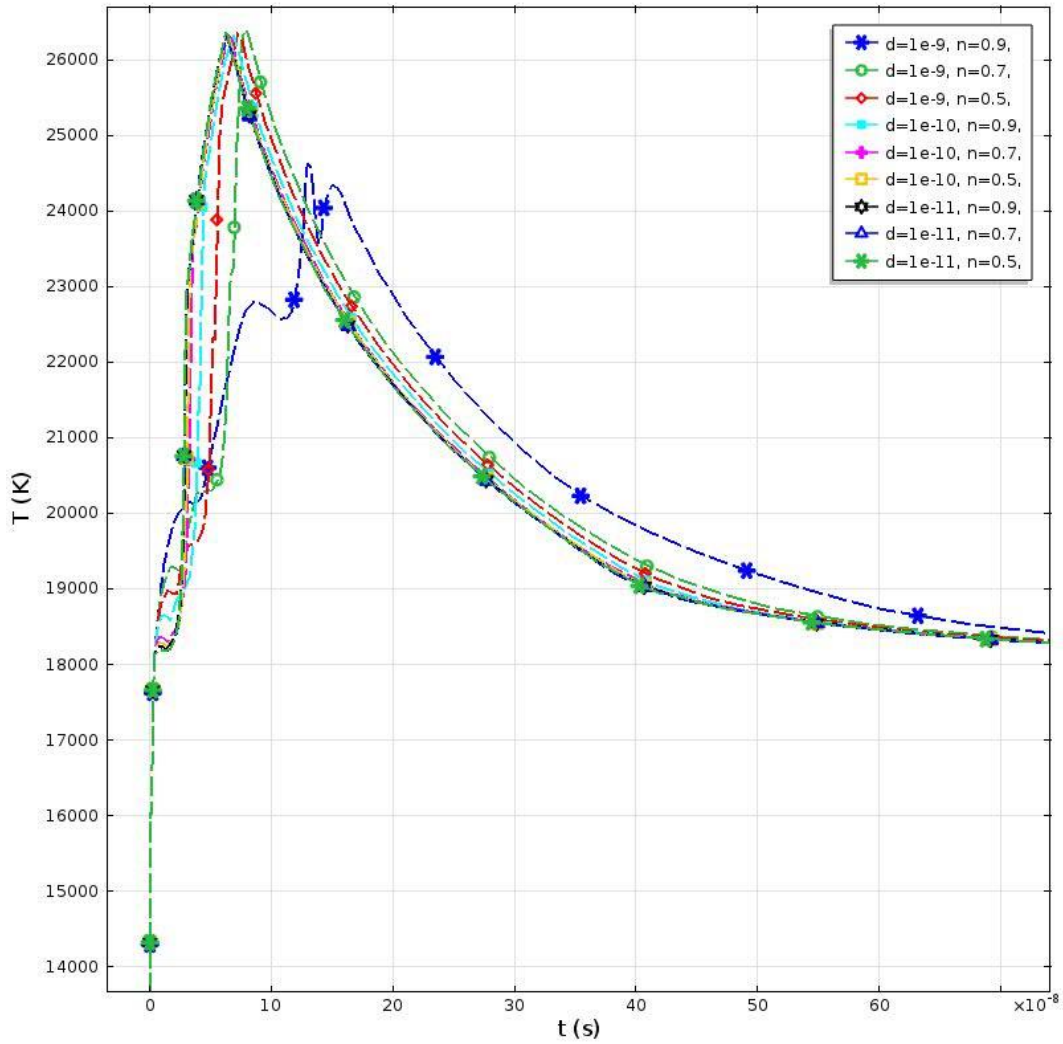
Figura 3.15. Procentaje de los flujos de energía para el volumen de control del plasma.

En la Figura 3.16 se aprecia la temperatura del plasma y la burbuja para el modelo TipoF=1 cuando se cambia la temperatura de referencia ( $10000\text{ K} < T_{ref} < 15000\text{ K}$ ), lo que produce que la temperatura del plasma oscile entre los  $18000\text{ K} < T_p < 27000\text{ K}$ , lo cual cae dentro del rango de temperaturas alcanzadas en el proceso EDM, por lo tanto la temperatura de referencia solo establece un diferencial de temperaturas más alto entre el plasma y la burbuja.



**Figura 3.16.** Temperatura plasma ( $T_p$ ) y burbuja ( $T_b$ ) del modelo tipo F=1 correspondiente a la ecuación (3.34), para  $d=1 \times 10^{-9}$  y  $n=0.9$

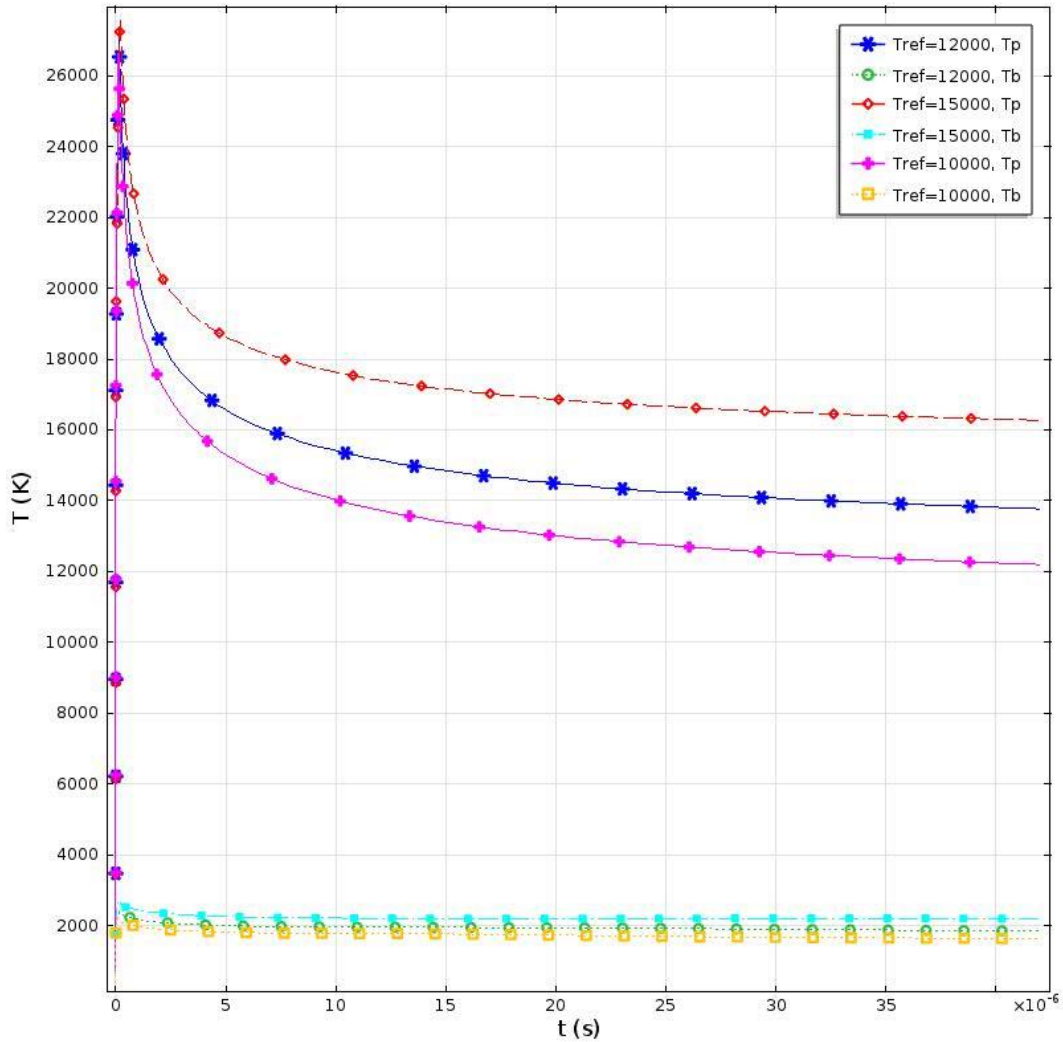
En la Figura 3.17 se ve un acercamiento en los picos de temperatura del plasma de la Figura 3.16 para  $T_{ref} = 10000\text{ K}$ , se observa que la variación de  $n$ , es decir el porcentaje a la izquierda y a la derecha de la frontera del plasma, alrededor del cual se establece la referencia, produce distintos picos de temperatura para el plasma. En cambio, el coeficiente  $d$ , indica que entre más pequeño ( $d = 1 \times 10^{-9}$ ) se retarda el pico de temperatura máxima mientras que  $d < 1 \times 10^{-9}$  produce el pico de temperatura del plasma más rápido existiendo una diferencia de aproximadamente  $2000\text{ K}$  entre el pico mayor y el menor, identificando así que  $d = 10^{-9}$  y  $n = 0.9$  es el caso más extremo de los casos analizados.



**Figura 3.17.** Acercamiento del pico de la temperatura plasma del modelo tipo F=1 para  $T_{ref} = 10000$  K.

En la Figura 3.18 se aprecia la temperatura del plasma y la burbuja para el modelo TipoF=2 cuando se varia la temperatura de referencia ( $10000 \text{ K} < T_{ref} < 15000 \text{ K}$ ), lo que ocasiona que la temperatura del plasma oscile entre los  $12000 \text{ K} < T_p < 27000 \text{ K}$ , cayendo dentro del rango de las temperaturas alcanzadas en el proceso EDM, por lo tanto la temperatura de referencia solo establece un diferencial de temperaturas más alto entre el plasma y la burbuja, aunque a diferencia del modelo tipoF=1 es ligeramente menor la temperatura alcanzada por el plasma.

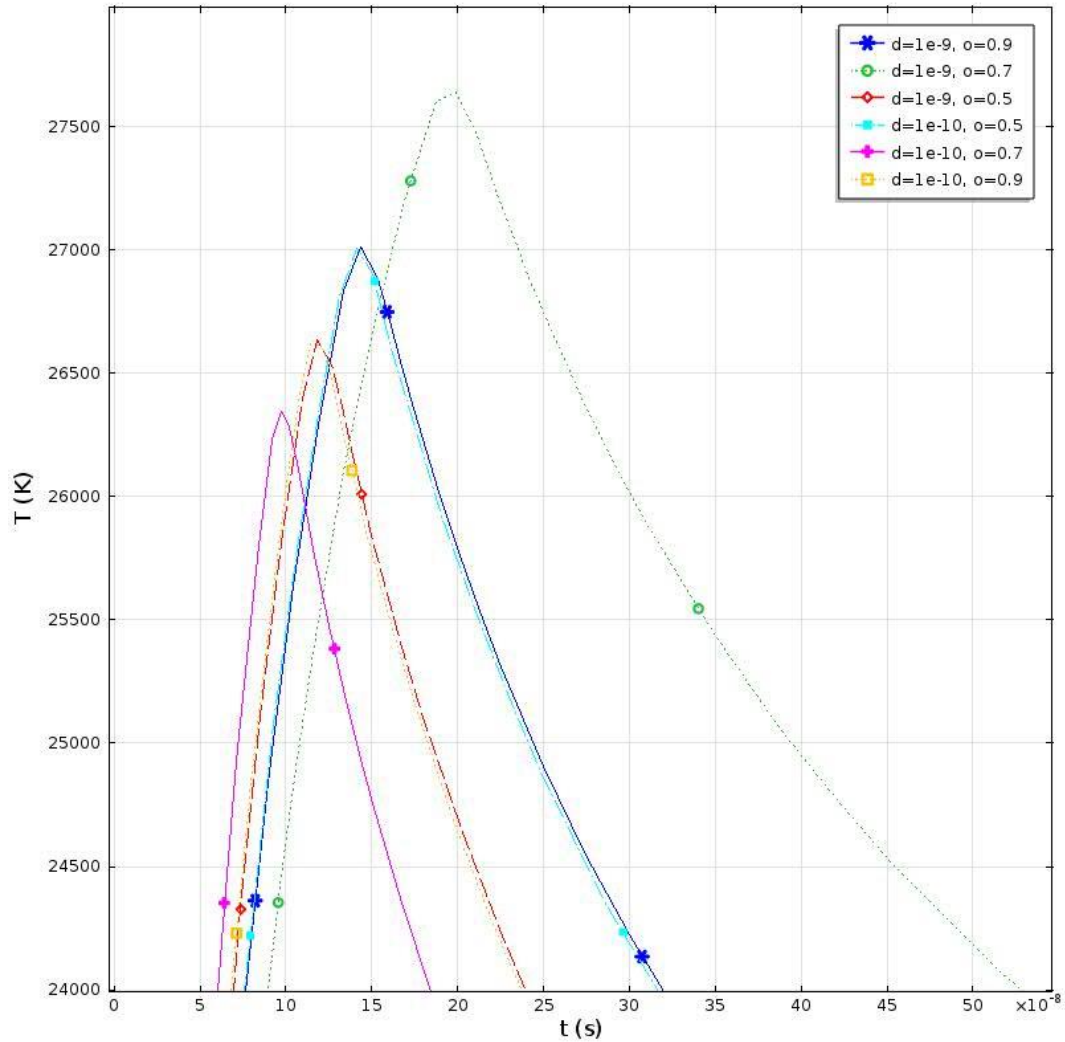




**Figura 3.18.** Temperatura plasma ( $T_p$ ) y burbuja ( $T_b$ ) del modelo tipo F=2 correspondiente a la ecuación (3.34), para  $d=1 \times 10^{-9}$  y  $\sigma=0.9$ .

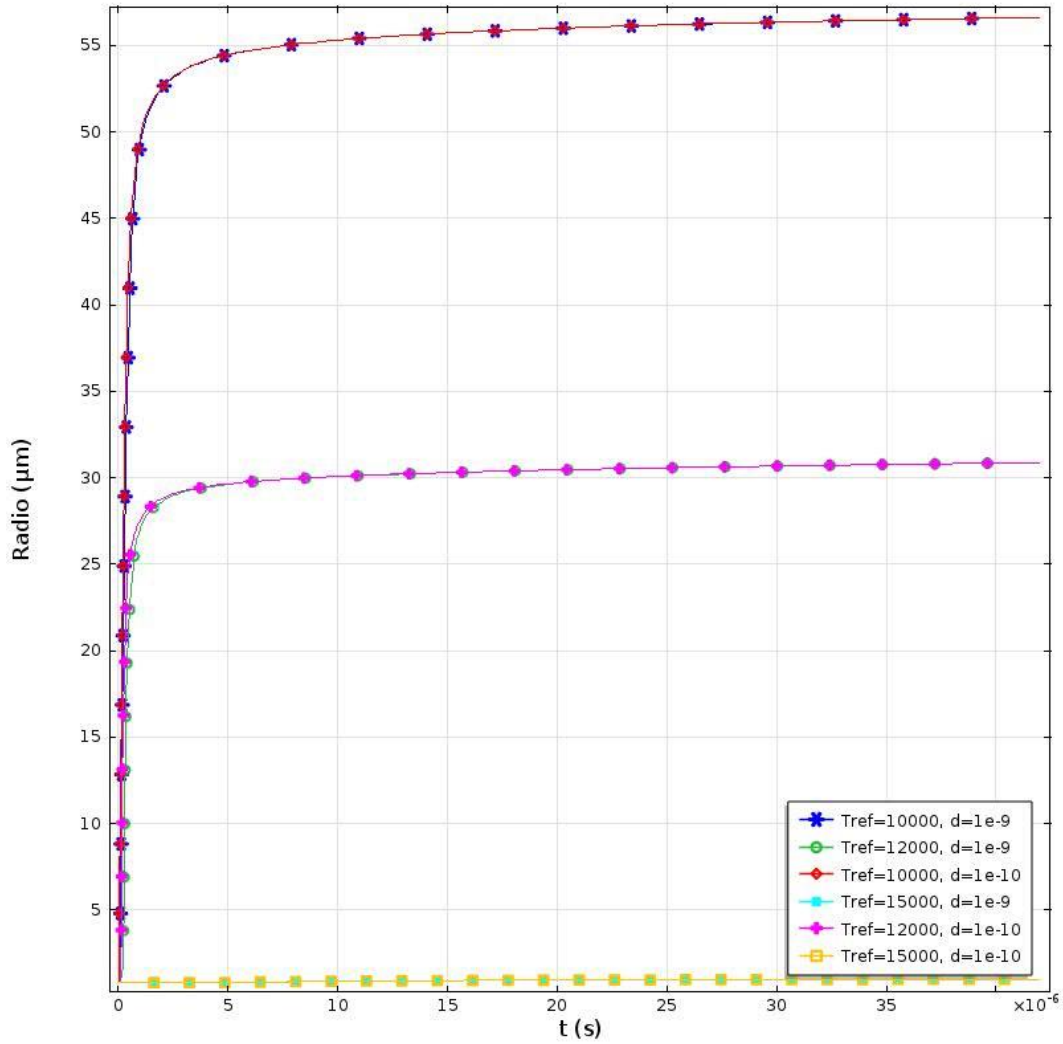
En la Figura 3.19 se ve un acercamiento en los picos de temperatura del plasma de la Figura 3.18 para  $T_{ref} = 10000$  K, correspondiente al modelo tipo F=2, el cual posee una tendencia similar al modelo tipo F=1, ya que el porcentaje alrededor del cual se establece la referencia establece distintos picos de temperatura del plasma, solo que en este caso es mayor debido a que los porcentajes a la izquierda y a la derecha no son los mismos como es en el caso tipo F=1 ya que en el caso tipo F=2 a la izquierda es  $\sigma R_p$  y a la derecha es  $\sigma(R - R_p)$ . En cuanto al efecto del coeficiente  $d$ , entre mayor es ( $d = 1 \times 10^{-9}$ ) más se retarda el pico de temperatura máxima mientras que  $d < 1 \times 10^{-9}$  produce el pico de temperatura del plasma más rápido identificándolo al igual que el tipo F=1 que  $d = 10^{-9}$  y  $n = 0.9$  es el caso más extremo.





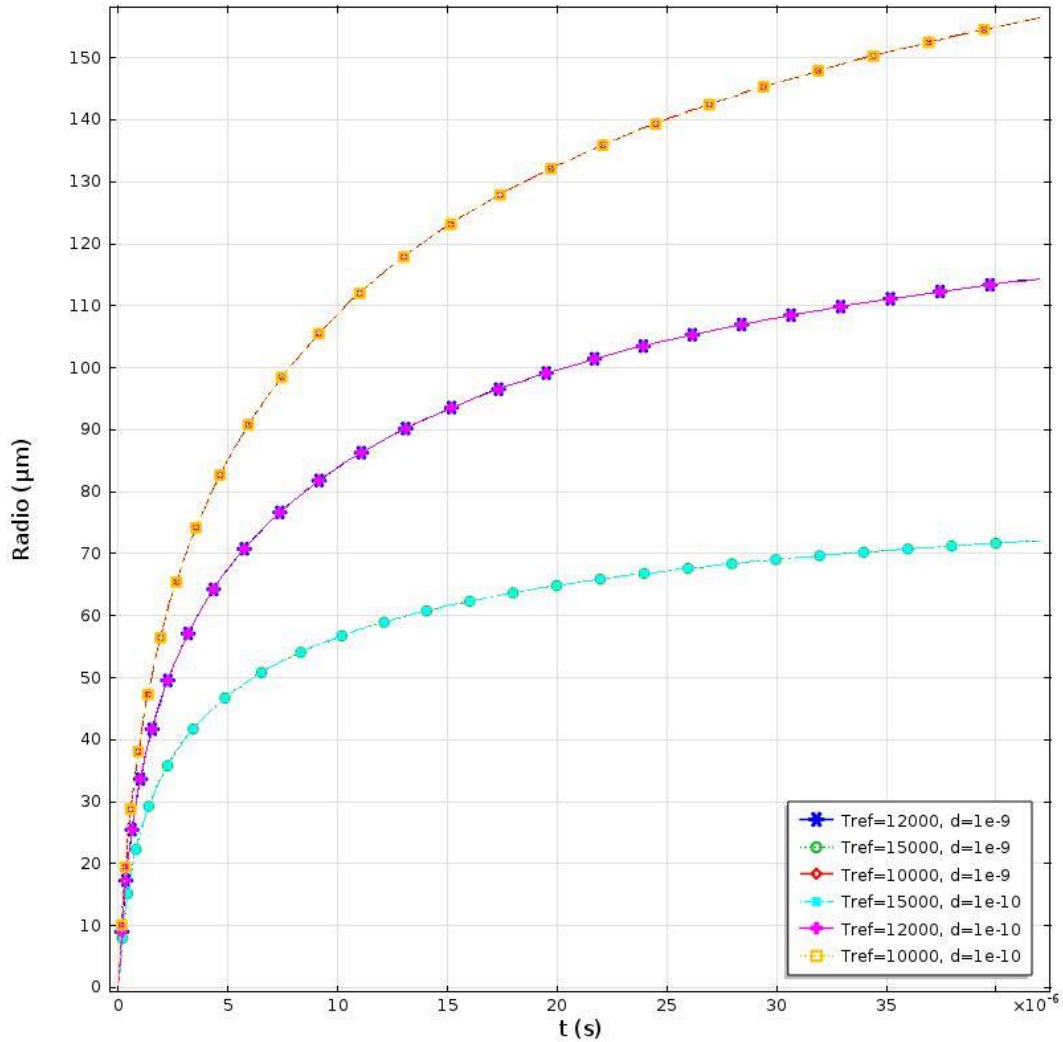
**Figura 3.19.** Acercamiento del pico de la temperatura plasma del modelo tipoF=2 para  $T_{ref} = 10000$  K.

