



**UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO**  
PROGRAMA DE MAESTRÍA Y DOCTORADO EN INGENIERÍA  
(Ingeniería Química) – (Metalurgia)

DETERMINACIÓN DE LAS CARACTERÍSTICAS MAGNETOHIDRODINÁMICAS DE  
PLASMA DE SOLDADURA MEDIANTE SIMULACIÓN NUMÉRICA Y TEORÍAS DE  
ESCALAMIENTO

TESIS  
QUE PARA OPTAR POR EL GRADO DE:  
DOCTOR EN INGENIERÍA

PRESENTA:  
JOSÉ ALFREDO DELGADO ÁLVAREZ

TUTOR PRINCIPAL

MARCO AURELIO RAMÍREZ ARGÁEZ, FACULTAD DE QUÍMICA

COMITÉ TUTOR

CARLOS GONZÁLEZ RIVERA, FACULTAD DE QUÍMICA  
EDUARDO VIVALDO LIMA, FACULTAD DE QUÍMICA

CIUDAD DE MÉXICO, MARZO, 2021



Universidad Nacional  
Autónoma de México



**UNAM – Dirección General de Bibliotecas**  
**Tesis Digitales**  
**Restricciones de uso**

**DERECHOS RESERVADOS ©**  
**PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL**

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

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

**JURADO ASIGNADO:**

Presidente: (NOMBRE)

Secretario: (NOMBRE)

1 er. Vocal: (NOMBRE)

2 do. Vocal: (NOMBRE)

3 er. Vocal: (NOMBRE)

Lugar o lugares donde se realizó la tesis:

Edificio D, Facultad de Química, UNAM.

**TUTOR DE TESIS:**

MARCO AURELIO RAMÍREZ ARGÁEZ

-----

**FIRMA**

## **Agradecimientos**



# Índice

<b>Índice de Figuras</b>	<b>1</b>
<b>Índice de Tablas</b>	<b>4</b>
<b>PREFACIO</b>	<b>5</b>
<b>RESUMEN</b>	<b>8</b>
<b>ABSTRACT</b>	<b>10</b>
<b>CAPÍTULO 1: INTRODUCCIÓN</b>	<b>11</b>
<b>1.1 Revisión Bibliográfica</b>	<b>12</b>
1.1.1 Tipo de material y geometría de los electrodos	14
1.1.2 Gas de cobertura	15
1.1.3 Fenómenos en las interfases	17
1.1.4 Depresión de la piscina de soldadura	18
<b>1.2 Alcance</b>	<b>22</b>
<b>1.3 Hipótesis</b>	<b>23</b>
<b>1.4 Objetivos</b>	<b>23</b>
<b>CAPÍTULO 2: METODOLOGÍA DE TRABAJO</b>	<b>24</b>
<b>2.1 Descripción de la Física del Arco</b>	<b>24</b>
<b>2.2 Modelado Matemático de la Región del Arco</b>	<b>25</b>
2.2.1 Suposiciones	25
2.2.2 Ecuaciones gobernantes	28
2.2.3 Condiciones iniciales y a la frontera	31
2.2.3.1 Región del cátodo	32
2.2.3.2 Región del Ánodo	33
<b>2.3 Propiedades Físicas y de Transporte del arco</b>	<b>34</b>
<b>2.4 Solución Numérica</b>	<b>36</b>
<b>2.5 Variables y Número de Cálculos</b>	<b>37</b>
<b>CAPÍTULO 3: RESULTADOS Y ANÁLISIS</b>	<b>39</b>
<b>3.1 Validación del Modelo Matemático</b>	<b>39</b>
3.1.1 Contornos de temperatura	40
3.1.2 Perfiles axiales de velocidad y presión	41
3.1.3 Flujo de calor y densidad de corriente en el ánodo	42
<b>3.2 Efecto de las Variables de Proceso Sobre las Características de la Columna del Arco y las Interacciones Arco/Ánodo</b>	<b>44</b>
3.2.1 Efecto de la intensidad de corriente	44
3.2.2 Efecto de la longitud de arco	47

3.2.3 Efecto del gas de cobertura	50
<b>3.3 Representación Adimensional de un Arco Eléctrico de Argón</b>	<b>55</b>
3.3.1 Representación adimensional de la forma del arco	55
3.3.2 Características de la columna del arco	57
3.3.3 Interacciones arco/ánodo	62
<b>3.4 Representación Adimensional de Arcos Eléctricos de Gases Monoatómicos</b>	<b>70</b>
3.4.1 Representación adimensional de la forma universal del arco para gases monoatómicos	72
3.4.2 Características de la columna del arco en gases monoatómicos	74
3.4.3 Interacciones arco/ánodo para gases monoatómicos	78
<b>3.5 Predominancia de los Mecanismos de Transferencia de Energía Dentro de la Columna de un Arco Eléctrico</b>	<b>82</b>
3.5.1 Efecto de la intensidad de corriente	88
3.5.2 Efecto de la longitud de arco	89
3.5.3 Efecto del gas de cobertura	91
<b>3.6 Discusión de Resultados</b>	<b>92</b>
<b>CONCLUSIONES</b>	<b>95</b>
<b>ANEXO 1: Estudio de sensibilidad de la malla</b>	<b>97</b>
<b>ANEXO 2: Resumen de fórmulas y tablas para la obtención de las características de la columna del arco y las interacciones arco/ánodo derivadas del presente trabajo</b>	<b>101</b>
<b>ANEXO 3: Producción derivada del presente estudio</b>	<b>106</b>
<b>REREFENCIAS</b>	<b>134</b>

# Índice de Figuras

## Capítulo 1

<b>FIGURA 1.1</b> REPRESENTACIÓN DE LA REGIÓN DE UN ARCO ELÉCTRICO EN UN PROCESO DE SOLDADURA. ....	12
<b>FIGURA 1.2</b> DISTRIBUCIÓN DE POTENCIAL TÍPICA A LO LARGO DEL ARCO. ....	18
<b>FIGURA 1.3</b> ESQUEMA DEL BALANCE DE ENERGÍA Y MASA EN UN PROCESO DE SOLDADURA POR ARCO ELÉCTRICO. ....	19
<b>FIGURA 1.4</b> ESQUEMA DE LA CONVECCIÓN EN EL CHARCO DE SOLDADURA IMPULSADO POR FUERZAS DE MARANGONI COMO RESULTADO DE UN GRADIENTE DE TEMPERATURAS PARA (A) ACERO INOXIDABLE CON BAJO CONTENIDO DE AZUFRE Y (B) ALTO CONTENIDO DE AZUFRE. ....	21

## Capítulo 2

<b>FIGURA 2.1</b> REPRESENTACIÓN EN 2D DEL DOMINIO COMPUTACIONAL DE LA REGIÓN DEL ARCO ELÉCTRICO. ....	29
<b>FIGURA 2.2</b> PROPIEDADES FÍSICAS Y DE TRASPORTE PARA LOS GASES DE COBERTURA EN PROCESOS DE SOLDADURA EMPLEADOS EN ESTE TRABAJO (A) DENSIDAD, (B) ENTALPÍA, (C) CALOR ESPECÍFICO, (D) VISCOSIDAD, (E) CONDUCTIVIDAD TÉRMICA Y (F) CONDUCTIVIDAD ELÉCTRICA. ....	35
<b>FIGURA 2.3</b> COMPOSICIÓN DE UN ARCO DE (A) AR Y (B) N <sub>2</sub> A 100 KPA. ....	36

## Capítulo 3

<b>FIGURA 3.1</b> COMPARACIÓN ENTRE MAPAS DE TEMPERATURA OBTENIDOS EXPERIMENTALMENTE POR HSU ET. AL. [3] (CASOS 1, 2 Y 3 EN TABLA 3.1) Y LOS CÁLCULOS NUMÉRICOS OBTENIDOS EN ESTE TRABAJO PARA UN ARCO ELÉCTRICO DE ARGÓN, 10 MM DE LONGITUD DE ARCO Y A) 100 A, B) 200 A Y C) 300 A. ....	40
<b>FIGURA 3.2</b> COMPARACIÓN ENTRE LOS RESULTADOS DEL MODELO NUMÉRICO PROPUESTO POR HSU ET AL. [3] (CASO 2 DE LA TABLA 3.1) CONTRA LOS OBTENIDOS NUMÉRICAMENTE EN ESTE ESTUDIO PARA: A) PERFIL DE TEMPERATURAS A LO LARGO DEL EJE DE SIMETRÍA, B) PERFIL DE VELOCIDADES A LO LARGO DEL EJE DE SIMETRÍA Y C) PRESIÓN DEL ARCO A LO LARGO DEL EJE DE SIMETRÍA. ....	42
<b>FIGURA 3.3</b> COMPARACIÓN ENTRE LOS RESULTADOS DE MODELOS MATEMÁTICOS Y EXPERIMENTALES DE DIVERSOS TRABAJOS DE ARCOS ELÉCTRICOS EN SOLDADURA CONTRA LOS OBTENIDOS NUMÉRICAMENTE EN ESTE ESTUDIO PARA: A) DISTRIBUCIÓN DE LA DENSIDAD DE FLUJO DE CALOR EN EL ÁNODO (CASOS 4, 5 Y 6 EN TABLA 3.1), B) DISTRIBUCIÓN DE LA DENSIDAD DE FLUJO DE CALOR EN EL ÁNODO (CASO 7 EN TABLA 3.1), C) DISTRIBUCIÓN DE LA DENSIDAD DE CORRIENTE EN EL ÁNODO (CASOS 5 Y 6 EN TABLA 3.1) Y D) DISTRIBUCIÓN DE LA DENSIDAD DE CORRIENTE EN EL ÁNODO (CASOS 7 EN TABLA 3.1) ....	43
<b>FIGURA 3.4</b> VECTORES DE VELOCIDAD PARA ARCOS ELÉCTRICOS DE ARGÓN, 10 MM DE LONGITUD Y CORRIENTES DE: A) 100 A, B) 150 A, C) 200 A, D) 250 A Y E) 300 A. ....	45
<b>FIGURA 3.5</b> CONTORNOS DE TEMPERATURA PARA ARCOS ELÉCTRICOS DE ARGÓN, 10 MM DE LONGITUD Y CORRIENTES DE: A) 100 A, B) 150 A, C) 200 A, D) 250 A Y E) 300 A. ....	46
<b>FIGURA 3.6</b> FLUX DE CALOR EN EL ÁNODO PARA ARCOS ELÉCTRICOS DE ARGÓN, 10 MM DE LONGITUD Y CORRIENTES DE: A) 100 A, B) 150 A, C) 200 A, D) 250 A Y E) 300 A. ....	47
<b>FIGURA 3.7</b> VECTORES DE VELOCIDAD PARA ARCOS ELÉCTRICOS DE ARGÓN, 200 A DE CORRIENTE Y LONGITUDES DE ARCO DE: A) 3 MM, B) 5 MM, C) 7 MM Y D) 10 MM. ....	48
<b>FIGURA 3.8</b> CONTORNOS DE TEMPERATURA PARA ARCOS ELÉCTRICOS DE ARGÓN, 200 A DE CORRIENTE Y LONGITUDES DE ARCO DE: A) 3MM, B) 5 MM, C) 7 MM Y D) 10 MM. ....	49
<b>FIGURA 3.9</b> FLUX DE CALOR EN EL ÁNODO PARA ARCOS ELÉCTRICOS DE ARGÓN, 200 A DE CORRIENTE Y LONGITUDES DE: A) 3 MM, B) 5 MM, C) 7MM Y D) 10 MM. ....	50
<b>FIGURA 3.10</b> VECTORES DE VELOCIDAD PARA ARCOS ELÉCTRICOS DE 200 A DE CORRIENTE, LONGITUD DE ARCO DE 10 MM Y ARDIENDO EN: A) AR, B) HE Y C) AR/HE (50/50).....	51