En la Figura 3.20 se aprecia el radio del plasma ( $R_p$ ) del modelo tipoF=1, se observa que el incremento de la temperatura de referencia impone que se debe calentar o almacenar más energía en cada volumen de control por lo que el radio del plasma va ser menor entre el plasma y la burbuja, además se aprecia que el coeficiente  $d$  no produce un cambio en el radio del canal de plasma para los mismos parámetros como son la temperatura de referencia y el punto referencia “n”.



**Figura 3.20.** Radio del canal de plasma del modelo tipoF=1 correspondiente a la ecuación (3.34), para  $n=0.9$ .

En la Figura 3.21 se aprecia el radio del plasma ( $R_p$ ) del modelo tipoF=2. Se observa una tendencia similar a la del modelo tipoF=1, la diferencia es que en el modelo tipoF=2 no se alcanza un equilibrio y el radio del canal continúa creciendo durante todo el pulso. En cambio, en el modelo tipoF=1 se aprecia que se alcanza un equilibrio, lo que produce temperaturas y radios de plasma estables a lo largo de la duración del pulso.



**Figura 3.21.** Radio del canal de plasma del modelo tipo F=2 correspondiente a la ecuación (3.35), para  $\sigma=0.1$

En la Figura 3.22, se observa la temperatura del plasma ( $T_p$ ) y en la Figura 3.23 se aprecia el radio del plasma ( $R_p$ ) para el modelo TipoF=3 correspondiente a la ecuación (3.36). Se observa que tanto la temperatura como el radio dependen de la temperatura de referencia ( $T_{ref}$ ). Cuando la temperatura del plasma es muy alta lo compensa con un radio de plasma muy pequeño y caso contrario cuando la temperatura del plasma es baja el radio del plasma tiende a crecer continuamente durante la duración de la descarga. Por lo que se determina que el modelo tipoF=3 aunque propone una transición más suave entre la región del plasma y la burbuja de cuadrática a logarítmica, no permite una transición lineal sino que existe un quiebre en esta transición, lo cual no se ajusta a la formación del canal de plasma formado durante el proceso EDM.

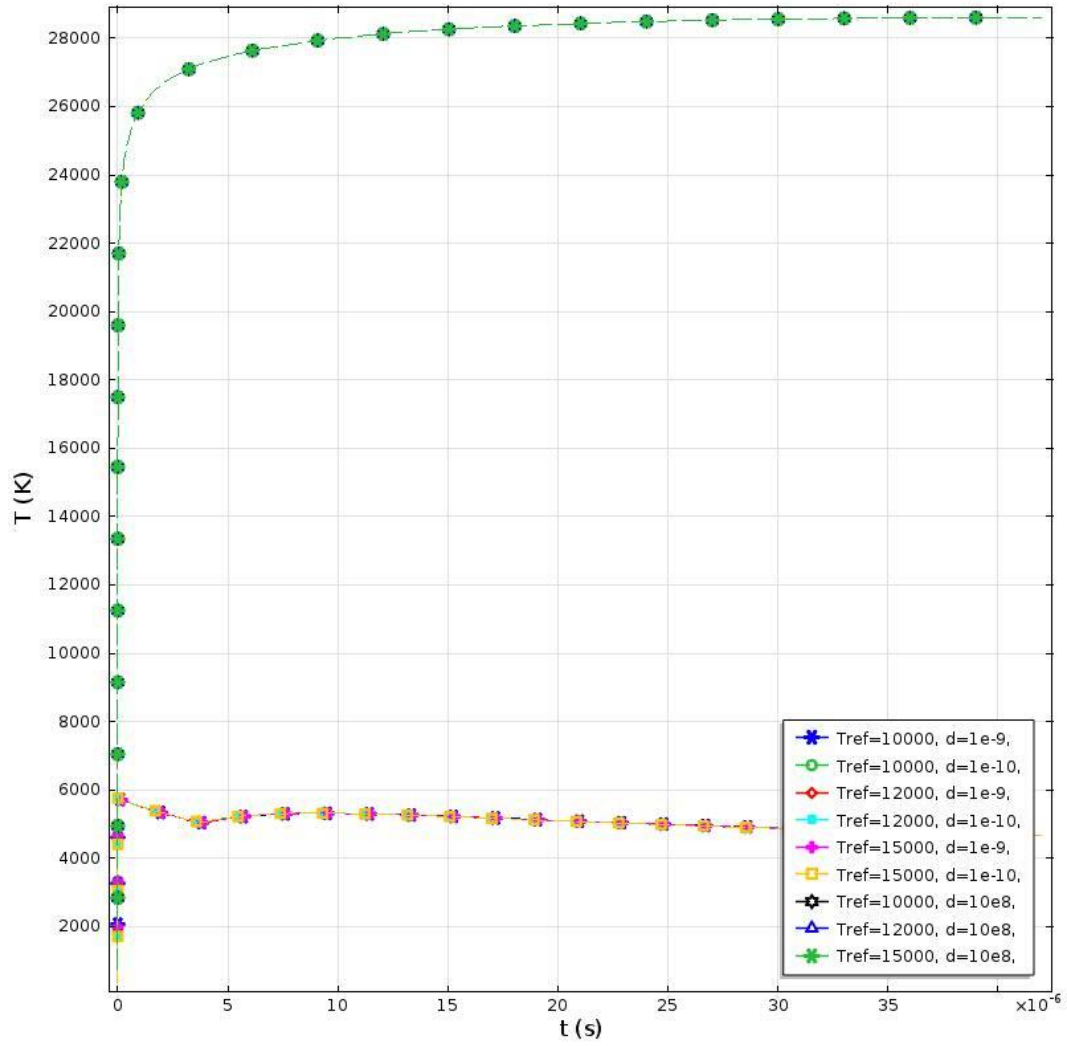


Figura 3.22. Temperatura plasma ( $T_p$ ) para el modelo tipoF=3 correspondiente a la ecuación (3.36).

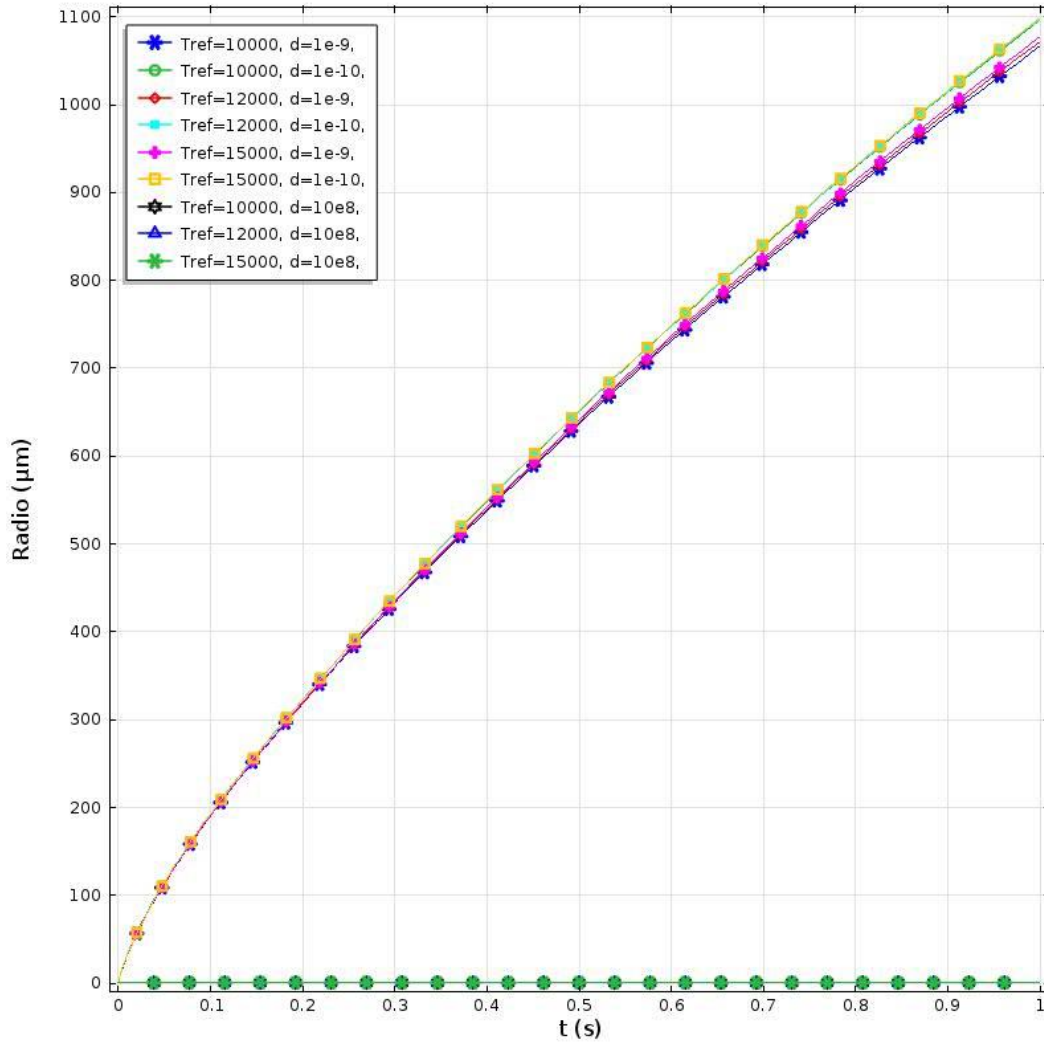
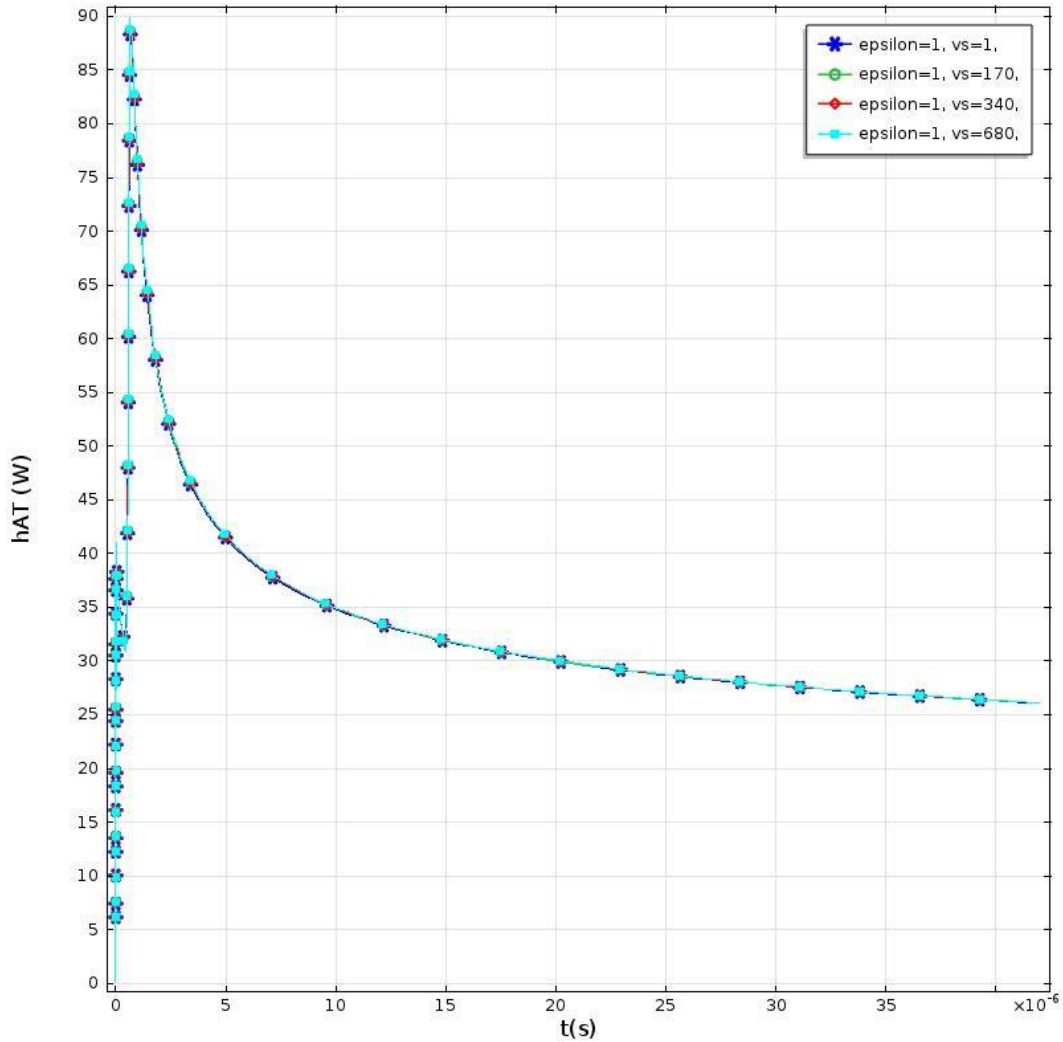


Figura 3.23. Radio canal del plasma para el modelo tipoF=3 correspondiente a la ecuación (3.36).

Se concluye que la diferencia entre el modelo tipoF=1 y el tipoF=2 radica básicamente en la pendiente de la transición lineal entre el plasma y la burbuja, lo que produce que uno se establezca más rápido (tipoF=1) mientras que el otro sigue la misma tendencia de crecimiento durante la duración de todo el pulso (tipoF=2). El modelo tipoF=3 no permite ningún ajuste ya que tanto el radio del plasma como la temperatura alcanzada son independientes de la referencia tomada, y por otro lado el factor de amortiguamiento produce valores extremos tanto de radio como de temperatura del canal de plasma. Así después del análisis de las ecuaciones (3.34), (3.35) y (3.36) que describen la proporción entre el radio del plasma y la burbuja en función de la temperatura que alcanza cada región, el mejor modelo que describe la proporción entre el plasma y burbuja durante la descarga formada en el proceso EDM es el tipoF=1, correspondiente a la ecuación (3.34) y para los siguientes factores,  $d = 1 \times 10^{-9}$  y  $T_{ref} = 13000$  K y  $n = 0.9$ . Se pueden elegir otra combinación diferente de factores de  $d$  y  $n$ , que producirían una buena predicción con respecto a los valores predichos por las ecuaciones empíricas y el modelo teórico.

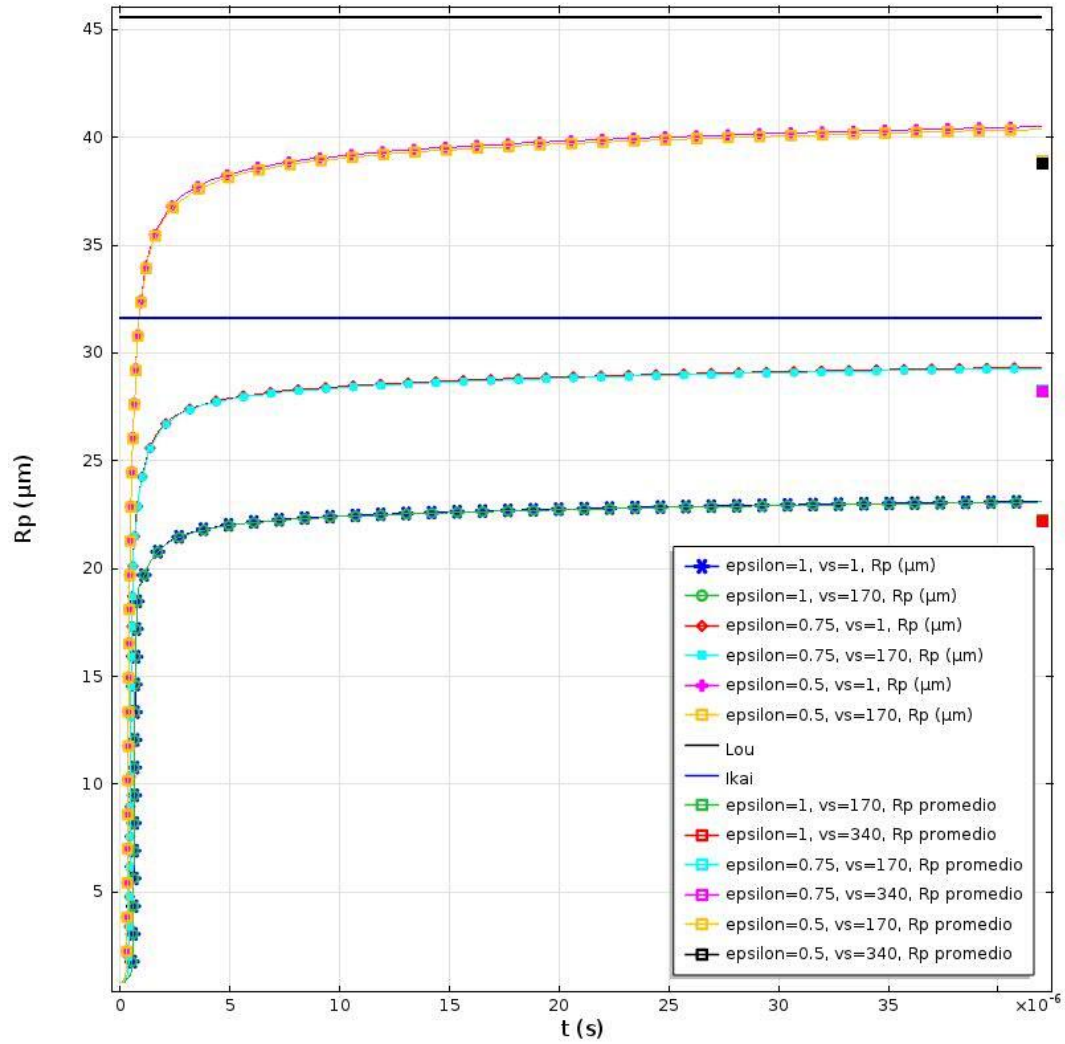
Otros dos parámetros que se deben analizar son la emisividad del plasma ( $\epsilon$ ) y la velocidad de flujo dentro del canal ( $v_s$ ). Por tanto se realiza un estudio paramétrico del modelo tipo F=1 bajo las siguientes condiciones  $I=12.8A$ ,  $t_d=42\mu s$ ,  $d = 10^{-9}$ ,  $T_{ref} = 13000 K$  y  $n = 0.9$ .

Para analizar el efecto de la velocidad de movimiento de las partículas que conforman el canal, se analizó el comportamiento del coeficiente de transferencia de calor global para velocidades subsónicas, sónicas y supersónicas. En la Figura 3.24 se observa el efecto de la velocidad en el coeficiente de transferencia de calor global entre el plasma y la burbuja, la consideración de velocidades sónicas y supersónicas suponen un enfriamiento muy rápido de los volúmenes de control lo cual no es posible por el hecho de que el canal de descarga se forma durante el proceso EDM. Por otro lado, el coeficiente de convección debe ser mayor en la región del canal de plasma que en la zona de transición, lo cual corresponde con la física del problema ya que son dos gases en contacto y en la zona de transición está en contacto un gas y un fluido. Por lo tanto, considerar una velocidad subsónica es más realista a la física del problema, ya que por los tiempos de duración de la descarga y los tamaños del canal son velocidades que se encuentran dentro del rango de tamaño de plasma y valores de temperaturas.