<b>FIGURA 3.11</b> CONTORNOS DE TEMPERATURA PARA ARCOS ELÉCTRICOS DE 200 A DE CORRIENTE, LONGITUD DE ARCO DE 10 MM Y ARDIENDO EN: A) AR, B) HE Y C) AR/HE (50/50).....	52
<b>FIGURA 3.12</b> FLUX DE CALOR EN EL ÁNODO PARA ARCOS ELÉCTRICOS DE 200 A DE CORRIENTE, LONGITUD DE ARCO DE 10 MM Y ARDIENDO EN: A) AR, B) HE Y C) AR/HE (50/50).....	53
<b>FIGURA 3.13</b> FORMA DEL ARCO EXPRESADA EN FORMA ADIMENSIONAL. RADIO ADIMENSIONAL ( $R_a/R_c$ ) EN FUNCIÓN DE LA POSICIÓN AXIAL ADIMENSIONAL ( $Z/R_c$ ) PARA ARCOS DE ARGÓN Y CORRIENTES DE 200 A 300 A Y LONGITUDES DE 5 A 10 MM. ....	56
<b>FIGURA 3.14</b> CARACTERÍSTICAS DE LA COLUMNA DE UN ARCO ELÉCTRICO DE ARGÓN DE 300 A Y 10 MM: (A) CAMPO MAGNÉTICO, (B) TEMPERATURA Y (C) VELOCIDAD. LAS LÍNEAS PUNTEADAS HORIZONTALES CORRESPONDEN A LA DISTANCIA AXIAL ADIMENSIONAL, $Z/R_c$ , IGUAL A 1, 2 Y 3. ....	58
<b>FIGURA 3.15</b> REPRESENTACIÓN ADIMENSIONAL DE LOS PERFILES RADIALES DE LA DENSIDAD DE CAMPO MAGNÉTICO DE ARCOS ARDIENDO EN ARGÓN.....	59
<b>FIGURA 3.16</b> REPRESENTACIÓN ADIMENSIONAL DE LOS PERFILES RADIALES DE TEMPERATURA EN ARCOS ARDIENDO EN ARGÓN... ..	59
<b>FIGURA 3.17</b> REPRESENTACIÓN ADIMENSIONAL DE LOS PERFILES RADIALES DE VELOCIDAD EN ARCOS ARDIENDO EN ARGÓN. ....	60
<b>FIGURA 3.18</b> COMPARACIÓN DE LA ECUACIÓN 3.6 PARA LA TEMPERATURA Y VELOCIDAD MÁXIMA CONTRA VALORES DE TRABAJOS PREVIOS [3, 43, 56, 92-94]. ....	62
<b>FIGURA 3.19</b> PERFILES RADIALES DEL FLUX DE CALOR DESDE EL ARCO HACIA EL ÁNODO EN ARCOS DE ARGÓN PARA: A) ARCOS CON LONGITUD CONSTANTE DE 10MM Y CORRIENTES DE 200 A, 250 A Y 300 A, B) ARCOS CON CORRIENTE CONSTANTE DE 200 A Y LONGITUDES DE ARCO DE 5 MM, 7 MM Y 10 MM, Y C) PERFIL RADIAL ADIMENSIONAL DEL FLUX DE CALOR PARA TODOS LOS CASOS DE ARGÓN REPORTADOS EN ESTE ESTUDIO. ....	63
<b>FIGURA 3.20</b> PERFILES RADIALES DE LA DENSIDAD DE CORRIENTE DESDE EL ARCO HACIA EL ÁNODO EN ARCOS DE ARGÓN PARA: A) ARCOS CON LONGITUD CONSTANTE DE 10MM Y CORRIENTES DE 200 A, 250 A Y 300 A, B) ARCOS CON CORRIENTE CONSTANTE DE 200 A Y LONGITUDES DE ARCO DE 5 MM, 7 MM Y 10 MM, Y C) PERFIL RADIAL ADIMENSIONAL DE LA DENSIDAD DE CORRIENTE PARA TODOS LOS CASOS DE ARGÓN REPORTADOS EN ESTE ESTUDIO. ....	64
<b>FIGURA 3.21</b> PERFILES RADIALES DE PRESIÓN EN EL ÁNODO EN ARCOS DE ARGÓN PARA: A) ARCOS CON LONGITUD CONSTANTE DE 10MM Y CORRIENTES DE 200 A, 250 A Y 300 A, B) ARCOS CON CORRIENTE CONSTANTE DE 200 A Y LONGITUDES DE ARCO DE 5 MM, 7 MM Y 10 MM, Y C) PERFIL RADIAL ADIMENSIONAL DE PRESIÓN SOBRE EL ÁNODO PARA TODOS LOS CASOS DE ARGÓN REPORTADOS EN ESTE ESTUDIO. ....	66
<b>FIGURA 3.22</b> PERFILES RADIALES DE ESFUERZOS DE CORTE EN EL ÁNODO EN ARCOS DE ARGÓN PARA: A) ARCOS CON LONGITUD CONSTANTE DE 10MM Y CORRIENTES DE 200 A, 250 A Y 300 A, B) ARCOS CON CORRIENTE CONSTANTE DE 200 A Y LONGITUDES DE ARCO DE 5 MM, 7 MM Y 10 MM, Y C) PERFIL RADIAL ADIMENSIONAL DE ESFUERZOS DE CORTE SOBRE EL ÁNODO PARA TODOS LOS CASOS DE ARGÓN REPORTADOS EN ESTE ESTUDIO.....	67
<b>FIGURA 3.23</b> COMPARACIÓN DE LA ECUACIÓN 3.9 PARA EL FLUX DE CALOR Y CORRIENTE MÁXIMOS EN EL ÁNODO COMPARADOS CON VALORES REPORTADOS POR OTROS AUTORES EN TRABAJOS PREVIOS [3, 22, 35, 36, 43, 56, 92, 94, 95].....	69
<b>FIGURA 3.24</b> ENTALPÍA ESPECIFICA ( $J/M^3$ ) EN FUNCIÓN DE LA TEMPERATURA PARA AR, HE, AR-HE (50/50), $O_2$ , $N_2$ Y $H_2$ . ....	71
<b>FIGURA 3.25</b> RADIO DE ARCO ADIMENSIONAL ( $R_a/R_c$ ) * $Pr^{0.85}$ EN FUNCIÓN DE LA DISTANCIA AXIAL ADIMENSIONAL ( $Z/R_c$ ) * $Pr^{0.85}$ PARA GASES MONOATÓMICOS, ARDIENDO EN UN AMPLIO RANGO DE CORRIENTES Y LONGITUDES DE ARCO. ....	73
<b>FIGURA 3.26</b> REPRESENTACIÓN ADIMENSIONAL DE LOS PERFILES RADIALES DE LA DENSIDAD DE CAMPO MAGNÉTICO DE ARCOS ARDIENDO EN GASES MONOATÓMICOS. ....	75
<b>FIGURA 3.27</b> REPRESENTACIÓN ADIMENSIONAL DE LOS PERFILES RADIALES DE TEMPERATURA EN ARCOS ARDIENDO EN GASES MONOATÓMICOS. ....	75
<b>FIGURA 3.28</b> REPRESENTACIÓN ADIMENSIONAL DE LOS PERFILES RADIALES DE VELOCIDAD EN ARCOS ARDIENDO EN GASES MONOATÓMICOS. ....	76
<b>FIGURA 3.29</b> PERFIL RADIAL ADIMENSIONAL DE LA DENSIDAD DE FLUJO DE CALOR EN LA SUPERFICIE DEL ÁNODO PARA ARCOS ARDIENDO EN GASES MONOATÓMICOS, VARIAS CORRIENTE Y LONGITUDES DE ARCO, INCLUYENDO DATOS NUMÉRICOS Y EXPERIMENTALES DE TRABAJOS PREVIOS [22, 35, 46, 96].....	78