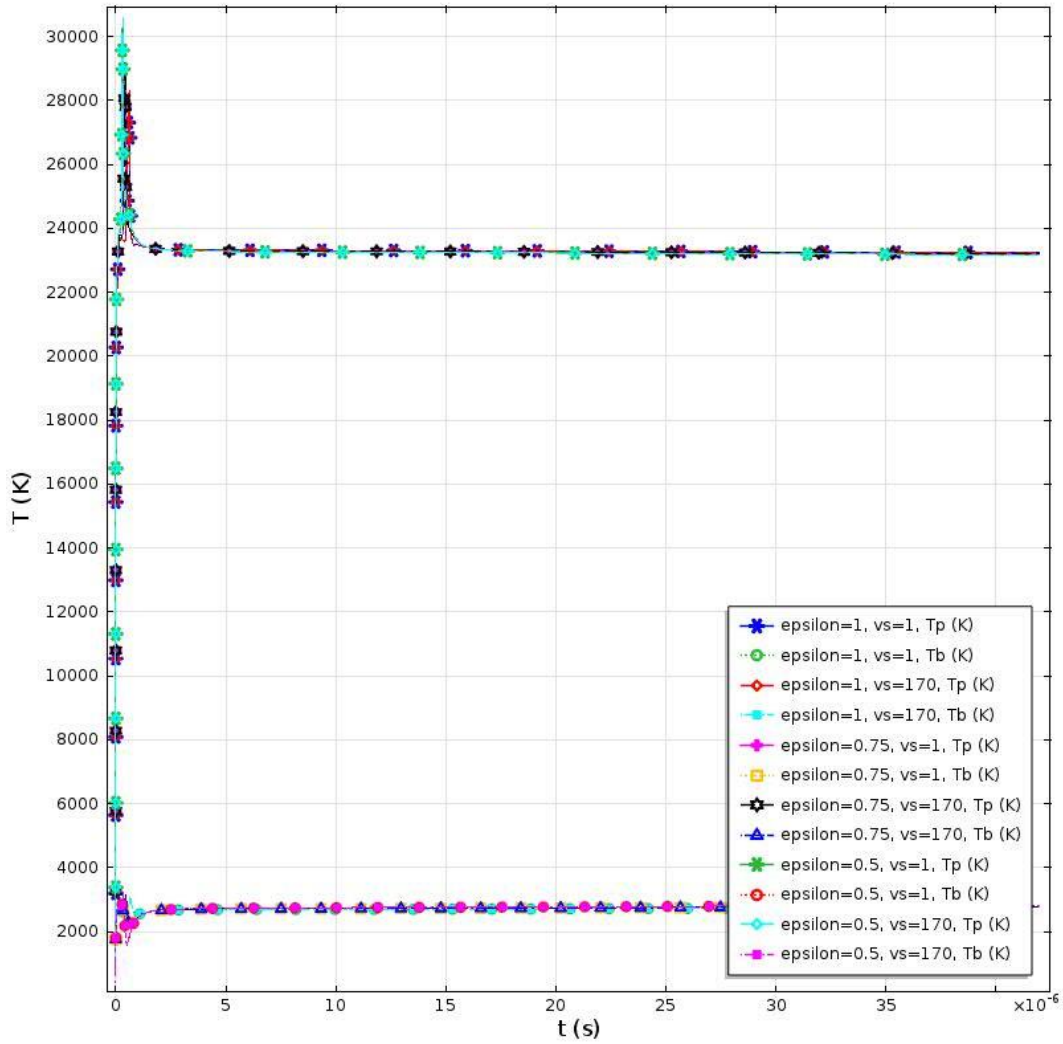
**Figura 3.24.** Transferencia de calor global del plasma a la burbuja para diferentes velocidades de flujo.

En la Figura 3.25 se aprecia el radio del canal de plasma para diferentes velocidades de flujo de enfriamiento ( $v_s$ ) y coeficientes de emisividad ( $\epsilon$ ), y se compara con el valor predicho por las ecuaciones empíricas de Ikai y Hashigushi [90] y Lou [91], las cuales dan un valor del tamaño del plasma. Se observa que la emisividad afecta fuertemente el radio del plasma, pero no tiene gran un efecto significativo en la temperatura del plasma (ver Figura 3.18). Además, un coeficiente de emisividad que sugiera al plasma como un cuerpo negro indica una transferencia de calor mayor a los demás volúmenes. Por lo tanto, el radio de la burbuja y el plasma crecen a emisividades menores, por lo que un coeficiente de emisividad menor a uno tiene el mismo comportamiento que suponer una eficiencia del proceso EDM, lo cual se desea evitar. Por esta razón se considera que el canal de plasma es un cuerpo negro es decir  $\epsilon = 1$ .



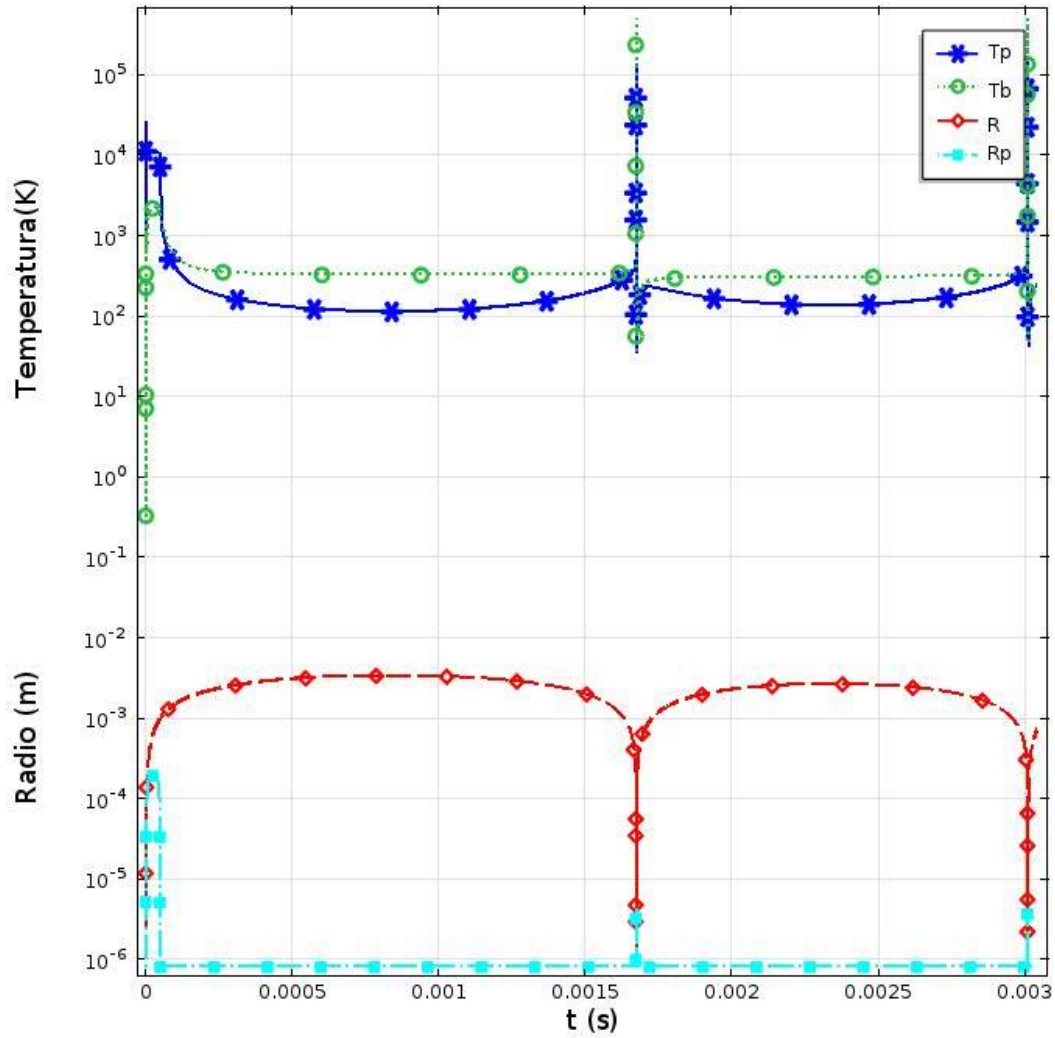
**Figura 3.25.** Radio del canal de plasma predicho por el modelo numérico vs radio canal plasma ecuaciones empíricas de Ikai y Hashigushi [90] y Lou [91], para diferentes velocidades de enfriamiento ( $v_s$ ) y diferentes coeficientes de emisividad ( $\epsilon$ ).





**Figura 3.26.** Temperatura del canal de plasma y la burbuja, [91], para diferentes velocidades de enfriamiento ( $v_s$ ) y diferentes coeficientes de emisividad ( $\epsilon$ ).

En la Figura 3.27 se observa para el caso  $I=12.8$  A y  $t_d=42$   $\mu$ s que una vez que se apaga la fuente de generación de energía, a la burbuja le toma aproximadamente 41 veces el tiempo de descarga ( $t_d$ ) en colapsar, además se observa el rebote de la burbuja el cual tiene un periodo menor que el anterior, adicionalmente se observa que la temperatura y el radio del plasma caen inmediatamente una vez que se apaga la fuente.



**Figura 3.27.** Colapso de la burbuja de gas formada alrededor del plasma durante el proceso EDM.

El modelo numérico del canal de plasma desarrollado en este capítulo y descrito por las ecuaciones de la Tabla 3.3, permite identificar las tendencias en cuanto a la temperatura alcanzada por el plasma y la burbuja, además de diferenciar las tres zonas plasma, burbuja e interfaz entre el canal y el dieléctrico en estado líquido. El modelo numérico presentado en este capítulo describe el comportamiento del canal de plasma y permite determinar los flujos de energía depositados en cada región (plasma, burbuja, pieza y herramienta), las cuales sirven para establecer la energía necesaria para remover material y determinar el tamaño del cráter ( $r_c$ ) y la remoción de material en la pieza de trabajo ( $MRR$ ).

## Capítulo 4. Análisis y discusión de resultados

En este capítulo se presenta el análisis y discusión de los resultados obtenidos por el modelo desarrollado en este trabajo de investigación con el objetivo de validarlo en términos de eficiencia del proceso como son la cantidad de material removido ( $MRR$ ) y el tamaño del cráter ( $r_c$ ).

### 4.1 Discusión de resultados modelado numérico

Con el propósito de evaluar el desempeño del modelo propuesto, se procede a analizar los resultados experimentales Tabla 4.1 obtenidos por DiBitonto et al. [9], para implementarlos en el modelo desarrollado.

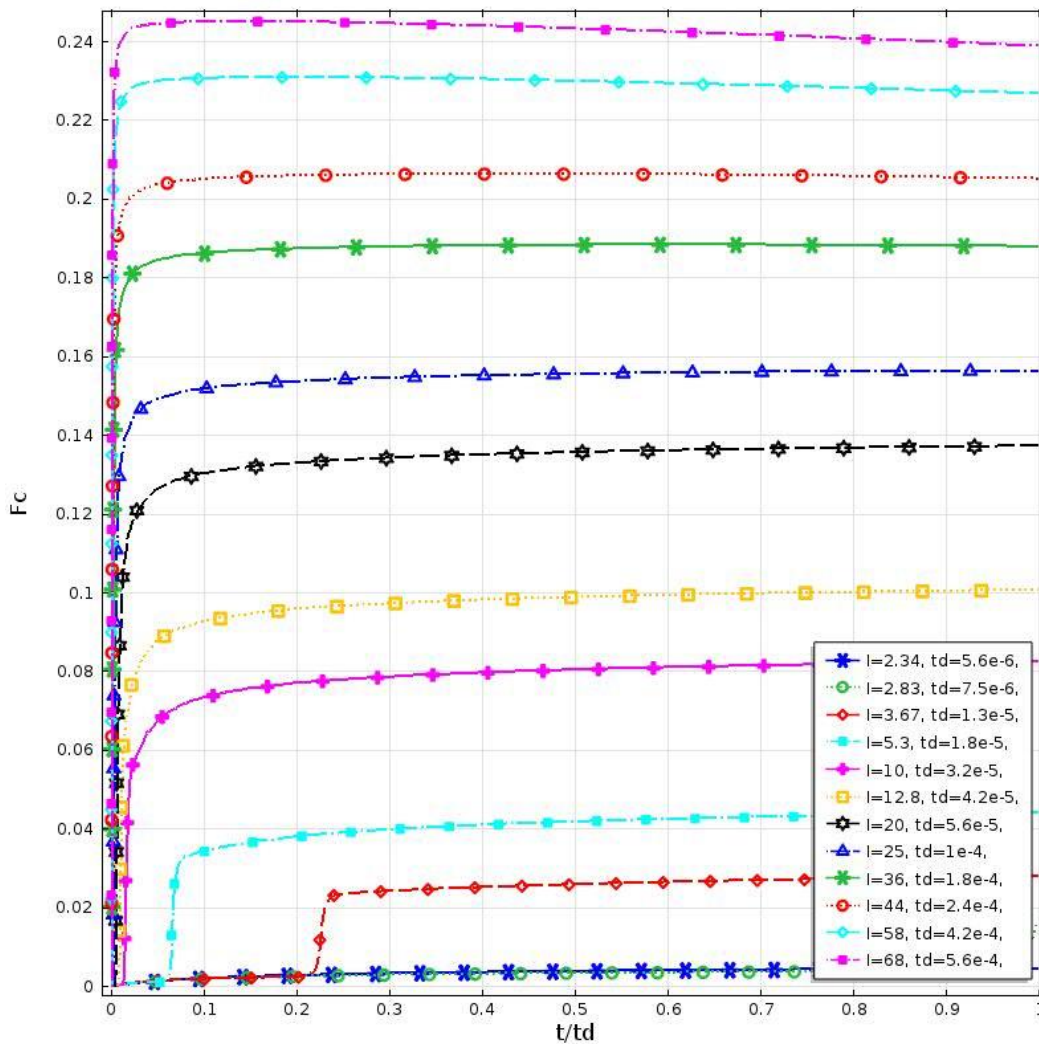
**Tabla 4.1** Datos experimentales y teóricos obtenidos por Dibitonto et al [9].

Condiciones de operación						Experimental	
No. Exp	V	I (A)	$t_d$	$t_{off}$	Energía	MRR	$r_c$
Unidad	V	A	( $\mu$ seg)	( $\mu$ seg)	(mJ)	(mm <sup>3</sup> /min)	( $\mu$ m)
1	25	2.34	5.6	1	0.3861	0.3	8
2	25	2.83	7.5	1.3	0.6226	1.6	10
3	25	3.67	13	2.4	1.41295	3.1	13
4	25	5.3	18	2.4	2.703	8.4	15
5	25	8.5	24	2.4	5.61	23.2	24
6	25	10	32	2.4	8.6	32	27
7	25	12.8	42	3.2	14.464	50.5	30
8	25	20	56	3.2	29.6	89.7	38
9	25	25	100	4.2	65.125	125	48
10	25	36	180	4.2	165.78	226	60
11	25	44	240	5.6	270.16	246	60
12	25	58	420	7.5	619.875	346	67
13	25	68	560	10	969	559	85

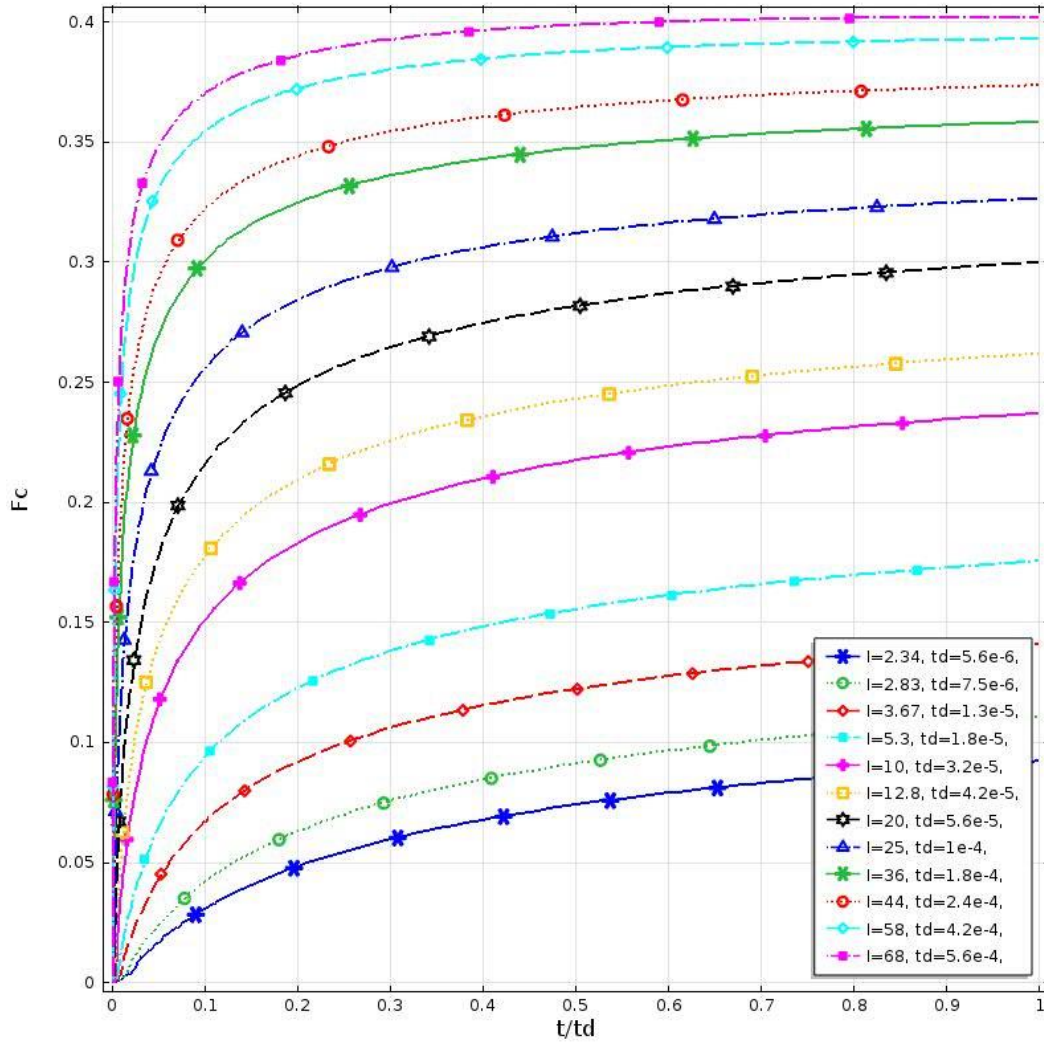
El modelo propuesto, como se vio en el capítulo anterior, se evalúa para velocidades sónicas como velocidades de enfriamiento ( $v_s$ ) emisividad del plasma  $\epsilon \approx 1$ , ya que esta velocidad supone un enfriamiento apropiado en la región del plasma y la burbuja y el coeficiente de emisividad del plasma  $\epsilon \approx 1$ , lo asemeja a un cuerpo negro. Además, se utiliza la relación tipoF=1 y tipoF=2 (para  $d = 1 \times 10^{-9}$ ,  $T_{ref} = 10000 - 18000$  K y  $n = 0.9$ ), que suponen una transición lineal entre el plasma y la burbuja. Como se observó en el capítulo 2, los modelos termo-físicos dependen de la fracción de energía  $F_c$ , la cual es obtenida de un ajuste de optimización del modelo numérico con respecto a los resultados experimentales. En este caso el análisis de la eficiencia del proceso de transferencia de calor entre el canal/burbuja de plasma y los electrodos, se obtiene a partir de la fracción de la energía depositada en la pieza en relación con la energía total correspondiente o el calor generado por el equipo EDM, es decir  $F_c = \dot{Q}_{p,piece} / \dot{Q}_{gen}$ , donde  $\dot{Q}_{p,piece}$  es la energía cedida

a la pieza en forma de calor la cual incluye el efecto de la radiación, conducción y convección del plasma a la pieza.

En la Figura 4.1 y la Figura 4.2 se observa que la fracción de energía de descarga no es constante y además depende tanto de la duración de la descarga como de la intensidad de la corriente. Por otro lado, se observa que la eficiencia del proceso es mayor conforme la duración de la descarga es mayor. Esto se debe a que la duración y tamaño de la fuente permiten mayor transferencia de energía a los electrodos lo que se traduce en una mayor eficiencia en términos de remoción de material. En estas figuras también se observa que el caso TipoF=2 predice una fracción de energía de descarga mayor al TipoF=1, lo que implica una eficiencia del proceso mayor, lo cual se traduce en tasas de remoción de material y radios de cráter mayores a los experimentales.



**Figura 4.1.** Fracción de energía de descarga efectiva modelo tipoF=1 para los casos experimentales de la Tabla 4.1 y  $v_s=340$  m/s y  $T_{ref}=12500$  K



**Figura 4.2.** Fracción de energía de descarga efectiva modelo tipoF=2 para los casos experimentales de la Tabla 4.1 y  $v_s = 340$  m/s y  $T_{ref} = 12500$  K.

Por otro lado, como se aprecia en la Figura 4.1 y Figura 4.2, al suponer la misma temperatura de referencia ( $T_{ref} = 12500$  K) implica que la temperatura alcanzada por el plasma es prácticamente similar para las distintas corrientes, lo cual por la física del problema no es lo esperado ya que a mayor corriente y duración de la descarga tanto la temperatura como el radio del plasma y burbuja deben aumentar de acuerdo a lo observado experimentalmente. Para evitar esto y ajustar el modelo numérico del canal de plasma, a lo que se observa en los resultados experimentales reportados por DiBitonto et al. [9], la temperatura de referencia ( $T_{ref}$ ) se ajusta de acuerdo a cada nivel de corriente en un rango de 10000 K-18000 K.

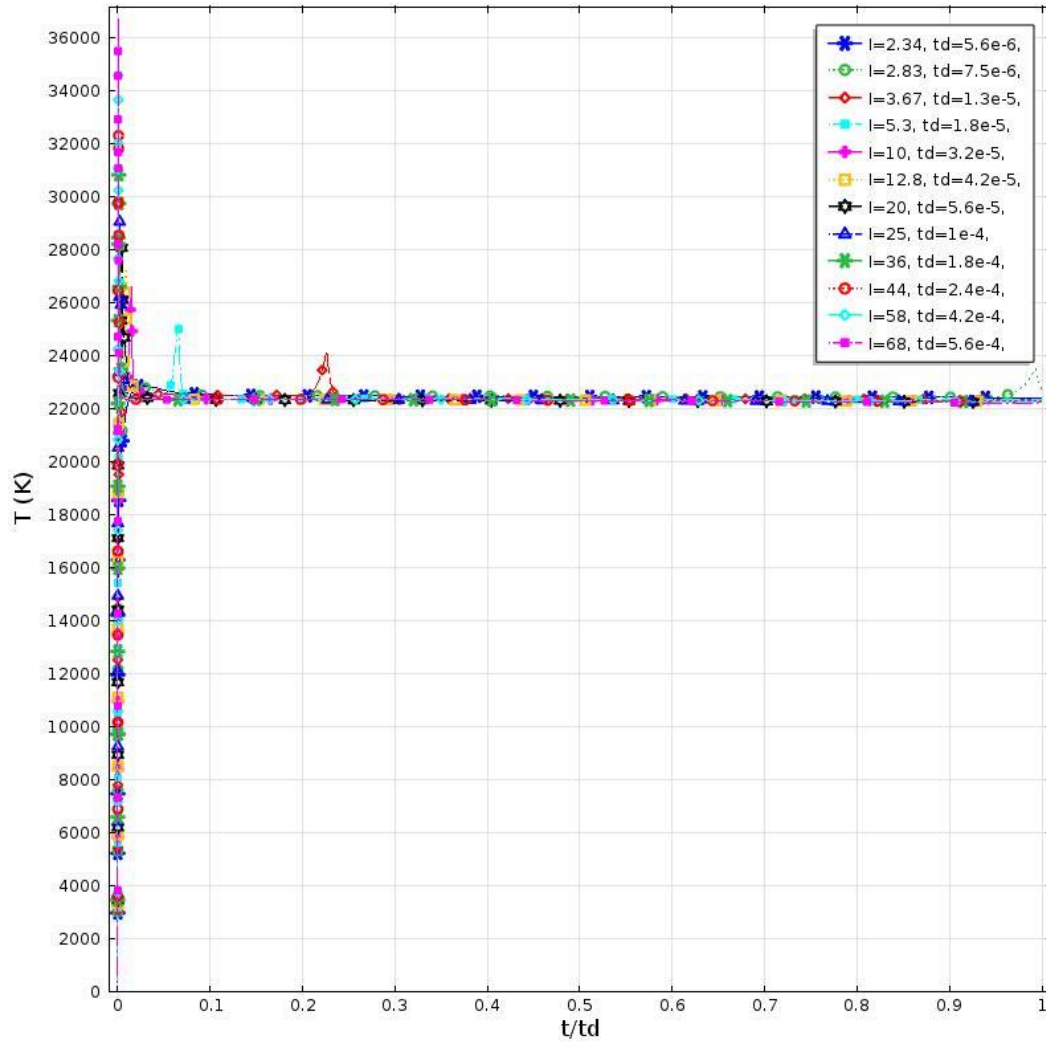
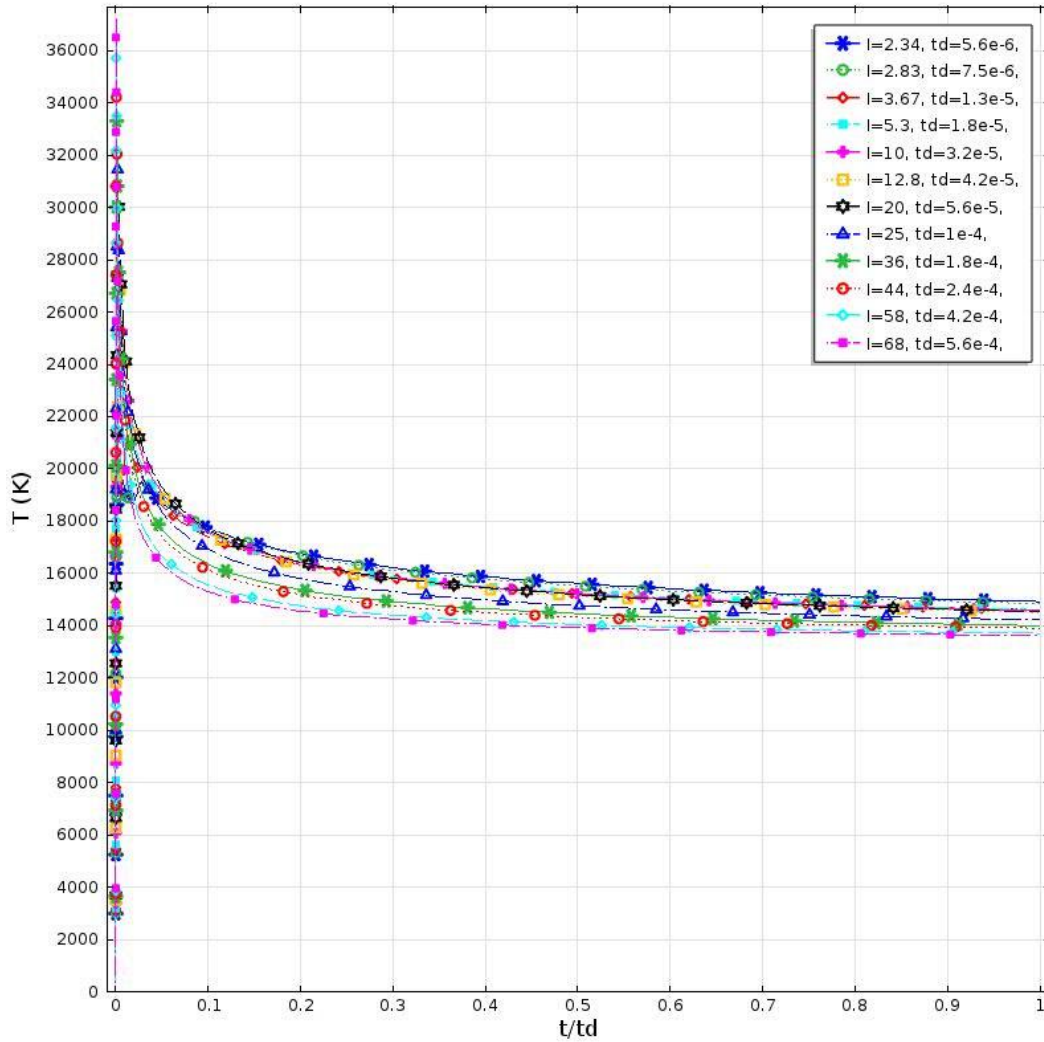


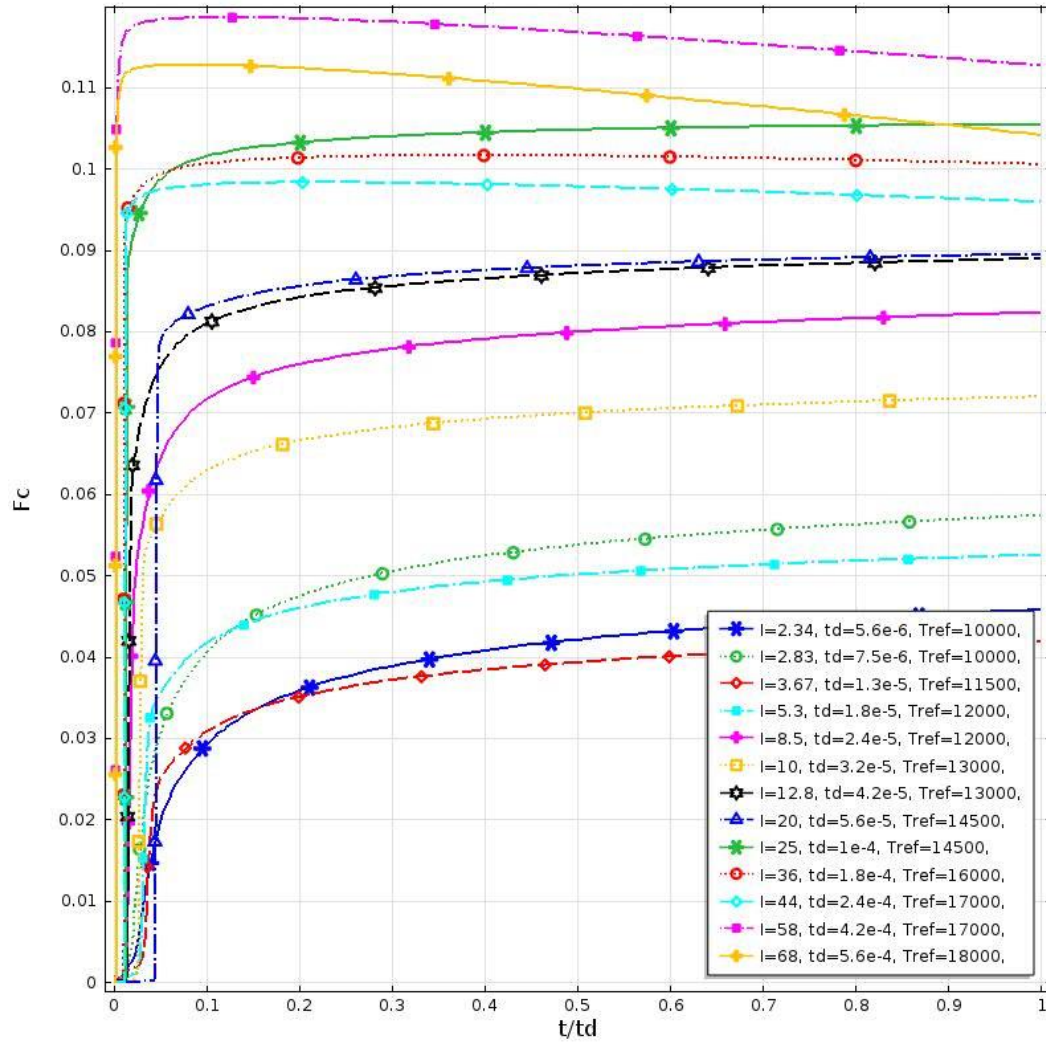
Figura 4.3. Temperatura alcanzada en el plasma ( $T_p$ ) para el modelo tipoF=1 y  $v_s=340$  m/s y  $T_{ref}=12500$  K



**Figura 4.4.** Temperatura alcanzada en el plasma ( $T_p$ ) para el modelo tipoF=2 y  $v_s= 340$  m/s y  $T_{ref}=12500$  K

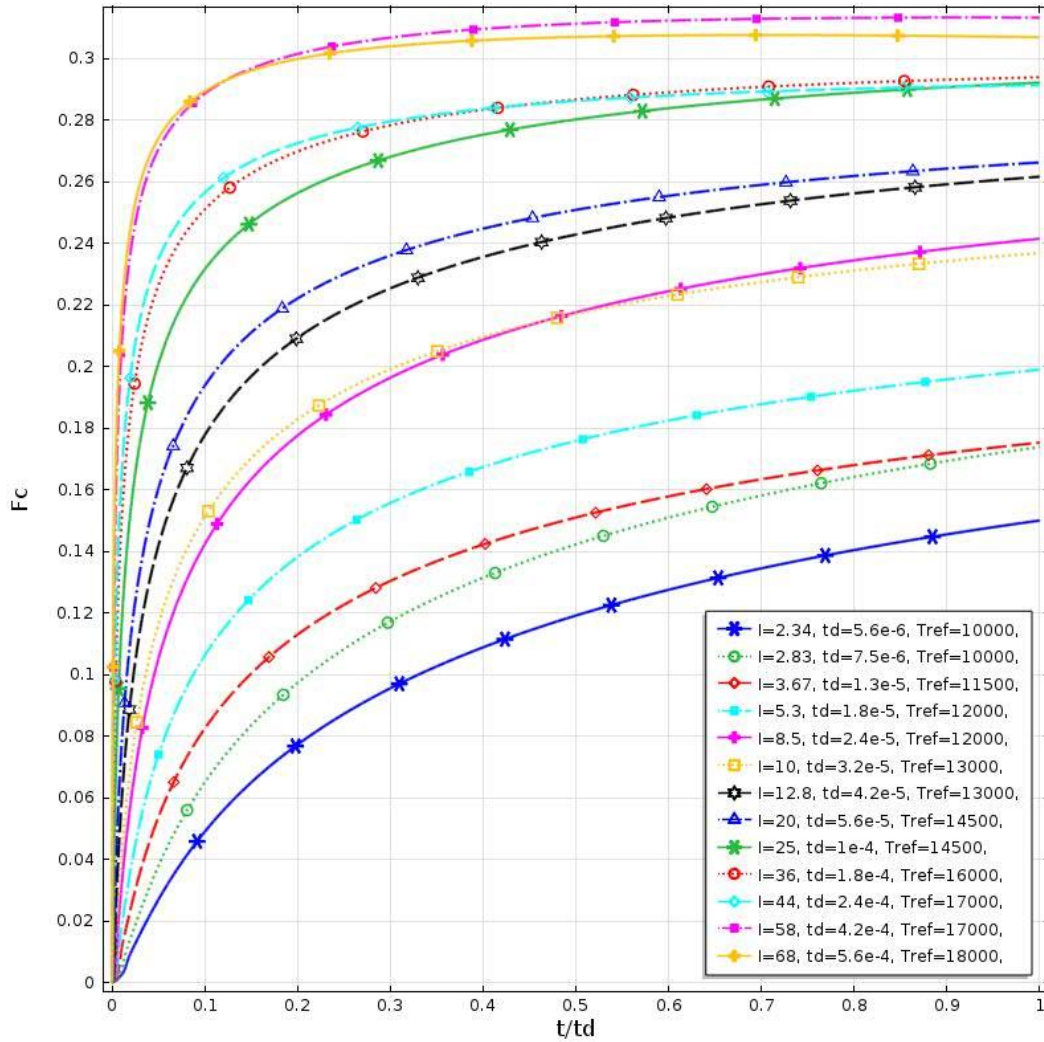
En la Figura 4.5 y Figura 4.6 se observa la fracción de energía para el caso TipoF=1 y el caso tipoF=2, pero ajustando la temperatura de referencia para observar la diferencia de temperaturas que existe entre los diferentes niveles de corriente y duración de pulsos. La diferencia que se observa entre el modelo tipoF=1 y el modelo tipoF=2 es la pendiente de transición entre el plasma y la burbuja, ya que al ser más pronunciada (tipoF=1) se establece más clara la diferencia entre ambas regiones y al hacerla más suave (tipoF=2) el diferencial de temperaturas entre el plasma y la burbuja es menor.





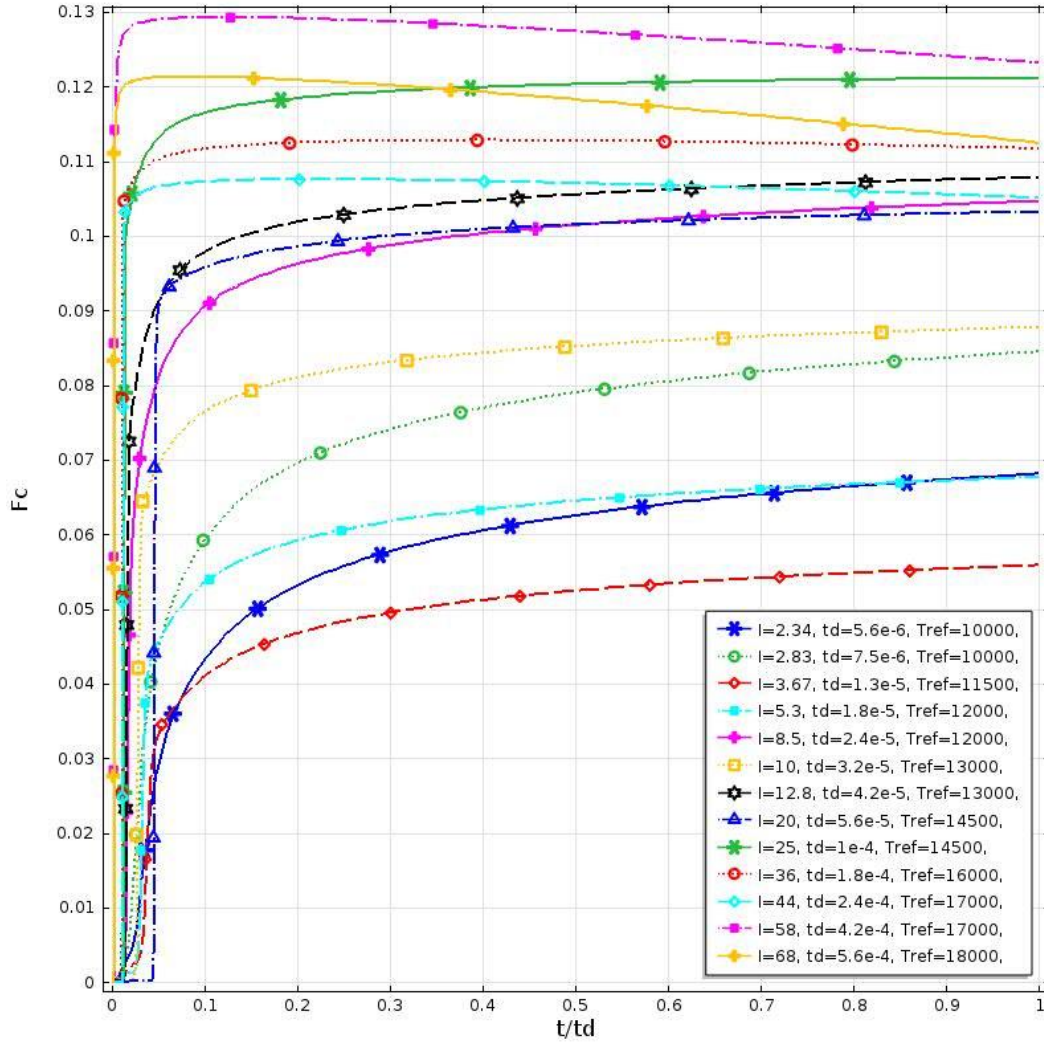
**Figura 4.5.** Fracción de energía de descarga efectiva modelo tipoF=1 para los casos experimentales de la Tabla 4.1 y  $v_s=340$  m/s





**Figura 4.6.** Fracción de energía de descarga efectiva modelo tipoF=2 para los casos experimentales de la Tabla 4.1 y  $v_s = 340$  m/s.

En la Figura 4.7 se observa que al incrementar la velocidad de enfriamiento  $v_s$ , se incrementa el término del flujo convectivo y por lo tanto la transferencia de energía del plasma a los demás volúmenes de control y a los electrodos, lo que se refleja en una disminución de la temperatura del plasma, resultando en una disminución de la fracción de energía hacia los electrodos.



**Figura 4.7.** Fracción de energía de descarga efectiva modelo TipoF=1 para los casos experimentales de la Tabla 4.1 y  $v_s = 3400$  m/s.

Si se observa las temperaturas alcanzadas en el plasma Figura 4.8. y la burbuja Figura 4.9 para el caso tipoF=1 cuya pendiente de transición es más pronunciada en comparación con la temperatura del plasma Figura 4.10 y la burbuja Figura 4.11 para el caso tipoF=2 cuya transición es más suave, se ve claramente que el diferencial de temperaturas entre el plasma y la burbuja es mayor en el tipoF=1 que en el tipoF=2, esto es porque el modelo tipoF=1 marca una diferencia más clara entre plasma y burbuja, mientras que el tipoF=2 hace la transición más suavizada entre el plasma y la burbuja.