<b>FIGURA 3.30</b> PERFIL RADIAL ADIMENSIONAL DE LA DENSIDAD DE CORRIENTE EN LA SUPERFICIE DEL ÁNODO PARA ARCOS ARDIENDO EN GASES MONOATÓMICOS, VARIAS CORRIENTE Y LONGITUDES DE ARCO, INCLUYENDO DATOS NUMÉRICOS Y EXPERIMENTALES DE TRABAJOS PREVIOS [22, 35, 46, 96].	79
<b>FIGURA 3.31</b> PERFIL RADIAL ADIMENSIONAL DE LA PRESIÓN EN LA SUPERFICIE DEL ÁNODO PARA ARCOS ARDIENDO EN GASES MONOATÓMICOS, VARIAS CORRIENTE Y LONGITUDES DE ARCO, INCLUYENDO DATOS NUMÉRICOS Y EXPERIMENTALES DE TRABAJOS PREVIOS [45, 46].	79
<b>FIGURA 3.32</b> CONTRIBUCIÓN DE LOS MECANISMOS DE TRASFERENCIA DE ENERGÍA DENTRO DE LA COLUMNA DE UN ARCO ELÉCTRICO DE ARGÓN A 200 A Y 10 MM DE LONGITUD. A) CONDUCCIÓN, B) CONVECCIÓN, C) EFECTO JOULE, D) EFECTO THOMSON Y E) RADIACIÓN.	83
<b>FIGURA 3.33</b> MAPA DE PREDOMINANCIA DE MECANISMOS DE TRASFERENCIA DE ENERGÍA, ÍNDICANDO QUE MECANISMO TIENE EL VALOR MÁS ALTO EN CADA NODO DEL DOMINIO COMPUTACIONES (ENTRADAS GRAFICADAS DEL LADO IZQUIERDO Y SALIDAS DEL LADO DERECHO).	85
<b>FIGURA 3.34</b> MAPA DE PREDOMINANCIA DE MECANISMOS DE ENTRADA Y SALIDA DE ENERGÍA PARA UN ARCO ELÉCTRICO DE ARGÓN DE 200 A Y 10 MM. LA ESCALA LOGARÍTMICA DE COLOR DE CADA MECANISMO REPRESENTA SU VALOR RELATIVO RESPECTO A SU VALOR MÁXIMO EN TODO EL DOMINIO, MIENTRAS QUE LAS ISOLÍNEAS REPRESENTAN LA DOMINANCIA DE ESE MECANISMO RESPECTO AL RESTO DE MECANISMOS PRESENTES.	86
<b>FIGURA 3.35</b> MAPA DE PREDOMINANCIA IGUAL O MAYOR AL 80% DE MECANISMOS DE ENTRADA Y SALIDA DE ENERGÍA PARA UN ARCO ELÉCTRICO DE ARGÓN DE 200 A Y 10 MM.	88
<b>FIGURA 3.36</b> EFECTO DE LA INTENSIDAD DE CORRIENTE EN LA PREDOMINANCIA DE LOS MECANISMOS DE TRASFERENCIA DE ENERGÍA DE ARCOS ELÉCTRICOS DE ARGÓN DE 10 MM DE LONGITUD Y A) 150 A, B) 200 A, C) 250 A Y D) 300 A.	89
<b>FIGURA 3.37</b> EFECTO DE LA LONGITUD DE ARCO EN LA PREDOMINANCIA DE LOS MECANISMOS DE TRASFERENCIA DE ENERGÍA DE ARCOS ELÉCTRICOS DE ARGÓN DE 200 A Y A) 5 MM, B) 7 MM Y C) 10 MM.	90
<b>FIGURA 3.38</b> EFECTO DEL GAS DE COBERTURA EN LA PREDOMINANCIA DE LOS MECANISMOS DE TRASFERENCIA DE ENERGÍA DE ARCOS ELÉCTRICOS DE 200 A, 10 MM, Y ARDIENDO EN A) AR, Y B) HE.	91

## Anexo 1

<b>FIGURA A1</b> DOMINIO COMPUTACIONAL DE LAS MALLAS USADAS EN EL ESTUDIO DE LA SENSIBILIDAD DE MALLA: A) 40 x 40, B) 60 x 60 Y C) 80 x 80.	97
<b>FIGURA A2</b> ESTUDIO DE SENSIBILIDAD DE MALLA PARA A) VELOCIDAD, B) TEMPERATURA, C) PRESIÓN Y D) DENSIDAD DE CORRIENTE, A LO LARGO DEL EJE DE SIMETRÍA.	98
<b>FIGURA A3</b> ESTUDIO DE SENSIBILIDAD DE MALLA PARA A) DENSIDAD DE FLUJO DE CALOR, B) DENSIDAD DE CORRIENTE Y C) ESFUERZOS DE CORTE, EN LA SUPERFICIE DEL ÁNODO.	99

# Índice de Tablas

## Capítulo 2

<b>TABLA 2.1</b> CONDICIONES A LA FRONTERA DEL MODELO DE ARCO ELÉCTRICO BASADAS EN EL ARREGLO GEOMÉTRICO DE LA <b>FIGURA 2.1</b> .....	32
<b>TABLA 2.2</b> MATRIZ DE EXPERIMENTOS PARA UN ARCO ELÉCTRICO DE ARGÓN. ....	38

## Capítulo 3

<b>TABLA 3.1</b> ESTUDIOS EXPERIMENTALES Y NUMÉRICOS EN ARCOS ELÉCTRICOS DE SOLDADURA UTILIZADOS PARA LA VALIDACIÓN DE LOS CÁLCULOS REALIZADOS EN ESTE TRABAJO. ....	39
<b>TABLA 3.2</b> RESUMEN DE LAS PRINCIPALES PROPIEDADES DE ARCOS ELÉCTRICOS EN ARGÓN VARIANDO LA CORRIENTE (I), LA LONGITUD DE ARCO (L) Y EL GAS DE COBERTURA (G). ....	54
<b>TABLA 3.3</b> RANGOS DE VALIDEZ, $R^2$ Y COEFICIENTES DE LAS <b>ECUACIONES 3.1 – 3.9</b> PARA ARCOS DE ARGÓN. ....	70
<b>TABLA 3.4</b> PROPIEDADES FÍSICAS Y NÚMERO DE PRANDTL PARA ARGÓN, HELIO Y UNA MEZCLA AR-HE (50/50) A LA TEMPERATURA A LA CUAL LA CONDUCTIVIDAD ELÉCTRICA ES $\approx 2850$ S/M. ....	72
<b>TABLA 3.5</b> RANGOS DE VALIDEZ, $R^2$ Y COEFICIENTES DE LAS <b>ECUACIONES 3.5, 3.6, 3.10 – 3.17</b> PARA ARCOS DE GASES MONOATÓMICOS. ....	81

## **PREFACIO**

El presente trabajo de tesis doctoral se da como resultado del esfuerzo realizado por investigadores y estudiantes de instituciones como la Universidad Nacional Autónoma de México (UNAM) y la Universidad de Alberta en Canadá. Este trabajo pretende comprender y simular computacionalmente el proceso de soldadura por arco eléctrico GTAW por sus siglas en inglés (Gas Tungsten Arc Welding) en diferentes gases o mezclas de gases, para finalmente proporcionar información práctica y relevante de dicho proceso, así como la generación de fórmulas aritméticas sencillas capaces de predecir características tanto de la columna del arco eléctrico como las interacciones con la pieza de trabajo, las cuales podrán ser aplicadas directa e inmediatamente en la industria.

El proceso de soldadura por arco eléctrico es un proceso complejo que requiere la comprensión de los fenómenos magneto-hidrodinámicos presentes dentro del sistema como la única forma de poder optimizar las diversas variables que den un desempeño óptimo del proceso de soldadura y producir uniones sanas. Esto es muy importante, ya que podemos controlar la cantidad y distribución del calor que se aplica a la pieza de trabajo y predecir la zona térmicamente afectada por el calor, de igual manera podemos predecir las velocidades y presiones con las que el jet impacta sobre el charco de soldadura y así evitar defectos en la soldadura como salpicaduras, inclusiones no metálicas, entre otras. Lo anterior está en función de algunas variables de proceso como son la corriente aplicada, la longitud del arco y el gas o mezcla de gases de cobertura.

En el capítulo 1, se revisa la física del arco y la relación entre el arco y la unión soldada y se ahonda en temas como la justificación de la realización del presente trabajo, estableciendo los objetivos y la hipótesis de este. También se da una semblanza del estado del arte en el modelado matemático de arcos eléctricos en soldadura y se menciona además como ha sido la evolución de los modelos de arcos eléctricos en soldadura a través del tiempo y cuales han sido los principales temas de interés de los grupos académicos dedicados a la investigación de los procesos de soldadura en arco eléctrico.

En el capítulo 2 se describe la metodología de trabajo, se realiza una breve descripción de la física del arco, y posteriormente se escribe y explica el modelo matemático empleado (suposiciones, ecuaciones gobernantes, condiciones de frontera, etc.). Finalmente, se habla de la solución del modelo numérico, la cual fue implementada con el uso de un software comercial CFD por sus siglas en inglés (Computational fluid dynamics) "PHOENICS" versión 2017.

Los resultados y el análisis de estos son presentados en el Capítulo 3, donde se enumeran las correlaciones obtenidas a través de un análisis adimensional de los resultados obtenidos a través de las simulaciones computacionales. Se pueden

observar en primera instancia gráficas de los patrones de flujo, contornos de temperatura y la densidad de corriente y flujo de calor que se trasfiere a la pieza de trabajo para un arco eléctrico de argón, posteriormente se realizan cálculos con helio y mezclas de argón y helio, los cuales se presentan como arcos eléctricos de gases monoatómicos, para continuar con cálculos en gases diatómicos (oxígeno y nitrógeno). Luego de todos los resultados de los distintos arcos simulados, toda la información obtenida es condensada y presentada en forma tabular con correlaciones representadas que nos arrojan datos muy relevantes como la temperatura y velocidades dentro de la columna del arco, así como la cantidad de calor transmitida a la pieza de trabajo, entre otras interacciones entre arco y charco de soldadura, que pueden ser calculadas para un amplio rango de variables de operación y gases de cobertura empleados con fórmulas simples y usando una calculadora de bolsillo sin necesidad de realizar simulaciones numéricas complejas.

Adicionalmente y como resultado colateral al objetivo del presente trabajo, se presentan resultados de mapas de mecanismos dominantes de energía dentro de la columna del arco, los cuales surgieron de manera paralela al trabajo principal como una idea para entender de mejor forma la compleja física que involucra la formación de un arco eléctrico y poder realizar en trabajos posteriores balances de energía en zonas importantes dentro del arco.

En el Capítulo 4 se presentan las principales conclusiones y aportaciones de los resultados obtenidos. Estos permiten la generación de contenido práctico que puede ser usado de igual forma por personas con un amplio conocimiento en el tema o por personal técnico como soldadores o investigadores.

El presente trabajo derivó en conocimiento original que dio lugar a la escritura de tres artículos, sometidos a revistas internacionales indexadas con un estricto arbitraje por pares, uno más a una revista no indexada de divulgación, así como la presentación de resultados en congresos nacionales e internacionales a través de ponencias y memorias.