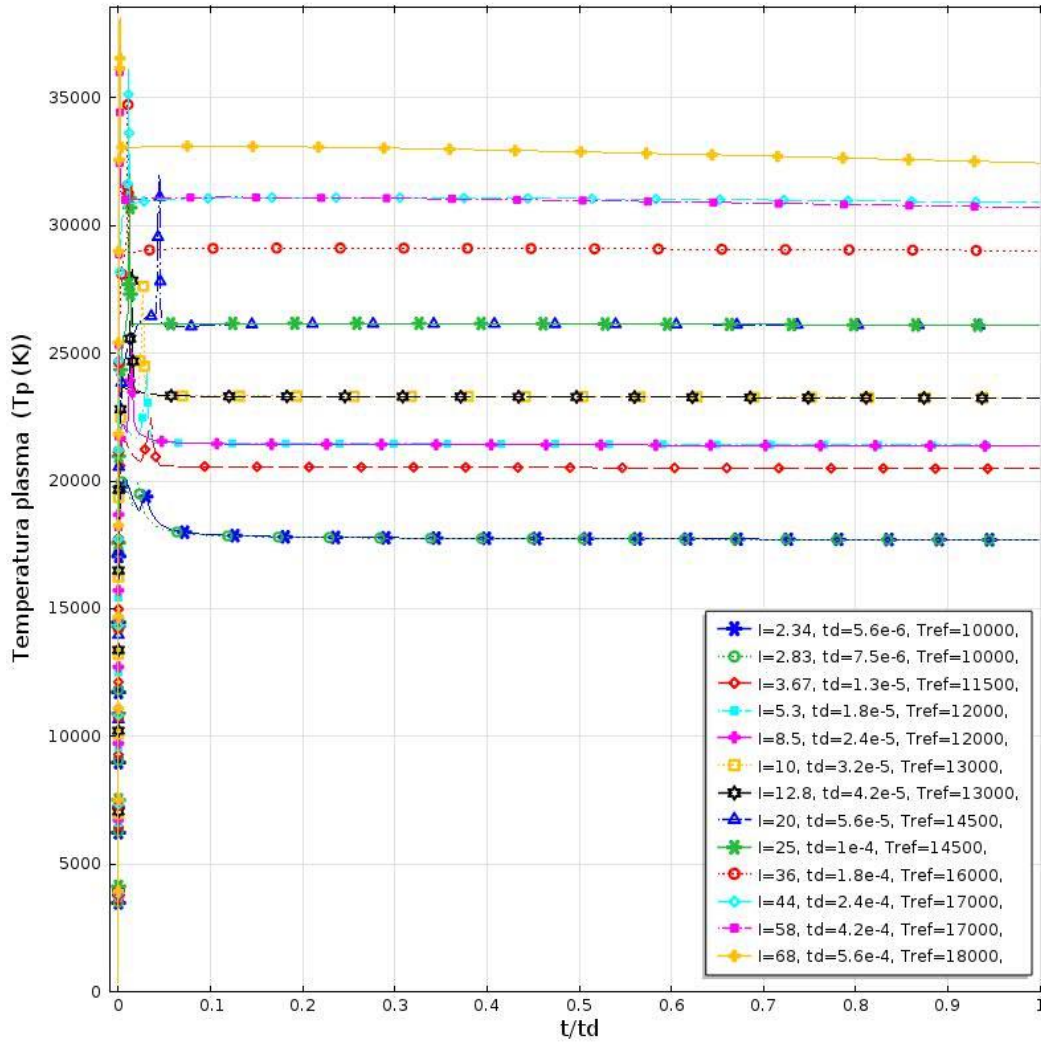
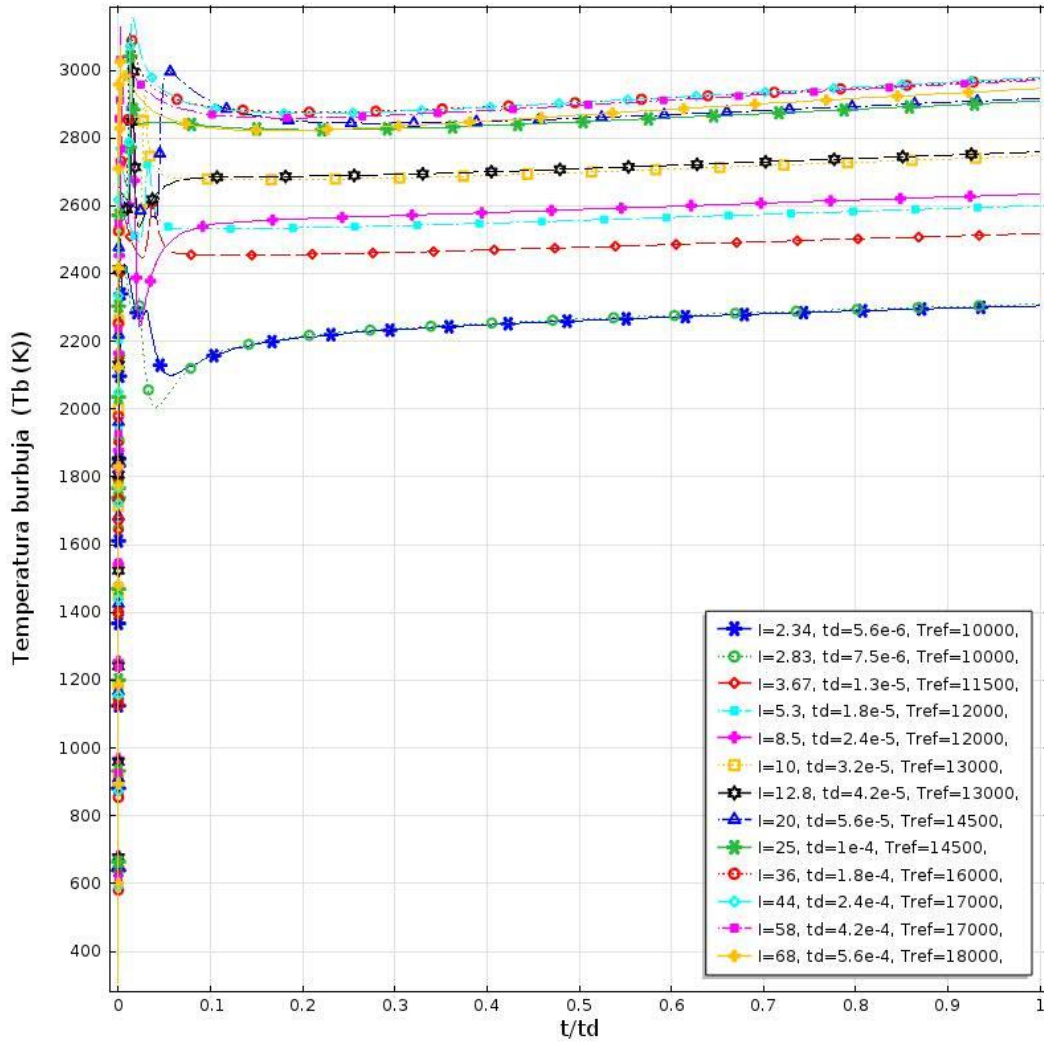


Figura 4.8. Temperatura alcanzada en el plasma ( $T_p$ ) para el modelo tipoF=1 para los casos experimentales de la Tabla 4.1 y  $v_s = 340$  m/s.



**Figura 4.9.** Temperatura alcanzada en la burbuja ( $T_b$ ) para el modelo tipoF=1 para los casos experimentales de la Tabla 4.1 y  $v_s = 340$  m/s

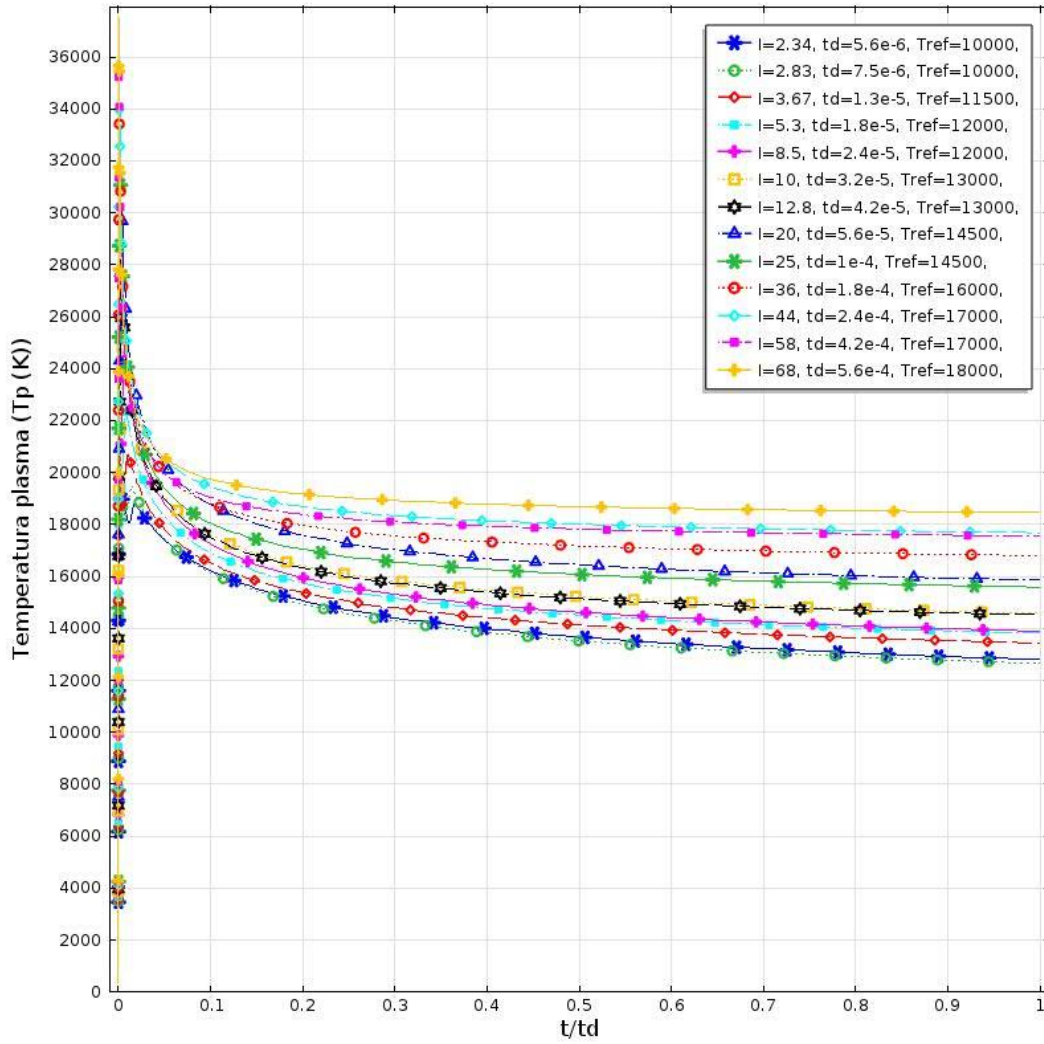
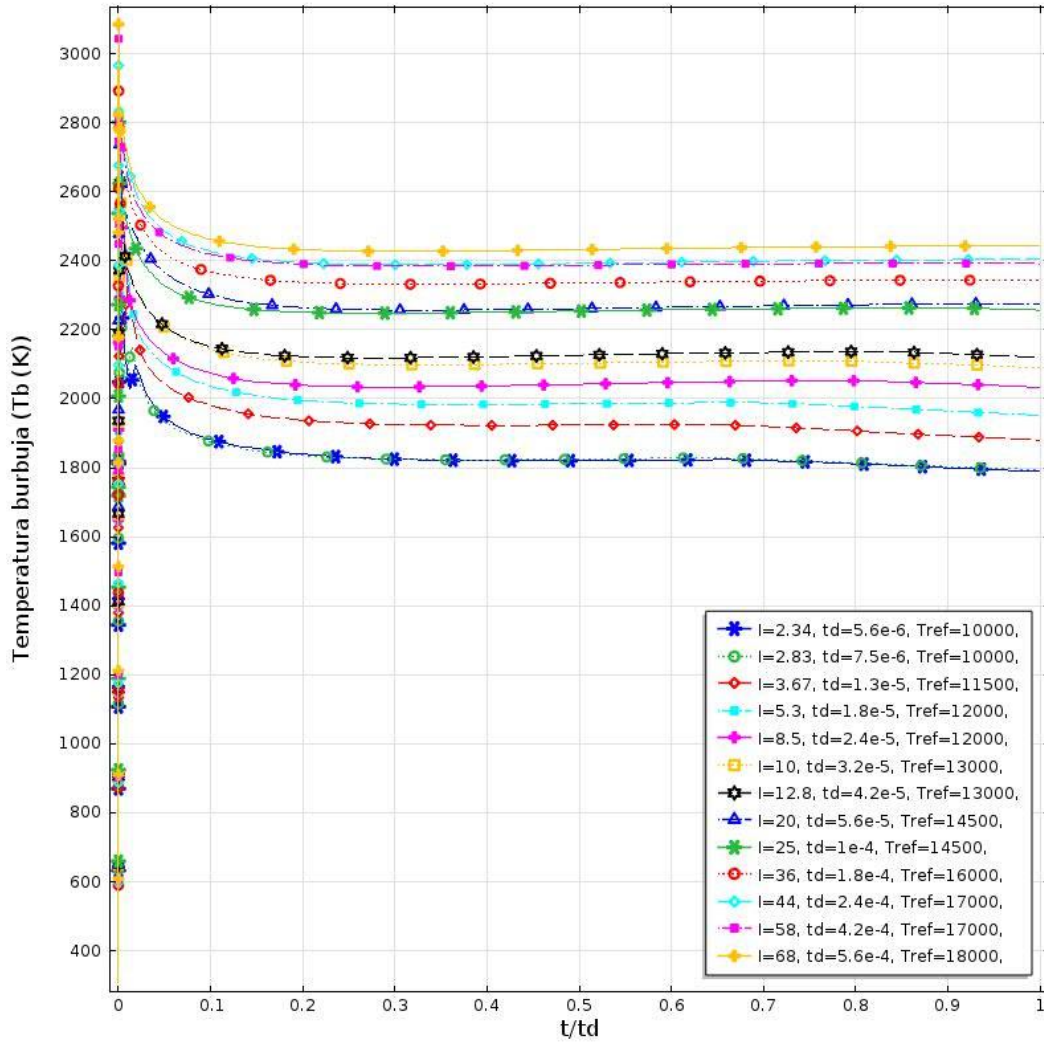


Figura 4.10. Temperatura alcanzada en el plasma ( $T_p$ ) para el modelo tipoF=2 para los casos experimentales de la Tabla 4.1y  $v_s= 340$  m/s.





**Figura 4.11** Temperatura alcanzada en la burbuja ( $T_b$ ) para el modelo tipoF=2 para los casos experimentales de la Tabla 4.1 y  $v_s=340$  m/s

La Figura 4.12 y Figura 4.13, proporcionan el tamaño de la fuente en cada instante de la descarga, el cual corresponde a una fuente de disco uniformemente distribuido pero cuyo tamaño varía con la duración de la descarga.

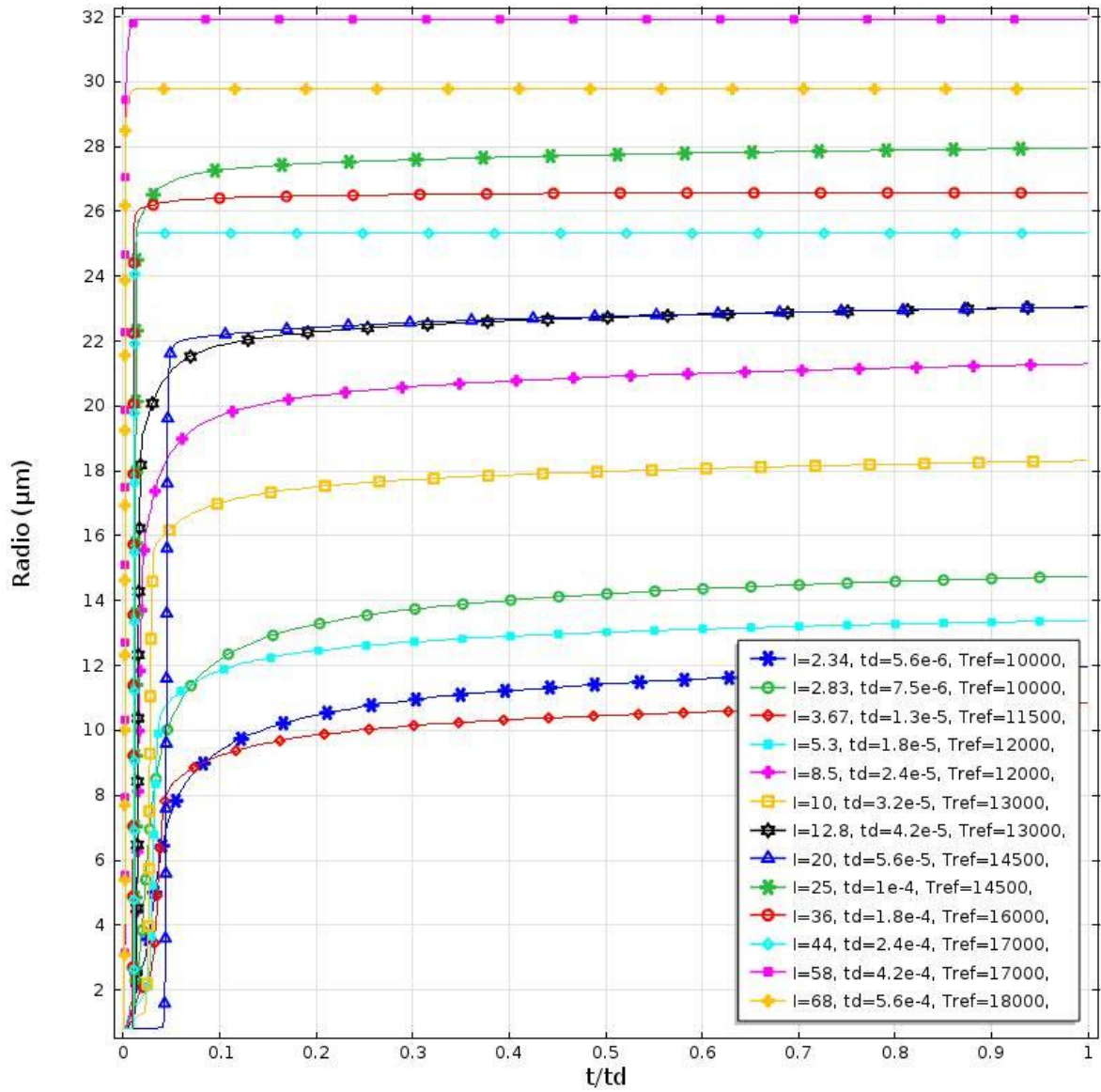
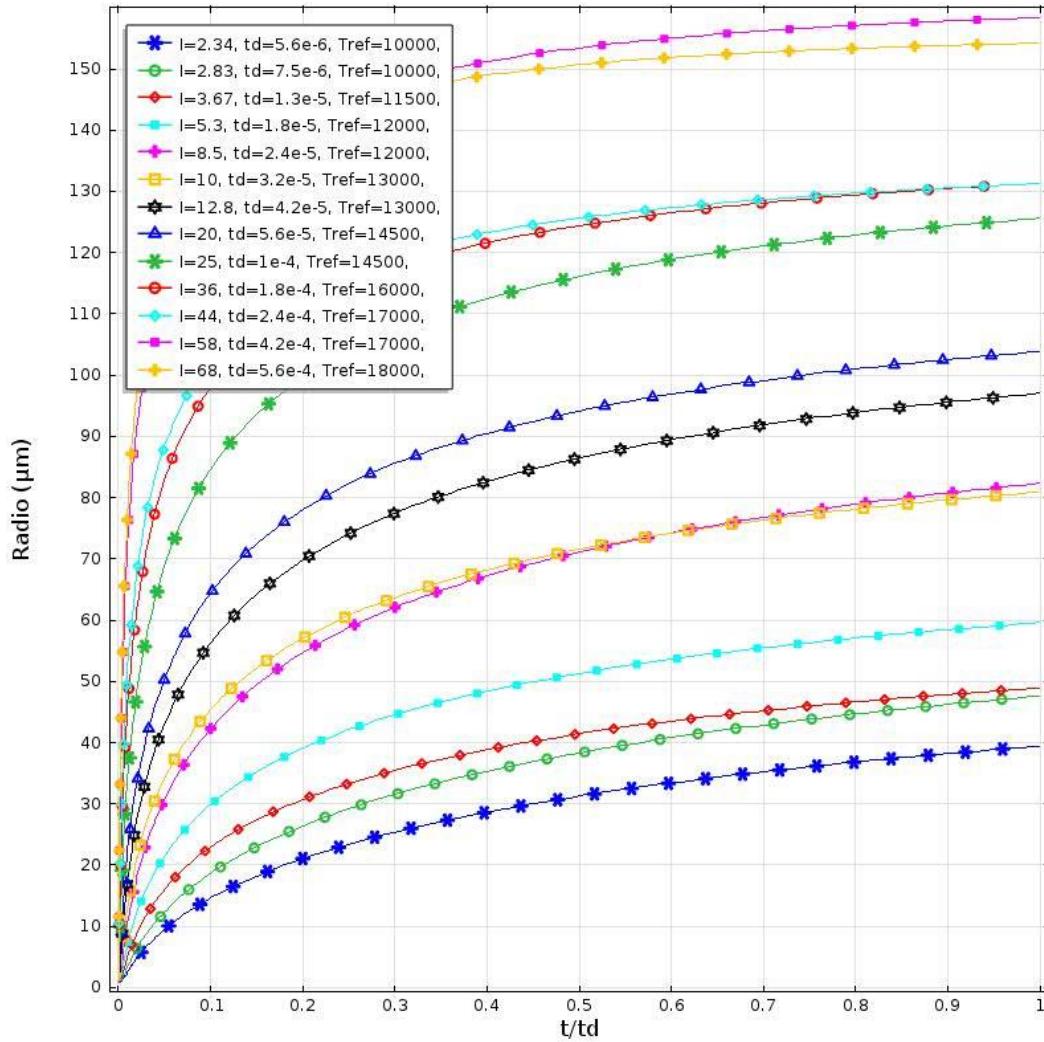


Figura 4.12. Radio de la fuente vs duración de la descarga para el modelo tipoF=1.



**Figura 4.13.** Radio de la fuente vs duración de la descarga para el modelo tipoF=2.

Los resultados numéricos obtenidos al resolver los diferentes modelos para todos los casos experimentales se muestran en la Tabla 4.2. En la Figura 4.14 se presentan los resultados del radio del cráter, en donde se observa que este modelo en comparación con los resultados experimentales sobrestima el tamaño del cráter para pulsos de larga duración de descarga (>100mJ), lo cual era de esperarse, ya que para estos periodos se introduce calor en una superficie o un radio mayor el cual corresponde al radio de la fuente (el plasma). Sin embargo, en comparación con el modelo CP3F2G1, que únicamente considera el proceso termo-físico, se aprecia que el modelo del plasma tipoF1 tiene una mejor aproximación a los resultados experimentales. Por otro lado, el modelo TipoF=2 como se aprecia en la Figura 4.15 se aleja de los resultados experimentales, lo cual se debe a que tanto el canal como la burbuja se expanden continuamente a lo largo de la duración del pulso.



Tabla 4.2. Resultados numéricos de los diferentes modelos comparados.

No.	DiBitonto		CP3F2G1		TipoF=1 ( $T_{ref}=12500$ K)		TipoF=1			TipoF=2		
	MRR	$r_c$	MRR	$r_c$	MRR	$r_c$	MRR	$r_c$	$T_{ref}$	MRR	$r_c$	$T_{ref}$
Unidad	(mm <sup>3</sup> /min)	( $\mu$ m)	(mm <sup>3</sup> /min)	( $\mu$ m)	(mm <sup>3</sup> /min)	( $\mu$ m)	(mm <sup>3</sup> /min)	( $\mu$ m)	(K)	(mm <sup>3</sup> /min)	( $\mu$ m)	(K)
1	13.82	8.28	26.57	12.25	-	-	-	-	10000	-	-	10000
2	17.26	9.89	32.675	14.62	-	-	-	-	10000	-	-	10000
3	21.78	12.94	41.62	19.06	0.0036	1.15	-	0.6	11500	-	-	11500
4	35.58	16.76	62.01	23.63	2.54	9.03	3.1	10.07	12000	-	-	12000
5	63.79	23.51	106.87	32.5	25.17	18.21	30.42	20.65	12000	-	-	12000
6	77.18	26.5	127.68	37.41	41.94	22.38	33.54	20	13000	13.43	33.28	13000
7	100.33	33.06	157.91	43.44	81.34	29.4	67.1	26.78	13000	93.44	50.49	13000
8	164.65	46.81	241.85	55.19	227.09	45.16	121.8	33.49	14500	338.36	64.2	14500
9	207.2	57.58	305.33	71.38	332.07	59.3	193	46.61	14500	481.55	76.41	14500
10	304.56	78.47	327.48	94.98	605.35	85.13	272	60.47	16000	685.62	91.95	16000
11	373.09	95.25	427.48	106.7	807.79	102.1	320	69.78	17000	806.16	102.2	17000
12	494.03	123.8	588.44	135.92	1177.96	137	431.9	91.99	17000	1108.2	132.8	17000
13	579.47	144.9	617.36	150.48	2990.58	324.3	575.4	111.3	18000	1244.4	150.1	18000

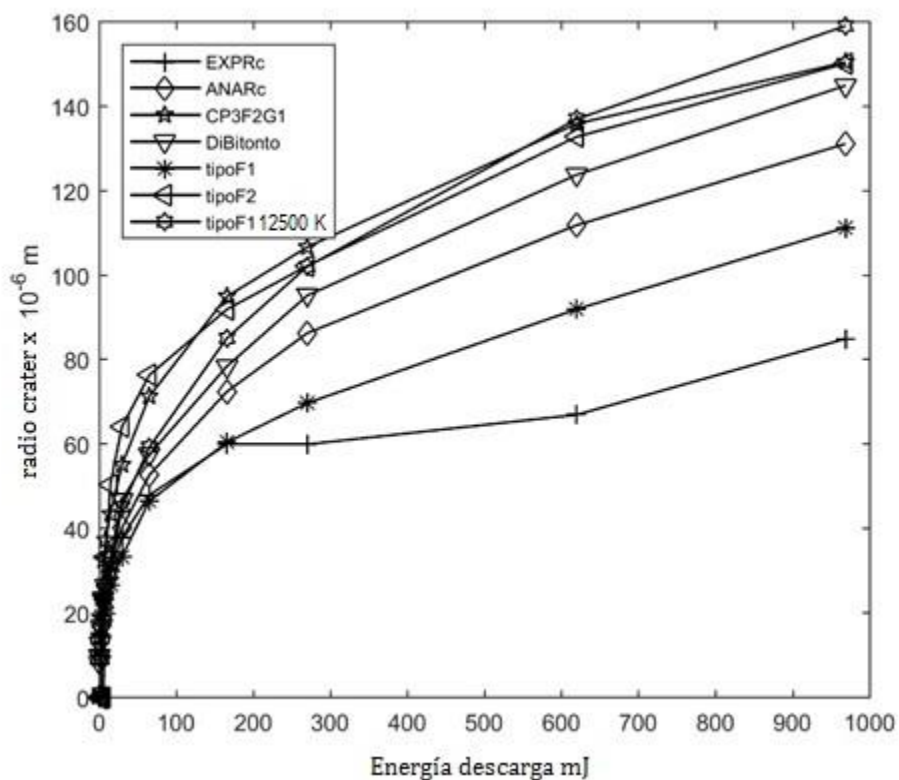
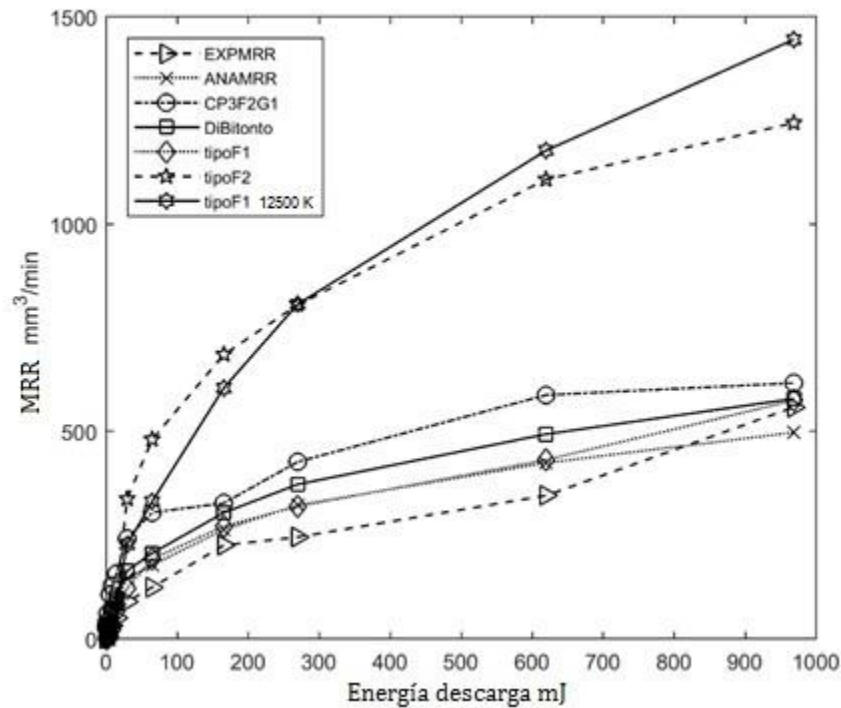


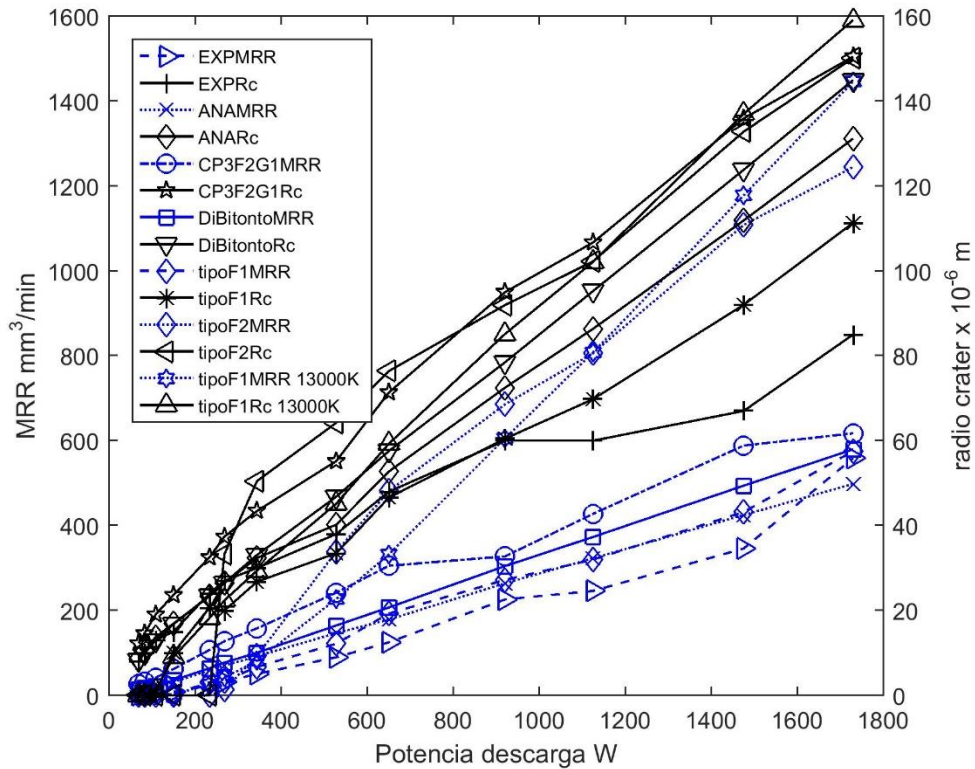
Figura 4.14. Comparación del radio del cráter para diferentes corrientes de descarga.

En la Figura 4.15 se muestra la comparación de la tasa de remoción de material. En esta figura se observa una buena precisión del modelo del plasma tipoF1 con respecto a los datos experimentales, tanto para regímenes de baja energía como para descargas con gran energía. Se pueden distinguir tres zonas de energía de descarga: baja energía (<100 mJ), energía media (100-600 mJ) y alta energía (>600 mJ). En el nivel de energía media y alta, el modelo tipoF1 sobrestima por 30% los radios de cráter, pero la remoción de material muestra una gran exactitud para todo el rango de energías. Esta discrepancia es causada como ya se dijo por el radio largo de la fuente durante los pulsos de larga duración, lo que causa cráteres con mayores radios pero menor profundidad, como los observados por Das et al [94], y Schulze et al [95].



**Figura 4.15.** Comparación de la tasa de remoción de material para diferentes corrientes de descarga.

En la Figura 4.16 se presentan los mismos resultados de las Figura 4.14 y Figura 4.15 anteriores, pero graficados en función de la potencia de descarga. Al igual que los resultados presentados en el capítulo 2, se observa una relación lineal tanto para la MRR como para el radio del cráter. Además observamos que para los mismos parámetros el modelo tipoF2 propuesto sobreestima tanto la remoción de material como el radio de cráter debido a que tanto el radio del plasma como la burbuja crecen durante toda la duración de la descarga, lo que en el modelo tipoF1 no se observa ya que mientras el radio de la burbuja crece, el radio del plasma se estabiliza para mantener la diferencia entre el plasma y la burbuja.



**Figura 4.16.** Comparación entre los resultados experimentales y los modelos numéricos para la  $MRR$  y  $r_c$  vs la potencia absorbida (flujo de calor).

El error que existe entre el modelo tipoF1 para el cual variamos la temperatura de referencia contra los resultados experimentales lo calculamos de la siguiente manera

$$error\% = 100 \left( \frac{valor\ experimental - valormodelotipoF1}{valor\ experimental} \right) \quad (67)$$

Así en la Tabla 4.3 se tiene el cálculo del error, error relativo y error porcentual entre los valores predichos por el modelo numérico y los resultados experimentales obtenidos por el modelo numérico desarrollado tipoF=1 el cual muestra una mayor precisión para rangos de energía media y alta (>100mJ) ya que para baja energía (<100mJ), no es capaz de predecir remoción de material ya que la energía del pulso es muy baja y debido a que no se considera solo un pulso y no un tren de pulsos como en el caso experimental no se alcanza a fundir material. Además, se logra reducir considerablemente el error promedio a un 46% para la  $MRR$  y a un 36.6% para el  $r_c$  mientras que el modelo CP3F2G1 oscila para el rango de energías altas (>600mJ) en 49% para la  $MRR$  y 79% para el  $r_c$  ya que para potencias bajas y medias el error promedio es muy alto ya que como se vio sobreestima la remoción de material y por lo tanto el tamaño de cráter es mucho mayor.

**Tabla 4.3.** Cálculo del error entre el modelo numérico y los datos experimentales

No. Exp	Experimentos		TipoF1		error		Error relativo		Error %	
	MRR	$r_c$	MRR	$r_c$	MRR	$r_c$	MRR	$r_c$	MRR	$r_c$
	(mm3/min)	( $\mu\text{m}$ )	(mm3/min)	( $\mu\text{m}$ )						
1	0.3	8	0	0	0.3	8	1	1	100	100
2	1.6	10	0	0	1.6	10	1	1	100	100
3	3.1	13	0	0.6	3.1	12.4	1	0.95	100	95.38
4	8.4	15	3.1	10.07	5.3	4.93	0.63	0.32	63.09	32.86
5	23.2	24	30.42	20.65	7.22	3.35	0.31	0.13	31.12	13.95
6	32	27	33.54	20	1.54	7	0.048	0.25	4.812	25.92
7	50.5	30	67.1	26.78	16.6	3.22	0.32	0.10	32.87	10.73
8	89.7	38	121.8	33.49	32.1	4.51	0.35	0.11	35.78	11.86
9	125	48	193	46.61	68	1.39	0.544	0.02	54.4	2.89
10	226	60	272	60.47	46	0.47	0.20	0.007	20.35	0.78
11	246	60	320	69.78	74	9.78	0.30	0.16	30.08	16.32
12	346	67	431.9	91.99	85.9	24.99	0.24	0.37	24.35	37.29
13	559	85	575.4	111.3	16.4	26.3	0.02	0.309	2.93	36.84

## 4.2 Experimentación

El objetivos del trabajo experimental es el estudio de la eficiencia del proceso de maquinado por electroerosión (EDM), en términos tanto de la tasa de remoción de material y tamaño del cráter para una descarga (“MRR” y “ $r_c$ ”, respectivamente).

Para llevar a cabo el trabajo experimental se utilizó el equipo EDM mostrado en la Figura 4.17, disponible en el Laboratorio de Diseño y Manufactura Avanzada de la Facultad de Ingeniería de la UASLP. El equipo comprende tres subsistemas: la estructura o chasis, la fuente de alimentación, y el cabezal para montar la herramienta. La fuente de alimentación fue construida con base a un circuito de resistencia-condensador (RC), como se muestra en la Figura 4.18. Para llevar a cabo el trabajo experimental se realizaron pruebas y ajustes al equipo EDM y se utilizó agua de la llave como dieléctrico, un electrodo de cobre de diámetro de 3mm y acero como pieza de trabajo, además debido a la pequeña cantidad de dieléctrico y a la duración corta de la descarga no se utilizó la recirculación del dieléctrico.

Para la realización de los experimentos se definieron como parámetros de entrada el control de la separación entre la herramienta y la pieza de trabajo (Gap), corriente y voltaje (Controlado por el Variac o transformador variable) y la duración del pulso. Por otro lado, como variables de salida se

tiene la tasa de remoción de material y el radio del cráter por descarga eléctrica; ( $MRR$  y  $r_c$  respectivamente).



Figura 4.17. Máquina de electroerosión EDM.

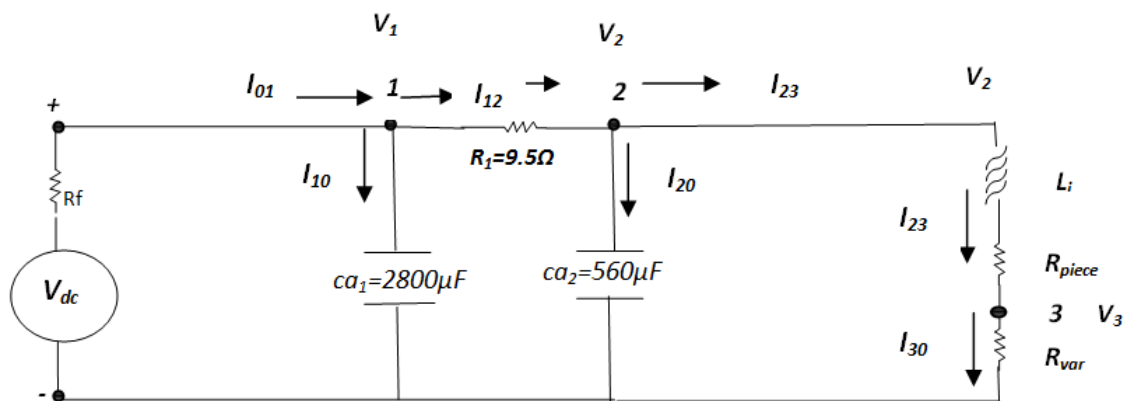


Figura 4.18. Circuito RC generador de la descarga eléctrica en el proceso EDM..

La Figura 4.19 muestra las probetas utilizadas hechas de acero (AISI 1020), las cuales tienen una dimensión de 20 x 40 mm. La herramienta de trabajo utilizada fue un cilindro de bronce de 3mm de diámetro.



Figura 4.19. Piezas de trabajo después del maquinado (acero AISI 1020).

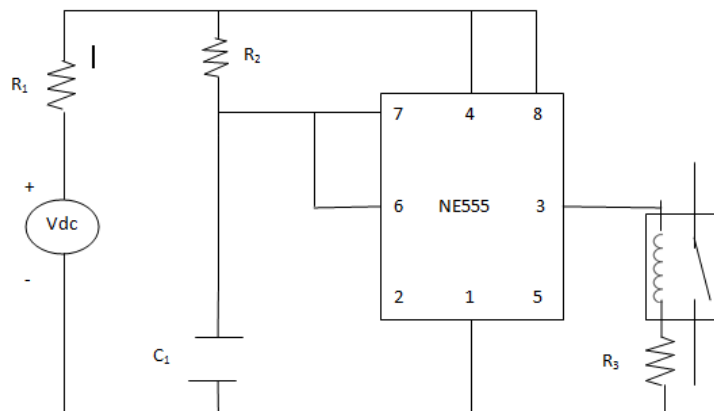
Las pruebas experimentales se realizaron de acuerdo a la siguiente metodología:

- 1) Se colocan las probetas (Figura 4.19), sujetas a la placa de acero aterrizada a tierra por un perno de sujeción, y separado por un gap uniforme del electrodo de bronce de 3 mm de diámetro. (Encendido y calibración del equipo de electroerosión EDM Figura 4.23 (a), colocación de la probeta fijándola en la placa de aterrizada a tierra por medio del orificio de sujeción, Figura 4.23 (b)).



**Figura 4.20.** Probeta utilizada para el trabajo experimental.

- 2) Como es imposible aislar una sola chispa se deja correr un tren de pulsos durante un intervalo de tiempo conocido, se implementó un timer Figura 4.21, así como un osciloscopio para registrar el número de descargas por unidad de tiempo. Conociendo la constante de tiempo del circuito RC, se establece el número de descargas (#d) ocurridas en dicho tiempo por los picos registrados en el osciloscopio que representan el número de descargas. Se deja correr la máquina y se almacena y graba el grafico observado en el osciloscopio el cual nos genera una hoja de Excel para cada canal el de voltaje y corriente del gráfico que consiste en 2500 datos Figura 4.23 (c) y (d). Posteriormente se realiza un escalamiento del grafico del osciloscopio para identificar cada pico de corriente, en este escalamiento se puede apreciar que al momento de ocurrir una descarga el voltaje durante esta se mantiene constante el cual nos indica la corriente que tomamos de los archivos para finalmente promediamos el voltaje y corriente.



**Figura 4.21.** Timer multivibrador monoestable implementado en la maquina EDM.

- 3) Se calcula el volumen de material removido, si se considera que el cráter formado tiene la forma de un elipsoide, el volumen del cráter (en mm<sup>3</sup>) está dado por:

$$VMR = \frac{2\pi r_c^2 z}{3(\#d)} \quad (4.68)$$

- 4) Conociendo el volumen de material removido y la profundidad del cráter (z), se puede conocer el radio del cráter aproximado para una descarga:

$$r_{c(exp)} = \sqrt{\frac{3(VMR)(\#d)}{2\pi z}} \quad (4.69)$$

Para conocer la tasa de remoción de material se utiliza una báscula con una precisión de miligramos. Para ello se pesa la probeta antes y después de ser maquinada ( $m_{before}$  y  $m_{after}$  respectivamente), así el VMR:

$$VMR = \frac{m_{after}}{\rho} \quad (4.70)$$

Donde la densidad del acero es  $\rho = 7850 \text{ kg/m}^3$ . Conociendo el volumen de material removido (VMR), se puede calcular la tasa de material removido por unidad de tiempo (MRR):

$$MRR = \frac{VMR * 60}{(t_d + t_{off})} \text{ mm}^3/\text{min} \quad (4.71)$$

El circuito de la Figura 4.21, muestra la construcción de un timer, mediante la utilización de un circuito integrado 555 el cual se utiliza para proporcionar retardos de tiempo, el cual puede ser utilizado como un multivibrador estable con un funcionamiento que se caracteriza por una salida con forma de onda cuadrada (o rectangular) continua de ancho predefinido. Gracias a este circuito se puede variar el tiempo de duración del tren de descargas, para observar el número de descargas o picos en el osciloscopio para obtener el promedio del material removido por descarga, así como el radio del cráter de una descarga.



Figura 4.22. Centro de maquinado por electroerosion EDM.