Los artículos son:

1. (Revista no indexada) Delgado, J., Méndez, P., & Ramírez Argáez, M. **Efecto de la corriente y longitud de arco en soldadura por arco eléctrico en CO<sub>2</sub> mediante simulación numérica**. Revista Prisma Tecnológico, 2018. 9(1), 26-30.
2. (Revista indexada) Delgado-Álvarez, A., P.F. Mendez, and M.A. Ramírez-Argáez, **Dimensionless representation of the column characteristics and weld pool interactions for a dc argon arc**. Science and Technology of Welding and Joining, 2019. 24(7): p. 634-643.
3. (Revista indexada) Alfredo Delgado-Álvarez, Patricio F. Mendez, Anthony B. Murphy and Marco A. Ramirez-Argaez, **Generalized representation of arc**



**shape, arc column characteristics and arc-weld pool interactions for dc electric arcs burning in monoatomic gases.** Journal of Physics D: Applied Physics, Accepted Manuscript online 9 October 2020.

4. (Escrito en revisión final por los autores y por mandarse a una revista indexada) Alberto Velázquez-Sánchez, Alfredo Delgado-Álvarez, Patricio F. Méndez and Marco A. Ramírez-Argáez, **CFD Analysis of the Predominance of Heat Transfer Mechanisms in Electric Arc Columns.**

Los congresos donde se han presentado resultados del presente trabajo son:

1. **Efecto de la corriente y longitud de arco en soldaduras con arco eléctrico asistido por modelado matemático.** Presentado en el VI congreso internacional de ingeniería, ciencias y tecnología de Panamá. Panamá (2017).
2. **Modelado matemático de soldadura con arco TIG expuesta en diferentes atmosferas.** Presentado en el XXIII Congreso Internacional Anual de la SOMIM. Cuernavaca, Morelos (2017).
3. **Mathematical modeling of argon and nitrogen plasma arcs at atmospheric pressure.** Presentado en el 72<sup>nd</sup> Annual Congress of the ABM. Sao Pablo, Brazil (2017).
4. **Universal representation of the arc column and arc-weld pool interactions for tungsten inert gas welding.** Presentado en el XXVII International Materials Research Congress de Cancún. Cancún, Quintana Roo (2018).

Finalmente, la tesis ha sido asistida por alumnos de licenciatura y maestría que han sido apoyados y supervisado técnicamente, y que han conseguido trabajos de tesis de forma paralela a este proyecto que ha sido financiado por la DGAPA a través del proyecto PAPIIT IN115617.

## RESUMEN

El proceso de soldadura por arco eléctrico es un proceso complejo que requiere la comprensión de los fenómenos magneto-hidrodinámicos presentes dentro del sistema como la única forma de poder optimizar las diversas variables que den un desempeño óptimo del proceso de soldadura que resulte en uniones sin defectos. Esta comprensión puede alcanzarse haciendo uso de diferentes herramientas como expresiones analíticas, simulaciones numéricas y mediciones experimentales. Este trabajo en particular hace uso de las simulaciones computacionales a través de un modelo numérico para un proceso de soldadura por arco eléctrico (GTAW), variando el gas de cobertura, la corriente aplicada y la longitud de arco para cuantificar su efecto en las principales características del arco (temperatura, velocidad, campo eléctrico, etc.) así como en las interacciones arco-charco de soldadura (flujo de calor, de corriente, presión y esfuerzo de corte). El modelo se implementó en un software computacional CFD Phoenix versión 2017, el cual se basa en los principios de conservación de masa, cantidad de movimiento, energía, carga eléctrica y ley de Ohm, que en conjunto con las leyes de Maxwell describen las propiedades eléctricas de la columna del arco, patrones de flujo, contornos de temperatura, campo magnético y densidad de corriente, así como las interacciones que existen entre el arco eléctrico y la pieza de soldadura, flujo de calor, densidad de corriente, presiones y esfuerzos de corte.

La condensación de los resultados obtenidos a través de los modelos computacionales fue usada para crear ecuaciones algebraicas simples que describen las características eléctricas de la columna del arco (campo magnético, temperatura y velocidad), así como las interacciones con el charco de soldadura (flujo de calor, densidad de corriente, presión y esfuerzo de corte), para arcos eléctricos que operan bajo diferentes gases de cobertura, sin importar la corriente aplicada y longitud de arco empleadas en procesos típicos de soldadura. Todas las ecuaciones surgen a partir de la obtención de una forma única del arco eléctrico (zona visible del arco), la cual se traza a través de una isoterma donde el arco tiene la suficiente conductividad eléctrica como para conducir la electricidad ( $\approx 2850$  S/m), que para el caso de argón esta isoterma corresponde con una temperatura de 10,000 K. Esta forma única del arco puede ser representada para cada gas, o para grupos o mezclas de gases específicos (gases monoatómicos o diatómicos) si esta es trazada de una forma adimensional adecuada.

Las correlaciones propuestas pueden ser usadas para calcular variables de proceso y prevenir defectos de soldadura a través de las interacciones del arco con la pieza de soldadura. Las ecuaciones podrán ser aplicadas directa e inmediatamente en procesos industriales por ingenieros, por tratarse de fórmulas simples sin la necesidad de realizar cálculos o simulaciones computacionales

complejas, generando y simplificando a través de fórmulas y tablas información muy valiosa. Actualmente, los modelos presentan información inconclusa, no sintetizada y por lo tanto de poca utilidad industrial o para la investigación.

## ABSTRACT

The electric arc welding process is a complex process that requires an understanding of the magneto-hydrodynamic phenomena present within the system as the only way to optimize the various variables that give optimal performance of the welding process without defects. This understanding can be achieved using different tools such as analytical expressions, numerical simulations, and experimental measurements. This work makes use of computational simulations through a numerical model for a GTAW (Gas Tungsten Arc Welding) process and the model is used to perform a process analysis that describes the effect of varying the composition of the shielding gas, the applied current and the arc length on the main characteristics of the arc and on the arc-weld pool interactions. The model was implemented in CFD Phoenix computational software version 2017, which is based on the principles of conservation of mass, momentum, energy, electric charge and Ohm's law. Which together with Maxwell's laws describe the electrical properties of the arc column, fluid flow patterns, temperature contours, magnetic field, etc., as well as the interactions that exist between the electric arc and the weld pool, such as heat flux, current flux, pressure and shear stress.

Synthesis of the results obtained through the computational models was used to create simple algebraic equations that describe the electrical characteristics of the arc column (magnetic field, temperature and velocity), as well as the interactions with the weld pool (heat flux, current density, pressure and shear stress), for electric arcs in different gases, regardless of the applied current and arc length used in typical welding processes. These simple equations arise from obtaining a unique form of the electric arc (visible area of the arc), which is drawn through an isotherm corresponding to the boundary of the arc that has just enough electric conductivity to conduct electricity ( $\approx 2850$  S/m). This unique arc shape can be represented for each gas or gas mixtures if it is plotted in a suitable dimensionless way.

The proposed correlations can be used to calculate process variables and prevent weld defects through interactions of the arc with the weld pool. The equations can be applied directly and immediately in industrial processes by engineers, as they are simple formulas without the need to perform complex computational calculations or simulations, generating and synthesizing valuable information through formulas and tables. The current state-of-the-art in arc physics presents models that provide information that is not conclusive, not synthesized, and therefore not industrially useful.

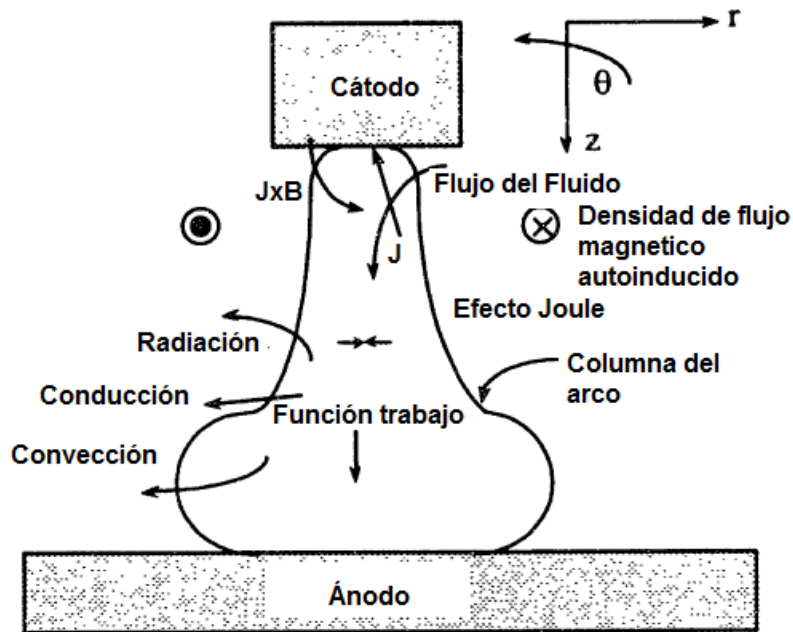
# CAPÍTULO 1: INTRODUCCIÓN

Los plasmas térmicos y en general los arcos eléctricos se usan ampliamente en muchas aplicaciones y son indispensables para unir o soldar piezas metálicas en diversos sectores de la industria manufacturera, por ejemplo, en la construcción de aviones, puentes, edificios y tuberías, así como en sectores de la industria automotriz, de componentes electrónicos, entre otros. Esto se debe al hecho de que se genera una fuente de calor estable e intensa que es proporcionada con costos de equipo relativamente bajos [1, 2]. Estos plasmas térmicos pueden generarse a través de diferentes métodos, como descargas eléctricas de corriente directa (DC) a intensidades de corriente superiores a unos pocos amperes y hasta corrientes de  $10^5$  A. Estos se pueden catalogar en arcos de combustión libre o atmosférica [3, 4], arcos de plasma transferidos (PTAW por sus siglas en inglés) [5, 6], o arcos no transferidos [7, 8], arcos de corriente alterna (CA) o transitorios (lámparas [9, 10]), plasmas de radiofrecuencia (RF por sus siglas en inglés) [11], entre otros.

Los arcos eléctricos formados en los procesos de soldadura consisten en una mezcla de electrones, iones, partículas neutras y fotones, en contraste con un gas, los plasmas son eléctricamente conductores, de hecho, pueden alcanzar conductividades eléctricas superiores a la de los metales. Dentro de los diversos tipos de plasma existentes, los plasmas formados en los procesos de soldadura son catalogados como arcos de alta intensidad que se forman a partir de corrientes mayores a 50 A y presiones mayores a 10 KPa (0.1 atmósferas). Estos arcos se caracterizan porque cualquier sección transversal del arco es conductora.