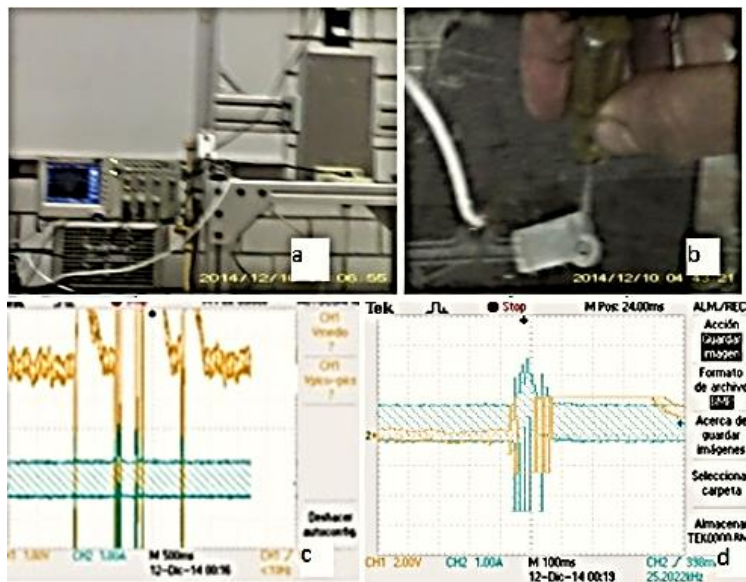


Figura 4.23. Procedimiento experimental.

### 4.3 Análisis y discusión del trabajo experimental

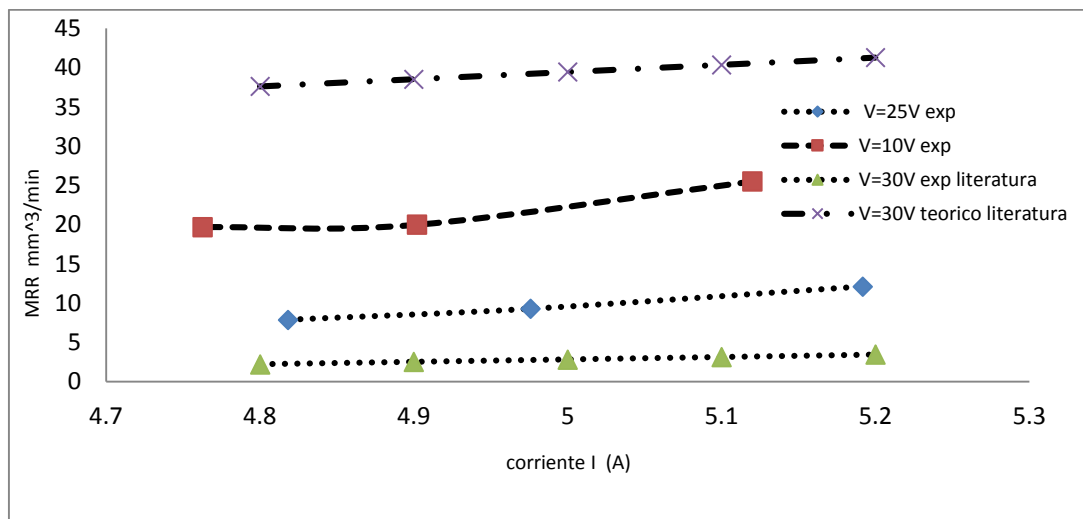
En la Figura 4.24 se muestra la comparación de los resultados experimentales obtenidos con los resultados tanto teóricos como experimentales de la literatura [15] (ver Tabla 4.4). Estos resultados muestran que existe gran diferencia entre los diferentes resultados debido a que no es posible reproducir sus condiciones experimentales por las limitaciones técnicas del equipo EDM utilizado. Entre estas limitantes se encuentran el no poder controlar de manera precisa la separación entre la pieza y la herramienta, no hay un filtrado y recirculación del dieléctrico, no se puede aislar una sola descarga, ni tampoco se puede fijar un valor de la corriente, como en la literatura. A pesar de todas



estas diferencias se puede apreciar que conforme la corriente aumenta la tasa de material removido también, lo cual es idéntico a lo observado en los datos recopilados de la literatura.

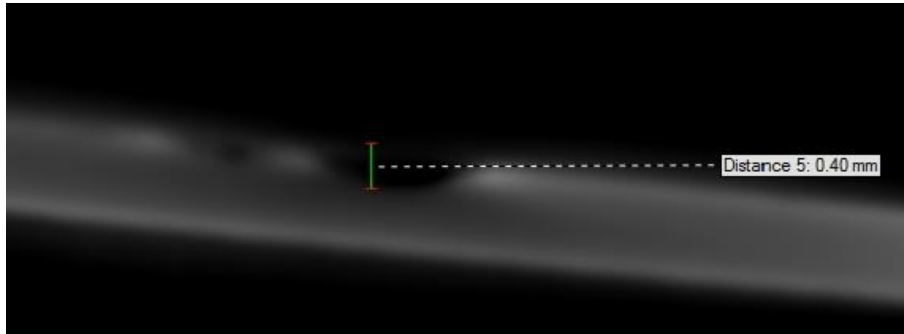
**Tabla 4.4.** Resultados experimentales VMR y MRR.

# prueba	Voltaje	Corriente	tiempo (seg)		masa probeta (gr)		mm <sup>3</sup>	mm <sup>3</sup> /min
	V	A	$t_d$	$t_{off}$	antes	después	VMR	MMR
1	2.54	1.89	8.91E-06	0.0066	3.967	3.965	0.00045	0.1386
2	5.05	1.58	8.35E-06	0.0025	4.531	4.53	0.0019	1.357
3	10.24	5.12	3.99E-5	0.001	3.689	3.687	0.0075	25.503
4	10.19	2.60	1.64E-05	0.001	3.98	3.978	0.0013	3.86
5	25.57	4.81	3.03E-05	0.002	4.436	4.433	0.0072	7.88
6	10.23	4.90	3.75E-05	0.001	4.611	4.61	0.0082	19.99
7	25.59	4.97	3.85E-05	0.002	4.65	4.649	0.0088	9.28
8	10.23	4.76	3.63E-05	0.001	4.645	4.644	0.0078	19.69
9	25.20	5.19	3.98E-06	0.002	5.233	5.232	0.0085	12.12

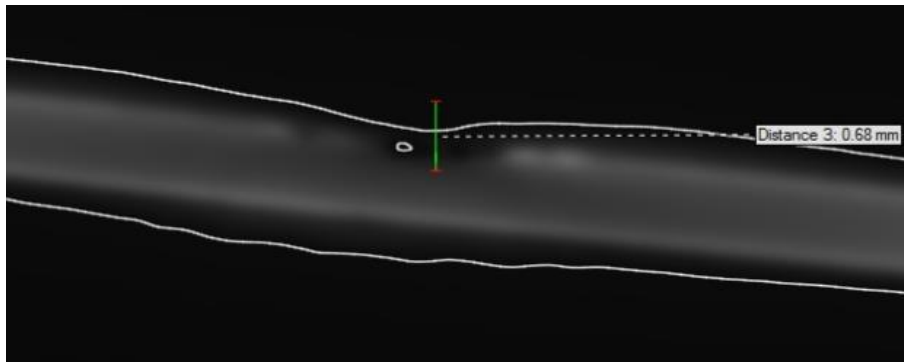


**Figura 4.24.** Tendencia procedimiento experimental.

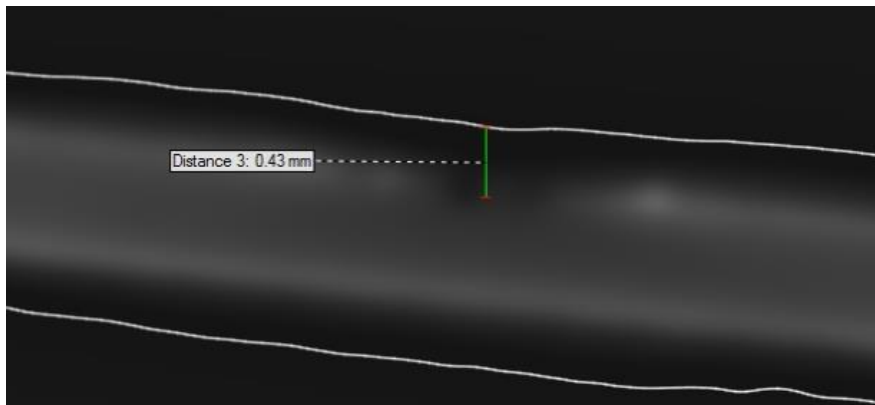
Para calcular el radio del cráter se realizó una serie de radiografías tomadas por el CT scan de rayos X 325 kV de la marca NIKON con precisión en micras. Los resultados se muestran en la Figura 4.25 a la Figura 4.33 y las mediciones están reportadas en la Tabla 4.5. En la Figura 4.34 se muestra el cráter obtenido después del maquinado de electroerosión, obtenidos a partir de las radiografías tomadas en el CT Scan Nikon.



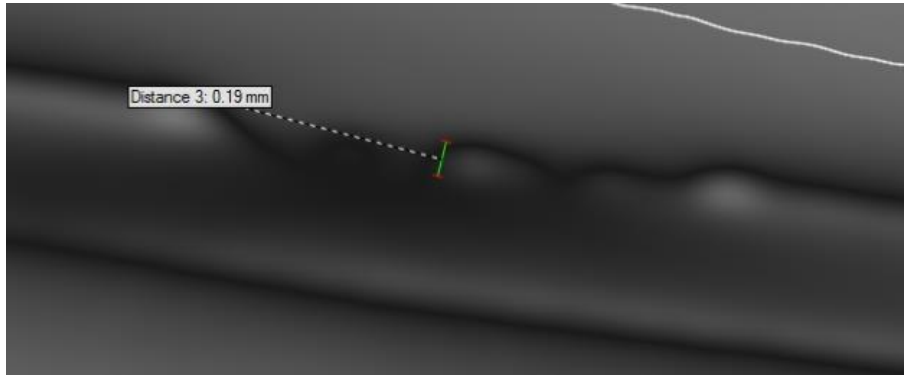
**Figura 4.25.** Profundidad del crater para la probeta 1 radiografía CT scan NIKON.



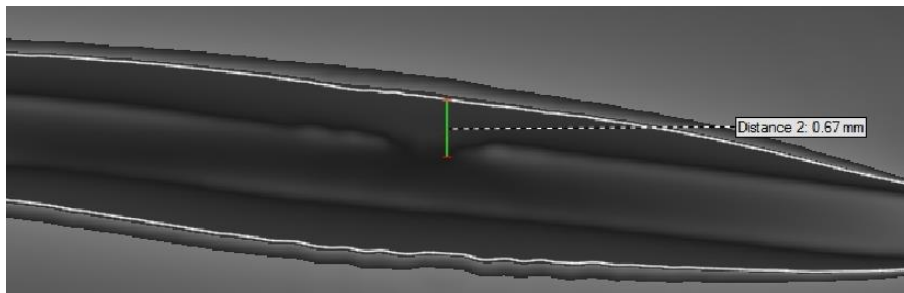
**Figura 4.26.** Profundidad del crater para la probeta 2 radiografía CT scan NIKON.



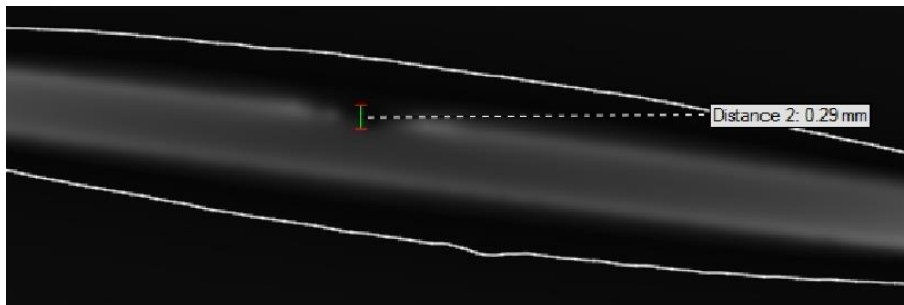
**Figura 4.27.** Profundidad del crater para la probeta 3 radiografía CT scan NIKON.



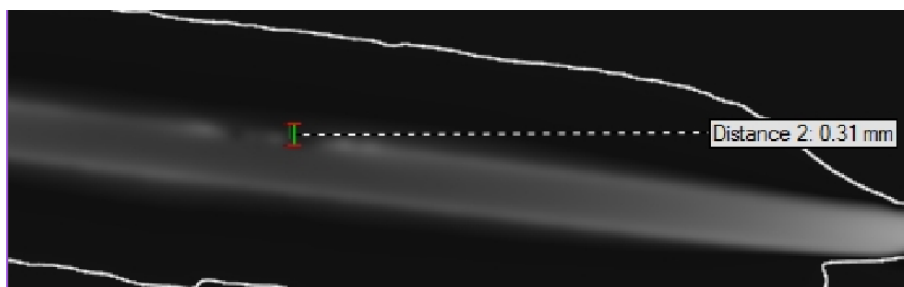
**Figura 4.28.** Profundidad del crater para la probeta 4 radiografía CT scan NIKON.



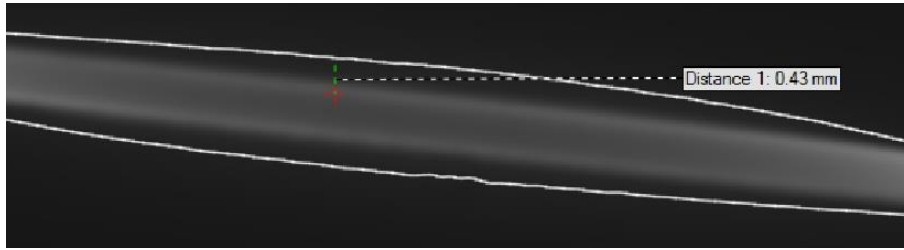
**Figura 4.29.** Profundidad del crater para la probeta 5 radiografía CT scan NIKON.



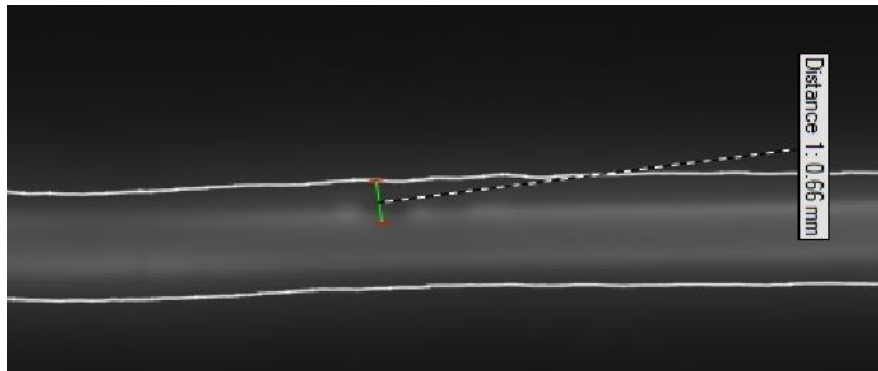
**Figura 4.30.** Profundidad del crater para la probeta 6 radiografía CT scan NIKON.



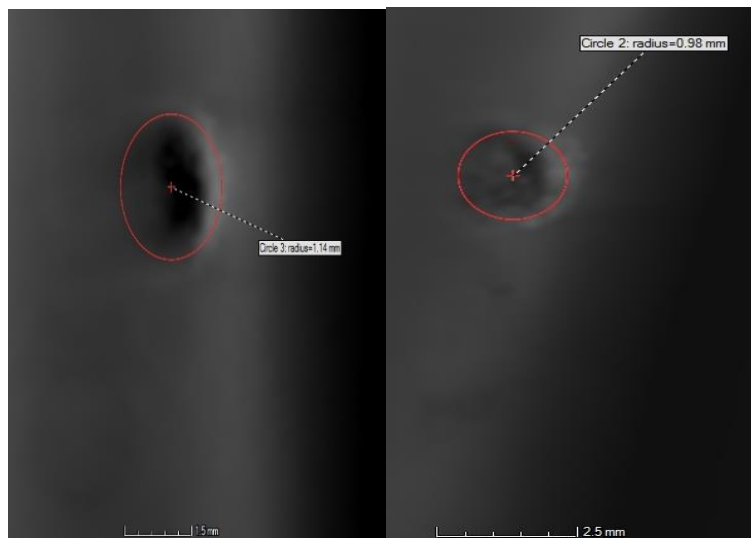
**Figura 4.31.** Profundidad del crater para la probeta 7 radiografía CT scan NIKON.



**Figura 4.32.** Profundidad del crater para la probeta 8 radiografía CT scan NIKON.



**Figura 4.33.** Profundidad del crater para la probeta 8 radiografía CT scan NIKON.



**Figura 4.34.** Forma de los crateres observados por medio de radiografías.

**Tabla 4.5.** Resultados experimentales radio crater  $r_c$  y profundidad crater  $z$ .

# prueba	$V$	$I$	$t_d$ (seg)	$z$ (mm)	$r_c$ ( $\mu\text{m}$ )
1	2.54	1.89	8.91E-06	0.4	16.53
2	5.05	1.58	8.35E-06	0.67	26.60
3	10.24	5.12	3.99 E-6	0.43	64.59
4	10.19	2.60	1.64E-05	0.19	41.57
5	10.23	4.90	3.75E-05	0.67	50.66
6	10.23	4.76	3.63E-05	0.29	82.65
7	25.57	4.81	3.03E-05	0.31	82.45
8	25.59	4.97	3.85E-05	0.43	65.90
9	25.20	5.19	3.98E-06	0.66	55.45

Aunque no es posible reproducir los resultados encontrados en la literatura [15], los resultados observados en los experimentos realizados tienen una tendencia similar a lo reportado en la literatura, ya que conforme la corriente aumenta el radio y la profundidad de cráter aumentan que es lo que se espera, además se aprecia que conforme aumenta la intensidad de la corriente también se incrementa la remoción de material y el tamaño del cráter. Como se aprecia en las Figura 4.25 a la Figura 4.33 el cráter tiene una forma circular prácticamente del tamaño de la herramienta. Se concluye que es necesario el desarrollo de un sistema de control de potencia mejorado que permita mantener la separación de la herramienta y la pieza constante, además de una mejor instrumentación que permita determinar el número de descargas ocurridas durante cierto intervalo de tiempo preestablecido en el equipo de electroerosión.



# Conclusiones

---

Con el desarrollo del presente proyecto de tesis se logró desarrollar un modelo matemático y numérico confiable y realístico del proceso EDM que toma en cuenta el mayor número de parámetros operativos incluyendo el tipo de dieléctrico (agua). Con la implementación de los modelos termo-físicos del proceso EDM existentes en la literatura, se analizaron y compararon las predicciones del desempeño de varios modelos numéricos del proceso de EDM. Los resultados han puesto de manifiesto que las variaciones de modelado conducen a diferencias significativas en la *MRR* y radio de cráter. La incorporación del calor latente en el calor específico se observó que posee un efecto más significativo. El tipo de fuente de distribución de calor aumenta tanto el radio del cráter y la *MRR*. Sin embargo, la penetración de calor perpendicular a la superficie se reduce, haciendo que la forma del cráter posea una forma semiesférica achatada en lugar de la forma de cráter semiesférica obtenida con la fuente puntual. Por último, la forma del pulso temporal tiene un efecto marginal en los resultados.

Se analizaron y evaluaron los modelos existentes (más representativos) del EDM bajo diversas condiciones operativas (materiales, parámetros eléctricos y agua como dieléctrico). A pesar de que las influencias de estas variaciones de los modelos son significativas, se considera que la relevancia práctica es limitada, ya que las diferencias en los valores de rendimiento pueden ser reproducidos por un cambio apropiado de la fracción de energía absorbida,  $F_c$ , que compensa el efecto causado por una variación del modelo en particular. Los diferentes modelos muestran tendencias que corresponden parcialmente a los resultados experimentales observados, lo que demuestra que los efectos físicos pertinentes se ignoran en estos modelos simplificados, y el resultado predicho depende en gran medida del valor  $F_c$  elegido. Es probable que la fracción real de la energía absorbida por la pieza de trabajo  $F_c$ , dependa del tiempo de descarga y el tipo de dieléctrico, ya que estos parámetros no afectarán las características de la formación de la descarga y/o arco de plasma. Otro factor importante es la suposición de que todo material con temperatura arriba de la temperatura de fundición se remueve, haciendo caso omiso de la posibilidad de que parte del material se resolidifica. Por lo tanto, un modelo mejorado debería centrarse en el mecanismo de eliminación de material, así como un modelo mejorado de la entrada de calor a la pieza de trabajo, proporcionando una mejor predicción de la fracción de energía absorbida y la distribución espacial de la entrada de calor, en particular el radio (dependiente del tiempo) sobre el cual el flujo de energía es transferido a la pieza de trabajo.

La incorporación de una fuente de calor en forma de disco uniforme da como resultado una pobre aproximación a los datos experimentales, mientras que existe una buena aproximación entre la fuente de calor Gaussiana a la fuente de calor puntual, siendo la primera la que tiene mejor aproximación para energías de descarga inferior a 600mJ.

Ambos perfiles temporales de encendido/apagado (on/off) y exponencial presentan en la simulación el mismo error con respecto a los datos experimentales, el primero sobrestima la *MRR*, mientras que el segundo lo subestima.

Se analizaron los modelos existentes del canal de plasma en el EDM y se desarrolló un modelo confiable del canal de plasma que proporciona una mayor precisión del flujo de calor y fracción de energía de descarga que los modelos encontrados en la literatura. El modelo del canal de plasma consiste en un canal cilíndrico que permite predecir las temperaturas y tamaño del canal/burbuja de plasma formado en el proceso EDM.

Se logró eliminar el uso de la fracción de energía  $F_c$  dado que se identificaron los flujos de energía para la formación de la descarga, la energía utilizada para remover material de los electrodos, y la energía para expandir el canal de plasma. Además, se observó que esta fracción de energía no es constante durante toda la descarga, si no que aumenta conforme la duración de la descarga. Los resultados obtenidos se utilizaron para evaluar el rendimiento del proceso de electroerosión en cuanto a la remoción de material y el tamaño del cráter para fuentes de disco uniformes con tamaño del canal de plasma y fracciones variables de energía.

La fracción de energía variable con el tiempo y un radio de fuente con forma de disco uniformemente distribuido, pero con un tamaño variable en cada instante durante la duración de la descarga, muestra una gran precisión en cuanto a la remoción de material para todo el rango de energía, aunque en cuanto al tamaño del cráter para rangos de energía medios y altos sobreestiman los resultados experimentales.

En cuanto al trabajo experimental se llega a la conclusión de que es necesario más desarrollo del equipo de electroerosión en cuanto a la parte de control, a pesar de las limitaciones del equipo se logró obtener resultados que muestran tendencias correctas en cuanto a la cantidad de material removido y radio de cráter no se continuo con la parte experimental debido a las limitaciones del equipo en cuanto a la parte de control y por lo tanto se compararon los resultados de nuestros modelos numéricos desarrollados con los datos experimentales y teóricos encontrados en la literatura.

## Contribuciones

Se logró desarrollar un modelo matemático para el canal de plasma formado durante el proceso de electroerosión que permite diferenciar los flujos de energía que se depositan tanto en la pieza de trabajo, en la herramienta y en el canal de plasma.

El modelo desarrollado para describir el proceso de electroerosión desarrollado en este trabajo puede ser de utilidad en el diseño de equipos de electroerosión ya que permite modificar los parámetros de entrada y así ver tanto el tamaño del cráter como la remoción de material.

Se logró evaluar el rendimiento del proceso EDM en cuanto a la remoción de material en la pieza de trabajo y el tamaño del cráter formado gracias al modelo numérico desarrollado para el proceso termo-físico que ocurre en la pieza de trabajo durante la descarga ocurrida en el proceso de electroerosión.



## Trabajo futuro

Como trabajo a futuro se considera:

Continuar con la simulación del modelo numérico para lograr la simulación del proceso de carga y descarga ocurrido durante el proceso de electroerosión, así como el desarrollo del modelo correspondiente a la erosión del ánodo

También se considera el desarrollo de un sistema de control de potencia en el equipo de electroerosión que se encuentra en el laboratorio para el desarrollo de una mayor cantidad de experimentos, el cual permita mantener la separación de la herramienta y la pieza constante, además de una mejor instrumentación que nos permita determinar el número de descargas ocurridas durante cierto intervalo de tiempo preestablecido por el operador del equipo de electroerosión.



# Referencias

---

- [1] Mikel P. Groover. (2007) Fundamentals of modern manufacturing, Materials, Processes and Systems. Third edition: 627-630.
- [2] Elman C. Jameson. (2001) Electrical Discharge Machining. Society of Manufacturing Engineers Technology Association, Michigan: 1-2.
- [3] S. Webzell. (2001) That first step into EDM in Machinery. Findlay Publications Ltd, Kent, UK.159 (4040):41.
- [4] K.H. Ho, S. T. Newman. (2003) State of the art electrical discharge machining (EDM). International Journal of Machine Tools and Manufacture, 43: 1287–1300.
- [5] Lazarenko B. (1943) About the inversion of metal erosion and methods to fight ravage of electric contacts. WEI-Institute, Moscow in Russian.
- [6] S H Yeo, R. N. (2001) Investigation of electro discharge micromachining controllable factors on machined silicon surface quality. International Journal of Advances in Science and Technology, 215: 811-817.
- [7] Elman C. Jameson. (2001) Description and development of electrical discharge machining (EDM). Society of Manufacturing Engineers, Dearborn, Michigan: 12.
- [8] S. Kalpajian, S. S. (2003) Material removal processes: abrasive, chemical, electrical and high-energy beam. Manufacturing Processes for Engineering Materials, Prentice Hall:541.
- [9] DiBitonto DD., Eubank PT., Patel MR., and Barrufet MA. (1989) Theoretical models of the electrical discharge machining process. I. A simple cathode erosion model, J. Appl. Phys. 66, 4095; doi:10.1063/1.343994.
- [10] Van Dijck F. S. and Dutre W. L., (1974) Heat conduction model for the calculation of the volume of molten metal in electric discharges. Journal of Physics D: Applied Physics, 7(6): 899-911.
- [11] Snoeys R. and Van Dijck FS. (1971) Investigation of electro discharge machining operations by means of thermo-mathematical model. Annals of CIRP, Vol. 20 (1): 35–37.
- [12] Beck V. J. (1981) Transient temperatures in a semi-infinite cylinder heated by a disk heat source. Int. J. Heat Mass Transf. 24 (10): 1631–1640.
- [13] Jilani ST., Pandey PC. (1983) Analysis of surface erosion in electrical discharge machining. Wear 84(3):275–284.
- [14] Yeo SH., and Kurnia W., (2008) Critical assessment and numerical comparison of electro-thermal models in EDM. Journal of materials processing technology, 203: 241–251.
- [15] Joshi SN., Pande SS., (2010) Thermo-physical modelling of die-sinking EDM process. Journal of Manufacturing Processes, 12(1):45–56. doi:10.1016/j.jmapro.2010.02.001.

- [16] Salonitis K., Stournaras A., Stavropoulos P., Chryssolouris G. (2009) Thermal modelling of the material removal rate and surface roughness for die-sinking EDM. *Int J Adv Manuf Technol*, 40(3):316–323.
- [17] Seyfolah Saedodin, M. T. (2010) Thermal Analysis of Workpiece under Electrical Discharge Machining (EDM), using Hyperbolic Heat Conduction Model. *Journal of Mechanical Engineering*, 3 (4).
- [18] Yongshun Zhao, X. Z. (2004) Geometric modelling of the linear motor driven electrical discharge machining (EDM) die-sinking process. *International Journal of Machine Tools & Manufacture*, 44:1–9.
- [19] Ajit Singh, A.G. (1999) A thermo-electric model of material removal during electric discharge machining. *International Journal of Machine Tools and Manufacture*, 39:669–682.
- [20] W.J. Hsue, Y.S. Liao, S.S. Lu. (1999) Fundamental geometry analysis of wire electrical discharge machining in corner cutting. *International Journal of Machine Tools & Manufacture*, 39:651–667.
- [21] Indurkha, Gopal, Rajurkar, K.P. (1992) Artificial Neural Network approach in modelling of EDM process. *Artificial Neural Networks in Engineering, ANNIE*, 2: 845-850
- [22] Kuo-Ming Tsai, Pei-Jen Wang (2001) Predictions on surface finish in electrical discharge machining based upon neural network models. *International Journal of Machine Tools & Manufacture*, 41: 1385–1403.
- [23] Tsai, C.F. and Wang, S.P (2009) Stock Price Forecasting by Hybrid Machine Learning Techniques *Proceedings of the International Multi Conference of Engineers and Computer Scientists. I*: 978-988.
- [24] Deepak Kumar Panda, Rajat Kumar Bhoi (2005) Artificial Neural Network Prediction of Material Removal Rate in Electro Discharge Machining, *Materials and Manufacturing Processes*, 2:645-670.
- [25] I. Puertas, C.J. Luis, (2003) A study on the machining parameters optimization of electrical discharge machining, *Journal of Materials Processing Technology*, pp 521-526.
- [26] Jeswani M. L. (1981) Electrical discharge machining in distilled water. *Wear*, 72:81–88.
- [27] Jilani Tariq S. and Pandey P. C. (1984) Experimental investigations into the performance of water as dielectric in EDM. *Int. J. Mach. Tool Des. Res.*, 24:31–43.
- [28] Koenig W. and Jeerers L. (1987) An aqueous solution of organic compounds as dielectric for EDM sinking. *Ann. CIRP, Mfg Technol.* 36:105–109.
- [29] Konig W. and Siebers F.J. (1993) Influence of the working medium on the removal process in EDM sinking. *Engineers (ASME) publication of the ASME Production Engineering Division (PED)*, 64: 649–658.
- [30] Kruth J. P., Stevens L., Froyen L., and Lauwers B. (1995) Study of the white layer of a surface machined by die sinking electro-discharge machining. *Ann. CIRP, Mfg Technol.* 44:169–172.

- [31] Chen S. L., Chan B. H., and Huang F. Y. (1999) Influence of kerosene and distilled water as dielectric on the electrical discharge machining characteristics of Ti-6Al-4V. *J. Mater. Processing Technol.* 87:107–111.
- [32] Ekmekci B., Elkoca O., and Erden A. (2005) A comparative study on the surface integrity of plastic mold steel due to electric discharge machining. *Metall. Mater. Trans. B: Process Metall. Mater. Processing Sci.*36:117–124.
- [33] Kang S. H. and Kim D. E. (2005) Effect of electrical discharge machining process on crack susceptibility of nickel based heat resistant alloy. *Mater. Sci. Technol.* 21:817–823.
- [34] Leao F. N. and Pashby I. R. (2004) A review on the use of environmentally friendly dielectric fluids in electrical discharge machining. *J. Mater. Processing Technol.*149, 341–346.
- [35] Yan B. H., Tsai H. C., and Huang F. Y. (2005) The effect in EDM of a dielectric of a urea solution in water on modifying the surface of titanium. *Int. J. Mach. Tools Mf.*, 45:194–200.
- [36] H. I. Medellin, D. F. de Lange, J. Morales, and A. Flores, (2009) Experimental study on electro discharge machining in water of D2 tool steel using two different electrode materials. *J. Engineering Manufacture*, 223: 1573-1581.
- [37] Casanueva R., Azcondo F. J., Brañas C., and Bracho S. (2005) Analysis design and experimental results of a high frequency power supply for spark erosion. *IEEE Trans. on Power Electronics.* 20:361–369.
- [38] D. A. Gurnett, A. Bhattacharjee. (2005) *Introduction to Plasma Physics: With Space and Laboratory Applications.* Cambridge University Press. 100-150.
- [39] Griem H.R. (1964) *Plasma Spectroscopy* (New York: McGraw-Hill).
- [40] Murphy A.B., Farmer A. J. D., and Haidar J. (1992) Laser-scattering measurement of temperature profiles of a free-burning arc. *Appl. Phys. Lett.* 60:1304–1306.
- [41] Murphy A.B. (2002) Electron heating in the measurement of electron temperature by Thomson scattering: are thermal plasmas thermal? *Phys. Rev. Lett.* 89:25-50.
- [42] Gregori G., Kortshagen U., Heberlein J. and Pfender E. (2002) Analysis of Thomson scattered light from an arc plasma jet. *Phys. Rev. E.*65.
- [43] Murphy A.B. (2004) Thomson scattering diagnostics of thermal plasmas: laser heating and the existence of local thermodynamic equilibrium. *Phys. Rev. E.* 69.
- [44] Dzierzega K., Zawadzki W., Pokrzywka B. and Pellerin S. (2006) Experimental investigations of plasma perturbation in Thomson scattering applied to thermal plasma diagnostics. *Phys. Rev. E.* 74.
- [45] Haidar J. (1999) Non-equilibrium modelling of transferred arcs. *J. Phys. D: Appl. Phys.* 32:263–272.
- [46] Jenista J., Heberlein J.V. R. and Pfender E. (1997) Numerical model of the anode region of high-current electric arcs *IEEE Trans. Plasma Sci.* 25:883–890.
- [47] Snyder S.C., Murphy A.B., Hofeldt D.L. and Reynolds L.D. (1995) Diffusion of atomic hydrogen in an atmospheric-pressure free-burning arc discharge. *Phys. Rev. E.* 52:2999–3009.

- [48] Rat V., Murphy A.B., Aubreton J., Elchinger M.F. and Fauchais P. (2008) Treatment of non-equilibrium phenomena in thermal plasma flows. *J. Phys. D: Appl. Phys.* 41:18-30.
- [49] Cram L.E., Poladian L. and Roumeliotis G. (1988) Departures from equilibrium in a free-burning argon arc. *J. Phys. D: Appl. Phys.* 21:418–425.
- [50] Tanaka M. and Lowke J.J. (2007) Predictions of weld pool profiles using plasma physics. *J. Phys. D: Appl. Phys.* 40:1-23.
- [51] Nemchinsky V.A. and Severance R. (2006) what we know and what we do not know about plasma cutting. *J. Phys. D: Appl. Phys.* 39:423-438
- [52] Fauchais P. (2004) Understanding plasma spraying. *J. Phys. D: Appl. Phys.* 37:86-108.
- [53] Fritz E. and Gebert W. (2005) Milestones and challenges in oxygen steelmaking *Can. Metall. Q.* 44:249–260.
- [54] Saevarsdottir G.A., Bakken J.A., Sevastyanenko V.G. and Gu L.P. (2001) High-power AC arcs in metallurgical furnaces. *High Temp. Mater. Process.* 5:21–43.
- [55] Lister G.G., Lawler J.E., Lapatovich W.P. and Godyak V.A. (2004) The physics of discharge lamps. *Rev. Mod. Phys.* 76:541–598.
- [56] Heberlein J. and Murphy A.B. (2008) Thermal plasma waste treatment. *J. Phys. D: Appl. Phys.* 41:20-30
- [57] Franck C.M. and Seeger M. (2006) Application of high current and current zero simulations of high-voltage circuit breakers. *Contrib. Plasma. Phys.* 46:787–797.
- [58] Swierczynski B., Gonzalez J., Teulet P., Freton P. and Gleizes A. (2004) Advances in low-voltage circuit breaker modelling. *J. Phys. D: Appl. Phys.* 37:595–609.
- [59] Ostrikov K. and Murphy AB. (2007) Plasma-aided nanofabrication: where is the cutting edge?. *J. Phys. D: Appl. Phys.* 40:2223–2241.
- [60] Gonzalez-Aguilar J., Moreno M. and Fulcheri L. (2007) Carbon nanostructures production by gas-phase plasma processes at atmospheric pressure. *J. Phys. D: Appl. Phys.* 40:2361–2374.
- [61] Capitelli M. (2009) Thermodynamics and transport properties of thermal plasmas: the role of electronic excitation. *J. Phys. D: Appl. Phys.* 42:194-205
- [62] Gleizes A., Gonzalez J.J. and Freton P. (2005) Thermal plasma modelling. *J. Phys. D: Appl. Phys.* 38:153–183.
- [63] Murphy A.B., Boulos M.I., Colombo V., Fauchais P., Ghedini E., Gleizes A., Mostaghimi J., Proulx P. and Schram D.C. (2008) Advanced thermal plasma modelling *High Temp. Mater. Process.* 12:255–336.
- [64] Colombo V., Concetti A., Ghedini E., Dallavalle S. and Vancini M. (2008) Understanding plasma fluid dynamics inside plasma torches through advanced modeling. *IEEE Trans. Plasma Sci.* 36:389–402.
- [65] Murphy A.B. and McAllister T. (1998) Destruction of ozone-depleting substances in a thermal plasma reactor. *Appl. Phys. Lett.* 73:459–461.
- [66] Murphy A.B. and McAllister T. (2001) Modeling of the physics and chemistry of thermal plasma waste destruction *Phys. Plasmas* 8:2565–2571.

- [67] Shigeta M. and Watanabe T. (2007) Growth mechanism of silicon-based functional nano particles fabricated by inductively coupled thermal plasmas J. Phys. D. Appl. Phys. 40:2407–2419.
- [68] Tlili A., Ghanem F., Salah NB. (2015) A contribution in EDM simulation field. Int J Adv Manuf. Technol. 79:921–935.
- [69] Das S., Klotz M., Klocke F. (2003) EDM simulation finite element based calculation of deformation, microstructure and residual stresses. J Mater Process Technol. 142:434–451.
- [70] Marafona J., Chousal JAG. (2006) A finite element model of EDM based on the joule effect. Int J Mach Tools Manuf. 46(6):595–602.
- [71] Ghanem F., and Atig KB., (2006) Prédiction par calcul de la rugosité totale d’une surface usinée par électroérosion. Matériaux & Techniques, 94:419-428.
- [72] Ghanem F., Atig KB., Salah NB. (2006) Numerical study of thermal aspects of electric discharge machining process. Int J Mach Tools Manuf 46(7–8):908–911.
- [73] Ghanem F., Atig KB., Salah NB. (2008) Thermal and mechanical numerical modelling of electric discharge machining process. Commun Numer Methods Eng 24(12):2021–2034.
- [74] Yadava V., Kathiresan G., Bhondwe KL. (2006) Finite element prediction of material removal rate due to electro-chemical spark machining. Int. J. Mach Tools Manuf. 46: 1699–1706.
- [75] Singh S., Kumar P., Kansal H.K. (2008) Numerical simulation of powder mixed electric discharge machining (PMEDM) using finite element method. Math. Comput. Model. 47: 1217–1237.
- [76] Frank P. Incropera, David P. Dewitt. (2011) Heat and mass transfer, seventh edition: 890-900.
- [77] Documentation of COMSOL Multiphysics v4.2a (1998–2011) COMSOL Multiphysics. <http://www.comsol.com/products/4.2a>.
- [78] R. Snoey, F. Van Dijck. (1973) Plasma channel diameter growth affects stock removal in EDM. Annals of the CIRP, 21:39-41.
- [79] Philip T. Eubank, Mukund R. Patel, Maria A. Barrufet, and Bedri Bozkurt. (1993) Theoretical models of the electrical discharge machining process III. The variable mass, cylindrical plasma mode. J. Appl. Phys. 73:7900-7910.
- [80] J. Aubreton, M. F. Elchinger, J. M. Vinson. (2009) Transport Coefficients in Water Plasma: Part I: Equilibrium Plasma. Plasma Chem Plasma Process. 29:149–171.
- [81] Natallia Karlitskaya. (2011) Laser-induced transfer of micro components. Laser die transfer. Printed by Drukkerij Gildeprint Enschede, The Netherlands, ISBN 978-90-365-3260-0, pp.74-80.
- [82] Ramon M. Mujal Rosas. (2002) Cálculo de líneas y redes eléctricas. Edition UPC. 20-23.
- [83] Rayleigh, Lord. (1917). On the pressure developed in a liquid during the collapse of a spherical cavity. Phil. Mag. 34:94-98.
- [84] Plesset, M.S. (1949). The dynamics of cavitation bubbles. ASME J. Appl. Mech. 16: 228-231.

- [85] Leighton, T. G. (2007). Derivation of the Rayleigh Plesset equation in terms of volume. Southampton, UK: Institute of Sound and Vibration Research. 1-26.
- [86] Christopher E. Brennen (1995). Cavitation and Bubble Dynamics. Oxford University Press. New York. 47-75.
- [87] Wafaa Soliman, Tetsutaro Nakano, Noriharu Takada, and Koichi Sasaki. (2010). Modification of Rayleigh Plesset Theory for Reproducing Dynamics of Cavitation Bubbles in Liquid-Phase Laser Ablation. Japanese Journal of Applied Physics 49:116-202.
- [88] A. Kojima, W. Natsu, M. Kunieda. (2008) Spectroscopic measurement of arc plasma diameter in EDM. Manufacturing Technology, 57:203–207.
- [89] Pandey PC, Jilani ST. (1986) Plasma channel growth and the resolidified layer in EDM. Precis. Eng. 8(2):104-110.
- [90] Ikai T, Hashigushi K. (1995) Heat input for crater formation in EDM. In: Proceedings of international symposium for electro-machining ISEM XI, EPFL. 163-170.
- [91] Lou L.M. (2000) Study on computer simulated of EDM Ph.D Shanghai Jiaotong University, China. 5:512-552.
- [92] K. J. Chung, Y. S. Hwang. (2012) Thermodynamic Properties and Electrical Conductivity of Water Plasma. Contrib. Plasma Phys. 53: 330-335.
- [93] Wei-Zong Wang, J.D. Yan, Ming-Zhe Rong, A.B. Murphy, J.W. Spencer. (2011) Thermophysical Properties of high temperature reacting mixture of carbon and water in the range 400-30000K and 0.1-10 atm. Part 2: transport coefficients. Plasma Chem Plasma Process. 32: 495-518.
- [94] Das S, Klotz M, Klocke F. (2003) EDM simulation: Finite element-based calculation of deformation, microstructure and residual stresses. J Mater Process Technol. 142: 434-451.
- [95] Schulze HP, Herms R, Juhr H, Schactzing W, Wollenberg G. (2004) Comparison of measured and simulated crater morphology for EDM. J Mater Process Technol; 149: 319-322.