La soldadura con arco eléctrico ha sido extensamente usada y estudiada a través de los años debido a su importancia tecnológica. Una representación minimalista de dicho proceso parte de la aplicación de un voltaje entre un electrodo (cátodo) y la pieza de trabajo (ánodo). La corriente eléctrica fluye a través de un gas ionizado que se encuentra entre el cátodo y el ánodo debido a electrones de alta energía que son emitidos termiónicamente desde el cátodo y colisionan con moléculas del gas y esas colisiones ionizan el gas. Los electrones aceptan la energía del campo eléctrico aplicado y llegan a una mayor temperatura que los iones y partículas neutras. Los procesos de colisión a alta presión (1 atmósfera) actúan para equilibrar la temperatura de todas las especies presentes entre los electrodos de tal manera que la suposición de Equilibrio Termodinámico Local (LTE por sus siglas en inglés, Local Thermodynamic Equilibrium) es válida en la mayor parte del arco. El paso de la corriente eléctrica entre los electrodos induce un campo magnético azimutal  $\Theta$ , y el flux de campo magnético interactúa con la densidad de corriente para producir fuerzas de cuerpo electromagnéticas, dadas por el producto cruz de estos dos vectores (campo magnético y densidad de corriente). Estas fuerzas predominantemente son alineadas radialmente y apuntan hacia el eje de

simetría del arco (ver **Figura 1.1**). Las fuerzas electromagnéticas decrecen en intensidad conforme la distancia desde el arco se incrementa debido a la dispersión o ensanchamiento del arco. Esta gran variación en la magnitud de las fuerzas de cuerpo produce grandes diferencias de presión justo debajo del cátodo. El resultado es la formación de un jet de alta velocidad dirigido hacia la pieza de trabajo. Cuando este jet alcanza el ánodo es desviado produciendo una alta presión de estancamiento que deforma la superficie libre del charco de soldadura y puede ser el origen de defectos. Entonces, el jet se desvía radialmente desde el eje de simetría sobre el ánodo lo que produce la forma característica de “campana” de los arcos de alta intensidad. El paso de corriente a través del arco genera calor por efecto Joule y se alcanzan temperaturas altas por arriba de los 10,000 K (temperatura a la cual la conductividad eléctrica de diversos gases empieza a ser significativa para conducir corriente) así como elevados gradientes de temperaturas entre los electrodos fríos y la columna del arco caliente. La convección de calor del plasma caliente promovido por el jet generado es una de las contribuciones al calentamiento de la pieza de trabajo. El transporte de energía por medio de los electrones y radiación son mecanismos de transferencia de calor adicionales que deben ser considerados en el balance de energía.



**Figura 1.1** Representación de la región de un arco eléctrico en un proceso de soldadura.

## 1.1 Revisión Bibliográfica

A través del tiempo y en función de la aparición de diversos procesos tecnológicos, diversos grupos de investigadores se han esforzado por comprender y optimizar dichos procesos, el caso de los procesos de soldadura con arco eléctrico

no es la excepción y desde su aparición una basta cantidad de investigadores ha tratado de describir y explicar la física involucrada. El primer intento se realizó en la década de los 50 del siglo pasado, cuando Maecker fue el primero en explicar la generación del jet de alta intensidad producido por fuerzas electromagnéticas a altas corrientes y derivó expresiones simplificadas para la máxima velocidad y presión dentro del arco a través de las ecuaciones de Navier-Stokes y Maxwell [12]. Posteriormente en las siguientes tres décadas se realizaron diversas investigaciones entre las que destacan las realizadas por Lowke [13], Squire [14], Ramakrishnan [15, 16], y Allum [17], las cuales derivaron en la obtención de expresiones analíticas que relacionan las principales características de un arco eléctrico, como, el voltaje, el campo eléctrico, el radio del arco y la velocidad del plasma en función de algunas variables de proceso como, la longitud del arco, la corriente, la temperatura y la presión del gas. Desafortunadamente, estas expresiones analíticas se obtuvieron a través del uso de simplificaciones muy significativas, despreciando los efectos viscosos y asumiendo arcos isotérmicos, propiedades físicas constantes y una forma simple del arco, lo que da como resultado un sistema de arco predicho que está muy alejado de la realidad.

El gran avance tecnológico en disciplinas como la computación dio origen a la generación de modelos matemáticos resueltos numéricamente, llamados también modelos numéricos, mucho más complejos que fueron resueltos a través de métodos numéricos avanzados y en equipos de cómputo cada vez más poderosos, las cuales permitieron la solución numérica acoplada de todos los fenómenos de transporte involucrados en un arco, resultando en una descripción de los fenómenos involucrados en arcos eléctricos de forma más realista. Fue a partir de la década de los 80 del siglo pasado, cuando se modelaron por primera vez de esta manera realista arcos eléctricos de soldadura, tal y como lo hizo Hsu *et al.* [3], Mckelliget y Szekely [18], Choo *et al.* [19], Kim *et al.* [20] y Lowke *et al.* [21] por mencionar algunos de los trabajos pioneros en modelado numérico de arcos eléctricos en soldadura. Estos trabajos simularon arcos eléctricos con argón como gas de cobertura, usando una densidad de corriente en un área muy pequeña del cátodo,  $J_c$ , como el único parámetro ajustable. Estos trabajos reproducen campos de temperatura, corrientes y densidades de flujo de calor en la superficie del ánodo y todos ellos están en buen acuerdo con mediciones experimentales realizadas en su momento por Nestor [22] y Hsu [3].

Actualmente, y desde hace ya varios años los modelos matemáticos de arcos eléctricos en soldadura se ocupan de problemas y regiones específicas dentro del sistema, esto debido a la complejidad de este. Alrededor del mundo existen diversos y distintos grupos de investigadores abordando estos temas en función de las necesidades que se tengan al querer entender y optimizar ciertos aspectos de los diferentes procesos de soldadura por arco eléctrico. Estos temas los podemos

clasificar en diferentes tópicos como pueden ser la depresión del charco de soldadura, la influencia del tipo de material y geometría de los electrodos en las características eléctricas del arco, fenómenos en las interfaces entre los electrodos y el arco (caída catódica y caída anódica), la formación de gotas en electrodos consumibles y la influencia del gas o gases de cobertura en un arco eléctrico, así como la generación de vapores metálicos, entre otros.

La gran cantidad de trabajos y tópicos existentes en arcos eléctricos en procesos de soldadura nos obliga a organizarlos y a presentar un resumen sobre algunos de los aspectos más relevantes a la hora de modelar arcos eléctricos en soldadura.

### **1.1.1 Tipo de material y geometría de los electrodos**

Los cátodos utilizados en aplicaciones con arcos eléctricos en soldadura suelen modelarse a través de la emisión de electrones con base en la ecuación de Richardson-Dushman [23], dominada por la emisión termiónica, que se complementa con una corrección para el llamado efecto Schottky. El modelo de emisión Richardson-Dushman-Schottky involucra dos incógnitas, la temperatura y la intensidad del campo eléctrico en la superficie del cátodo y dos parámetros dependientes. El primer parámetro es la constante de Richardson  $A_R$  que depende del tipo de material y el segundo parámetro es la función trabajo  $\Phi$  que se puede definir como la energía mínima que debe darse a un electrón de valencia para ser liberado de la superficie metálica.

El conjunto de parámetros  $A_R$  y  $\Phi$  generalmente son determinados mediante mediciones experimentales ajustadas con la ley de emisión. Varios autores han estudiado los electrodos usados típicamente en procesos de soldadura, electrodos de tungsteno y tungsteno con torio y han observado que su función trabajo  $\Phi$  varía con la corriente de arco y, por lo tanto, con la temperatura del material [24, 25]. Al modelar el acoplamiento cátodo-arco, la elección hecha para  $A_R$  y  $\Phi$  tiene una influencia significativa en el campo de temperatura calculado en el arco.

El tipo de material del cual está hecho un electrodo, no es la única variable de proceso que puede afectar de manera significativa el proceso de soldadura. La geometría de la punta del electrodo puede influenciar de forma significativa las propiedades del arco eléctrico y por consecuencia afectar la calidad de la pieza soldada [1]. Los primeros trabajos evaluando el efecto de la geometría del cátodo fueron realizados por Savage *et al.* [26] y Key [27], para piezas de acero al carbono y acero inoxidable respectivamente. Encontraron que aumentar el ángulo de la punta del electrodo de 30 a 120° disminuye el ancho del charco de soldadura en aproximadamente un 50% y, por el contrario, la profundidad del charco de soldadura aumentó 45% aproximadamente. Posteriormente trabajos encabezados por Goodarzi *et al.* [28, 29] y Urusov y Urusova [30], a través de un modelo numérico,



hicieron variar el ángulo de puntas de electrodos cónicos desde 10 a 150°, descubriendo que, al aumentar el ángulo (electrodo más plano) se produce una contracción del diámetro del arco eléctrico, lo que provoca un aumento de la densidad de corriente y flujo de calor en el ánodo, en el caso contrario, la disminución del ángulo en el electrodo aumenta la velocidad del jet y promueve un esfuerzo cortante mayor sobre la superficie del ánodo. Como resultado de estos cambios en las propiedades del arco se pueden producir de igual manera cambios significativos en la forma y tamaño de la soldadura. Así, con electrodos más afilados (menores ángulos), al generarse mayores velocidades y esfuerzos cortantes que provocan una distribución más homogénea de la energía que se transfiere desde el arco, el resultado es soldaduras más anchas y menos profundas que con electrodos más planos. Todos estos resultados están en buen acuerdo con resultados experimentales reportados por Tsai y Eagar [31] y Lu y Kou [32].

### **1.1.2 Gas de cobertura**

Los plasmas térmicos han sido usados a través de los años en un sinnúmero de aplicaciones industriales [33, 34]. Estas aplicaciones incluyen arcos eléctricos de soldadura, hornos de arco eléctrico, lámparas, antorchas de plasma, atomización por plasma, etc. Todas estas aplicaciones tienen en común el uso de un gas o mezclas de gases de cobertura. Por ejemplo, en soldadura TIG (Tungsten Inert Gas) a menudo se mezcla helio o hidrógeno en arcos de argón. En soldadura MIG (Metal Inert Gas) se mezclan oxígeno o dióxido de carbono en arcos de argón. Para la atomización por plasma es común añadir nitrógeno, helio o hidrógeno en argón, entre otros gases.

A pesar de que los procesos que involucran el uso de plasmas térmicos están siempre asociados a una mezcla de gases, las investigaciones tanto experimentales como teóricas se concentraron en un principio en plasmas de gases puros, argón principalmente. Esto se debe a que el Ar es el gas más usado en soldadura con arco y también a la simplificación del problema, ya que la presencia de más de un elemento químico complica significativamente el cálculo de las propiedades del plasma. Existen innumerables trabajos que definen completamente las características del arco de Ar, y la interacción que tiene con el charco de soldadura [35-37]. Sin embargo, la mayoría de los procesos de soldadura usan también distintos gases además del argón como gas de cobertura.

En el caso de la soldadura GTAW, el helio se usa con frecuencia como gas protector para mejorar la productividad del proceso. Aunque las primeras mediciones de las propiedades de arcos de helio sugirieron que estos pueden estar fuertemente alejados del LTE [38], investigaciones espectroscópicas, realizadas por Bott [39] sugieren que la columna del arco a corrientes mayores a 100 A se encuentran en LTE. Estos dos gases de cobertura (Ar y He) son los más usados en

procesos de soldadura, así como mezclas entre ambos gases. Los pioneros en realizar estudios con helio como gas de cobertura fueron Suga y Hasui [40], los cuales a través de un diseño experimental variaban la presión de la atmósfera de helio y reportaron la variación de algunas características como la forma del arco, la caída de potencial y la profundidad de penetración. Años más tarde, surgieron trabajos donde el principal objetivo era destacar las diferencias principales entre un arco de soldadura, así como de las interacciones con la pieza de trabajo, de arcos eléctricos ardiendo en argón contra arcos eléctricos ardiendo en helio [41, 42]. Posteriormente y con la necesidad de modelar procesos más realistas, se realizaron diversos trabajos modelando diferentes gases de cobertura de interés en procesos de soldadura. Así, hay trabajos que reportan la influencia de gases puros como argón, helio, hidrógeno y nitrógeno [43-45], y algunas mezclas entre ellos [46-49] sobre las características de los arcos. Los modelos más recientes incluyen la influencia de vapores metálicos que son desprendidos por la pieza de trabajo, ya que se sabe que el vapor de hierro (en el caso de soldadura de metales ferrosos) aumenta la conductividad eléctrica y el coeficiente de emisión de radiación a temperaturas bajas, es decir, la conductividad eléctrica aumentaría cerca del ánodo en radios grandes, y luego la densidad de corriente en el eje debe ser menor en presencia de vapor metálico que en su ausencia [50]. Existen reportados numerosos trabajos tratando de explicar el efecto que tienen las mezclas de vapores metálicos con diferentes gases o mezclas de gases de cobertura sobre las propiedades físicas y las interacciones con el baño de soldadura [4, 5, 50-56].

Las propiedades de un arco eléctrico en soldadura dependen fuertemente del gas de cobertura usado. Por ejemplo, los arcos de helio transfieren más energía con una densidad de flujo de calor más alta a la pieza de trabajo que los arcos de argón, para cualquier valor de corriente y longitud de arco [1]. En el caso de otros gases de cobertura, la diferencia entre los campos de temperatura y el patrón de flujo para arcos de argón, helio, hidrógeno y nitrógeno fue descrito por Murphy et al. [43]. Se determinó que un arco de argón tiene la menor caída de voltaje, menor temperatura máxima de arco, menor temperatura en el ánodo y menores velocidades en el arco que el resto de los arcos con diferentes gases. En el caso de arcos de gases diatómicos, en particular el de hidrógeno, la energía se focaliza en el centro del arco, y tiene la temperatura máxima más elevada de entre todos los arcos. Por último, el arco de helio no tiene la forma típica de campana y no obstante que la temperatura máxima en el arco es mayor que para un arco de argón y las velocidades cerca del cátodo también lo son, cerca del ánodo las velocidades para un arco de argón son mayores que en helio.

Todos estos cambios en las propiedades físicas del arco, así como la interacción de estos con la pieza de trabajo están ligados a las diferentes propiedades termo físicas y coeficientes de transporte de cada gas. Las propiedades

termodinámicas como la densidad, entalpía y calor específico pueden ser calculadas una vez conocida la composición. Existen tablas reportadas en la literatura. Una base completa se puede encontrar en Boulos *et al.* [57].

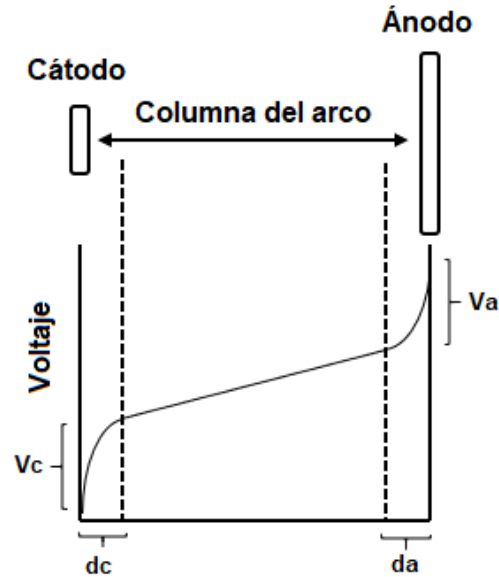
En el caso de las propiedades de transporte, como la conductividad eléctrica y conductividad térmica, estas son calculadas y suelen ser mucho más confiables que los valores medidos experimentalmente, ya que estas mediciones presentan muchas dificultades debido a las altas temperaturas en las que existen los plasmas (hasta 30,000 K). Los coeficientes de transporte son calculados a través del método Chapman y Cowling [58], que se basa en la solución aproximada a la ecuación de Boltzmann. Las expresiones para los coeficientes de transporte se derivan como funciones de las integrales de colisión, que son promedios sobre una distribución de Maxwell de las secciones transversales de colisiones binarias. Se requieren integrales de colisión para cada par de especies presentes en el plasma. Normalmente se derivan de los potenciales intermoleculares. Existen tablas publicadas para la mayoría de gases y mezclas de gases de interés por ejemplo: argón, nitrógeno, oxígeno y mezclas de argón-oxígeno y argón nitrógeno [59]; aire y mezclas de argón-aire, nitrógeno-aire y oxígeno-aire [60]; helio y mezclas de argón-helio [61]; hidrogeno y mezclas de argón-hidrogeno [62], mezclas de nitrógeno-hidrogeno [63], y más recientemente para mezclas de argón con vapor metálico de la pieza de trabajo (Cobre, hierro y aluminio) [64].

Por último, el coeficiente de emisión radiativa es mucho más difícil de calcular. Los pioneros en mediciones de este tipo fueron Evans y Tankin para argón [65], Ernst *et al.* para nitrógeno [66] en la década de los 70. Posteriormente Cram [67] presentó un esquema relativamente simple para el cálculo de la emisión radiativa y cálculos más recientes y sofisticados han sido presentados por Aubrecht y Lowke [68], y Gleizes *et al.* [69].

### 1.1.3 Fenómenos en las interfases

Las caídas de potencial pronunciadas delante de los electrodos y los gradientes de potencial relativamente pequeños a lo largo de la columna del arco sugieren que el sistema tenga que ser dividido en tres partes (ver **Figura 1.2**):

- Región catódica
- Región anódica
- Columna del arco



**Figura 1.2** Distribución de potencial típica a lo largo del arco.

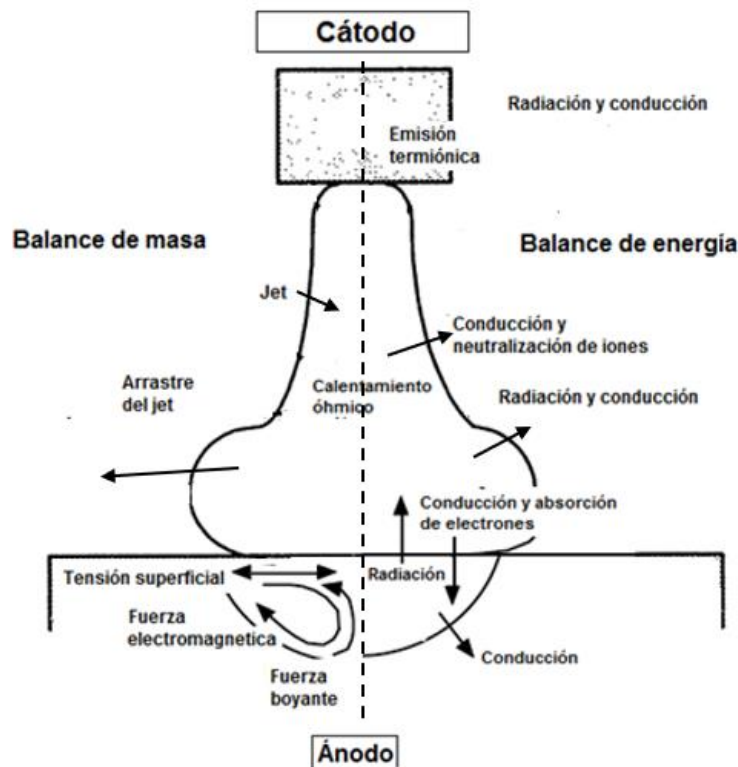
En arcos eléctricos, la parte central de la columna de plasma puede estar en equilibrio térmico local LTE (por sus siglas en inglés), lo que significa que la temperatura de todas las partículas presentes es la misma. Sin embargo, en las fronteras entre el arco eléctrico con el cátodo y el ánodo por lo general se desvían del LTE [8, 70] debido al contacto con los electrodos fríos. En contraste con la columna de plasma, las capas de cátodo y ánodo presentan condiciones de no equilibrio severos, incluyendo temperatura, densidad de carga eléctrica y especies químicas. Estos no-equilibrios se extienden sobre regiones que difieren en términos de física, escalas de modelado y espesores, dependiendo de las combinaciones de parámetros del proceso tales como el gas de protección (por ejemplo, monoatómico o diatómico), la presión o la corriente eléctrica. Las capas del cátodo y del ánodo se han investigado desde hace ya muchos años. Existen varias revisiones y entre las más recientes se encuentra la revisión propuesta por Franklin [71], sobre la región del contorno de la capa plasmática y la evolución de su comprensión y modelado a lo largo del tiempo, por Benilov [72] y Shirvan [73] sobre el modelo de capa catódica y por Heberlein *et al.* [74] y Shkol'nik [75] en el modelado de la capa anódica.

#### **1.1.4 Depresión de la piscina de soldadura**

En los procesos de soldadura, uno de los parámetros más importantes es la zona de penetración de la soldadura, definida como la zona entre las piezas a unir que ha sido fundida por efecto del arco eléctrico y la mayor o menor profundidad de esta zona tiene una relación directa con la resistencia mecánica de esta. Una diferencia significativa en la profundidad de la soldadura puede conducir a fallas catastróficas de la estructura. También conduce a un aumento considerable de los costos de fabricación si estas tienen que ser reparadas. Por esto, es altamente

deseable que una soldadura de cualquier diseño se pueda formar con precisión en el menor tiempo y costo posible.

La transferencia de calor desde el arco al charco de soldadura determina la profundidad y forma de la penetración de la soldadura [76]. Existe una estrecha interacción entre el electrodo, el arco eléctrico y el charco de soldadura que forman el sistema total de proceso de soldadura por arco eléctrico (ver **Figura 1.3** [77]). Existen cuatro fuerzas que impulsan el flujo de fluidos en el charco de soldadura [36]. Estas son la fuerza de arrastre del jet al impactar en sobre la superficie del charco de soldadura, la fuerza boyante debido a las diferencias de temperatura dentro del charco, la fuerza electromagnética presente debido al campo autoinducido generado por el paso de la corriente eléctrica desde el arco, y la fuerza debida al gradiente en la tensión superficial a lo largo de la superficie del charco de soldadura. Estas fuerzas dependen no solo de las propiedades físicas del metal de soldadura sino también de las propiedades del arco. Por ejemplo, a través de la fuerza de arrastre y la distribución de la densidad de corriente en función del radio en la superficie, se determinan las fuerzas magnéticas dentro del charco de soldadura [76].

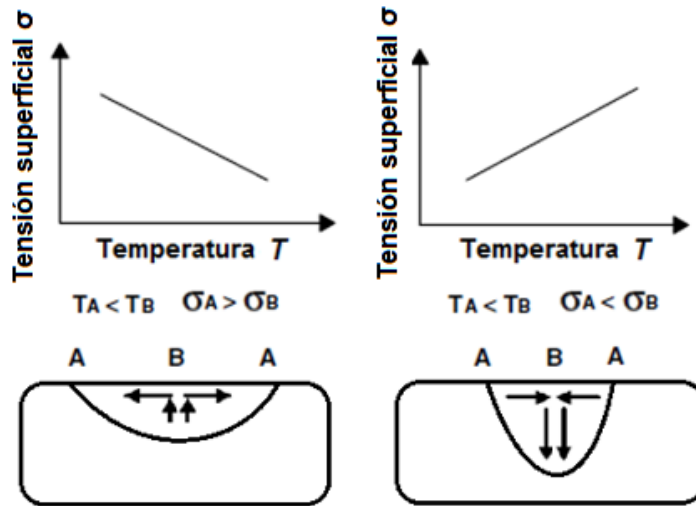


**Figura 1.3** Esquema del balance de energía y masa en un proceso de soldadura por arco eléctrico.

La transferencia de calor que es proporcionada desde el arco eléctrico a la pieza de trabajo genera la formación de una fase líquida o lo que conocemos como charco de soldadura. En esta superficie líquida existen dos fuentes de momento radial, la primera es la fuerza de arrastre que se produce debido a la velocidad del jet gaseoso impactando sobre la superficie del charco de soldadura y la segunda es la fuerza que se origina debido al gradiente en el coeficiente de tensión superficial, el cual se conoce como efecto Marangoni [78]. Este se origina debido a que el centro del charco de soldadura se encuentra a mayor temperatura que las orillas, por lo que el coeficiente de tensión superficial se hace más pequeño con el aumento de la temperatura y se origina una fuerza radial hacia las fronteras del charco de soldadura. La temperatura no es la única variable capaz de afectar el coeficiente de tensión superficial, un efecto similar se puede dar debido a cambios en la composición química del acero líquido, y estos pueden cambiar la tensión superficial.

Zacharia *et al.* [38] y David *et al.* [39] modelaron el charco de soldadura teniendo en cuenta el efecto de Marangoni, sin embargo, no tomaron en cuenta la fuerza de arrastre debida al choque del arco eléctrico en la superficie. Predijeron un flujo de fluido hacia la superficie del baño obteniendo una soldadura ancha y poco profunda como resultado de un gradiente de temperaturas donde la temperatura en el centro del charco es mayor que en los extremos, por lo tanto, el coeficiente de tensión superficial disminuye. Por el contrario, se obtiene un flujo de fluido hacia adentro y una soldadura estrecha y profunda para un coeficiente de tensión superficial que aumenta cuando la temperatura es mayor en los extremos del charco de soldadura que en el centro. Sugirieron que el coeficiente de tensión superficial respecto al gradiente de temperaturas podría afectar fuertemente el ancho y profundidad del charco de soldadura al producir cambios en la dirección del flujo del fluido.

Heiple *et al.* [79-81] propusieron que la magnitud e incluso el signo del gradiente de tensión superficial en la superficie del charco de soldadura puede ser alterado por gradientes de concentración de elementos como oxígeno y azufre, además de poder cambiar la dirección del flujo. Cálculos, realizados para acero inoxidable (SUS304), utilizando dos gradientes en la tensión superficial en función de la temperatura, un gradiente negativo y uno positivo que corresponden a concentraciones bajas y altas de azufre en el acero cómo se ilustra en la **Figura 1.4** [82], muestran que la profundidad del baño de soldadura depende en gran medida de si el flujo es hacia la superficie o hacia el fondo del charco de soldadura. El flujo hacia el fondo lleva energía térmica hacia abajo, lo que resulta en una soldadura profunda. El flujo hacia la superficie promueve un flujo radial hacia los extremos en la superficie del charco de soldadura, transportando el calor hacia afuera, lo que produce una soldadura superficial.



**Figura 1.4** Esquema de la convección en el charco de soldadura impulsado por fuerzas de Marangoni como resultado de un gradiente de temperaturas para (a) acero inoxidable con bajo contenido de azufre y (b) alto contenido de azufre.

Un estudio realizado por Tanaka y Lowke [82] compara el aporte de cada una de las fuerzas involucradas en la formación del charco de soldadura, es decir, fuerzas boyantes, de tensión superficial (efecto Marangoni), de arrastre viscoso o esfuerzos de corte y fuerzas electromagnéticas, conocidas como fuerza de Lorentz. Este trabajo muestra las distribuciones de temperatura y velocidad de flujo de fluido del charco de soldadura para cada una de las fuerzas mencionadas anteriormente estableciendo las demás fuerzas en cero. Estos cálculos fueron realizados en estado estacionario para una corriente de arco de 150 A y una longitud de arco de 5 mm para un arco eléctrico de argón. Las velocidades máximas dentro del charco de soldadura para esfuerzos de corte, fuerza boyante, fuerzas de Lorentz y efecto Marangoni son 47 cm/s, 1 cm/s, 5 cm/s y 18 cm/s, respectivamente. Lo cual sugiere que el flujo dentro del charco de soldadura está dominado por los esfuerzos cortantes y el efecto Marangoni, en comparación con las otras dos fuerzas. Por lo tanto, el efecto combinado de los esfuerzos cortantes y el efecto de Marangoni debería dominar la dirección del flujo recirculatorio en el charco de soldadura.

Por último, existen trabajos que mencionan las diferencias que existen en las características del charco de soldadura al variar el gas de cobertura, Por ejemplo, en argón y helio [28, 77, 83] los cálculos muestran que las velocidades máximas dentro del charco de soldadura para cada una de las cuatro fuerzas impulsoras del movimiento del fluido ardiendo en helio, a las mismas condiciones que el arco de argón mencionado en el párrafo anterior son 11 cm/s, 8 cm/s, 25 cm/s y 66 cm/s, para esfuerzos de corte, fuerza boyante, fuerzas de Lorentz y efecto Marangoni respectivamente [82]. Lo que sugiere claramente que el flujo dentro del charco de soldadura para un arco eléctrico ardiendo en helio está dominado por las fuerzas de

Lorentz y el efecto Marangoni, denotando claramente que los esfuerzos cortantes tienen mayor trascendencia en arcos de argón, mientras que las fuerzas de Lorentz lo tienen en arcos ardiendo en helio.

El uso de pequeñas adiciones de otros gases como CO<sub>2</sub> e hidrogeno es común en procesos comerciales de soldadura. En particular, se sabe que las adiciones del orden del 10% de hidrógeno tienen una influencia marcada en la forma del arco y la profundidad de la soldadura. Por ejemplo, experimentos realizados de arcos eléctricos ardiendo en configuraciones típicas GTAW para placas de acero inoxidable SUS304, muestran profundidades de penetración para arcos protegidos con mezcla de Ar-CO<sub>2</sub>, Ar-H y para argón puro de 4.9, 6.9 y 2 mm respectivamente [82]. Las profundidades de penetración para los arcos protegidos con trazas de CO<sub>2</sub> e hidrogeno son, por lo tanto, aproximadamente 2.5 a 3.5 veces mayores que las del arco de argón, como consecuencia un aumento en la conductividad térmica, este aumento provoca un enfriamiento del borde exterior del arco y, por lo tanto, una sección transversal reducida del arco y una mayor presión ejercida sobre la superficie del charco de soldadura que promueve el aumento en la profundidad de la soldadura [36, 84, 85]. Estos resultados son consistentes con el aumento en la profundidad de la soldadura observados experimentalmente [82].

## 1.2 Alcance

El resumen presentado anteriormente sobre el estado del arte en los principales temas referentes al modelado de arcos eléctricos en soldadura nos da una pequeña idea de la inmensa cantidad de trabajos realizados a la fecha, por lo que, la información y resultados de los que se dispone actualmente es basta y muy variada. En ese sentido, son pocos los investigadores que han tratado, de manera extensiva y comprensiva, clasificar, sintetizar e integrar el conocimiento adquirido, o bien, generalizar el conocimiento para cualquier arco eléctrico de soldadura. Maeker [12] y Squire [14] propusieron ecuaciones analíticas para conocer la presión y velocidad máxima en jets de alta intensidad. Posteriormente, Mendez *et al.* [86] propusieron a través de un análisis de orden de magnitud ecuaciones algebraicas que describen la presión y velocidad máximas cerca del cátodo para procesos de soldadura GTAW. Ramírez y Trápaga [87] desarrollaron una representación adimensional de las características de arcos y sus interacciones con el baño líquido en hornos de arco eléctrico utilizados para la fabricación de acero, sin embargo, la física involucrada en este tipo de arcos eléctricos es diferente a la que presentan los arcos de soldadura.

Este trabajo basa su originalidad en reunir, sintetizar y analizar información nueva y parte de la ya existente para arcos eléctricos en procesos de soldadura GTAW. Se muestra a través de la obtención de una forma adimensional única de arcos de soldadura ardiendo en diferentes condiciones típicas de operación



(corriente, longitud de arco y gas de cobertura), es posible proporcionar ecuaciones universales adimensionales, precisas y simples de las principales características de la columna de estos arcos (campo magnético, temperatura y velocidad), y las interacciones con el charco de soldadura (densidad de corriente, flujo de calor, presión y esfuerzos de corte) sin la necesidad de realizar un cálculo o simulación numérica compleja. Estos resultados reportados a través de fórmulas y tablas proporcionarán información sintetizada y universal para cualquier arco eléctrico que arda bajo las condiciones mencionadas anteriormente y que serán de suma importancia para técnicos y científicos de investigación en soldadura.

### **1.3 Hipótesis**

- Las leyes de escalamiento, usando simulaciones numéricas como benchmark, se pueden aplicar para predecir las características magnetohidrodinámicas en un plasma de un arco de soldadura, así como las interacciones arco-charco de soldadura.
- La forma de un arco eléctrico es única independientemente de la corriente y longitud de arco cuando esta se traza de una correcta forma adimensional y es el punto de partida para derivar y formular correlaciones adimensionales de las características magnetohidrodinámicas de un arco de soldadura, así como las interacciones arco-charco de soldadura.
- Es posible obtener ecuaciones o fórmulas simples de ingeniería que pueden usarse para predecir de manera universal (distintos gases y distintas condiciones de operación) y precisa las principales características de los arcos y las interacciones arco-charco de soldadura. Estas fórmulas provendrán de la síntesis y del análisis de los resultados obtenidos con modelado matemático.

### **1.4 Objetivos**

- Desarrollar modelos numéricos complejos, que describan la física involucrada en la soldadura con arco.
- Generalizar las observaciones y las predicciones para distintos sistemas de gases no reactivos.
- Sinterizar los resultados provenientes de los modelos numéricos a través de fórmulas de escalamiento ingenieriles.
- Representar las principales características de los arcos eléctricos a través de la generación de fórmulas cuantitativas simples y diagramas, los cuales sean útiles tanto a nivel industrial como en la investigación.

## CAPÍTULO 2: METODOLOGÍA DE TRABAJO

### 2.1 Descripción de la Física del Arco

Cuando se habla de arcos eléctricos en procesos de soldadura es necesario presentar atención en diversos componentes del proceso. Un componente sumamente importante es la región del arco, pues las propiedades y características del arco serán determinantes en la obtención de soldaduras sin defectos. El arco eléctrico provee la energía que se requiere para la fusión de la pieza de trabajo o en su defecto un metal de aporte (electrodo consumible) según sea el caso. Es por esto, que el estudio de los fenómenos magnetohidrodinámicos presentes en esta región son de suma importancia y nos permiten comprender y optimizar diversas variables de proceso con las que podremos predecir a través de una descripción precisa y cuantitativa el efecto del arco sobre la forma, profundidad y calidad de una soldadura.

Los procesos de soldadura por arco eléctrico se encuentran en la mayoría de los casos en condiciones de atmósfera controladas (gas inerte), los cuales bajo condiciones estándar de presión y temperatura no son conductores eléctricos, y la única forma de que exista flujo de corriente a través del gas y pueda cerrarse el circuito eléctrico es ionizando dicho gas, esto se logra cuando el cátodo comienza a emitir electrones a temperaturas que en función del material del cual este hecho pueden oscilar entre los 3000 a 4000 K (emisión termoiónica), estos electrones salen con una gran energía la cual en parte es transmitida a las partículas más pesadas (moléculas del gas) a través de colisiones elásticas. El resultado de estas colisiones es la ionización del gas, que va de la mano con un incremento en la temperatura, estas colisiones también sirven para equilibrar la temperatura de todas las especies presentes (electrones, iones, moléculas, etc.) dando como resultado una aceptable conducción eléctrica del gas ionizado (plasma). Con el arco operando a presión atmosférica con una densidad molecular lo suficientemente alta se puede considerar que el arco eléctrico está en LTE.

La corriente en el cátodo se concentra en un punto con una densidad de corriente extremadamente alta de  $6.5 \times 10^7 \text{ A/m}^2$  [18]. Cuando esta corriente sale de la superficie del cátodo, la zona de conducción se expande desde este pequeño punto hasta un área mucho más ancha y por lo tanto el arco comienza a ensancharse a lo largo de la dirección axial y los vectores de densidad de corriente comienzan a disminuir en magnitud cumpliendo el requisito de conservación de carga. El resultado es densidades de corriente mucho más bajas en la columna del arco comparado con las encontradas en el spot del cátodo a la vez que surgen componentes radiales de la densidad de corriente a medida que se expande conforme aumenta la distancia axial desde el cátodo. El flux de corriente a través del arco primordialmente axial,  $J$ , genera un flux de campo magnético autoinducido,

$B$ , en dirección azimutal. Ambos fluxes interactúan produciendo fuerzas de cuerpo electromagnéticas expresadas como el producto cruz vectorial de estas dos cantidades  $J \times B$ . La corriente tiene componentes vectoriales en dirección radial y axial, sin embargo, la componente axial es predominante a lo largo del arco eléctrico y en consecuencia las fuerzas electromagnéticas decrecen a medida que la densidad de corriente también lo hace al incrementar la distancia desde el cátodo (ver **Figura 1.1**), por lo que las componentes predominantes de las fuerzas de Lorentz son radiales y cercanas al cátodo. La presión contrarresta estas fuerzas de cuerpo electromagnéticas de tal forma que se crea una zona de alta presión justo debajo del cátodo el cual dirige el flujo de gas hacia el ánodo (pieza de trabajo), dando como resultado un jet de plasma que puede alcanzar velocidades de cientos de metros por segundo. Finalmente, el jet impacta sobre la superficie del ánodo generando una zona de alta presión justo por encima del ánodo y este es desviado radialmente provocando una expansión de la región del arco dando origen a la conocida forma de campana (ver **Figura 1.1**), por lo que la región del arco está estrictamente definida por las zonas donde existe conducción de corriente eléctrica. Se ha sugerido que esta región está limitada a lo largo de la isoterma de 10,000 K para arcos de argón [3].

Existen otros fenómenos muy importantes que son esenciales en la comprensión del comportamiento de un arco eléctrico. El paso de corriente a través del plasma genera un calentamiento debido a la resistencia óhmica (Efecto Joule) dando como resultado temperaturas sumamente altas, y grandes gradientes de temperatura debidos a la variación significativa de las densidades de corriente a lo largo del arco. Transporte de energía debido al flujo de electrones y la radiación emitida por el arco son algunos de los mecanismos que también deben ser considerados en el balance de energía. Debido a la complejidad que conlleva la coexistencia de todos estos fenómenos simultáneamente resulta muy difícil el modelado de este tipo de procesos, por lo tanto, antes de pasar al listado de las ecuaciones gobernantes que representan la física del proceso es necesario dar a conocer algunas suposiciones que simplificaran la solución del problema que es predecir las características magnetohidrodinámicas del arco.

## **2.2 Modelado Matemático de la Región del Arco**

### **2.2.1 Suposiciones**

A continuación, se presenta un listado con las suposiciones más importantes:

- El plasma se encuentra en equilibrio térmico local (LTE).
- La densidad de corriente en un punto del cátodo es considerada constante con un valor de  $6.5 \times 10^7 \text{ A/m}^2$ .

- El electrodo se excluye del dominio, ya que no tiene un efecto crítico sobre la región del arco.
- La solución se realiza en estado estable.
- Se utiliza un modelo 2-D axisimétrico en coordenadas cilíndricas.
- El ánodo (pieza de trabajo) se considera plano.
- Los arcos eléctricos en soldadura son modelados bajo un régimen laminar.
- Se desprecian los efectos de compresibilidad y por lo tanto se considera un plasma incompresible.
- Las propiedades físicas del gas dependen de la temperatura.
- Se considera que el plasma es ópticamente delgado y por lo tanto no existe absorción de radiación dentro del arco.
- El gas o mezcla de gases de cobertura son las únicas especies presentes dentro del dominio, despreciando la presencia de vapores metálicos provenientes de la soldadura u otros gases infiltrados.
- La convección magnética es despreciable comparada con la difusión magnética.
- En los electrodos, la conductividad eléctrica se considera que corresponde a la conductividad de los electrodos más calientes, y esto puede aproximarse asumiendo que la conductividad ahí puede asociarse con la posición nodal más cercana ubicada en el plasma.

La discusión de las suposiciones mencionadas anteriormente es necesaria para la comprensión de cada una de ellas. La principal suposición en el modelo aquí propuesto es considerar que el plasma se encuentra en LTE, esto implica que la temperatura de todas las especies presentes en el arco (electrones, iones, moléculas, etc.) tienen la misma temperatura. Esta suposición se sabe es válida a lo largo de la columna del arco. Sin embargo, esta suposición no es válida en la vecindad de las superficies del cátodo como del ánodo. Estas zonas comúnmente llamadas caída catódica y caída anódica no se encuentran en LTE y por eso en algunos trabajos son estudiadas y analizadas de forma minuciosa e independientemente debido a la complejidad de los fenómenos involucrados y donde es bien sabido se encuentran fuera del equilibrio (ver sección 1.3.3). La suposición de LTE es fundamental para la formulación matemática, ya que permite el desarrollo de un modelo de una sola temperatura del plasma, en lugar de un modelo mucho más complejo de dos temperaturas.

Otra suposición sumamente importante es el valor de la densidad de corriente en un punto del cátodo,  $J_c$ , que se considera constante con un valor de  $6.5 \times 10^7$  A/m<sup>2</sup> para electrodos de tungsteno, de acuerdo con datos reportados por McKelliget y Szekely [18]. La exclusión del electrodo de tungsteno es válida si la densidad de corriente es conocida y la temperatura en la superficie del electrodo puede ser

expresada por la ecuación de Richardson-Dushman [23] (**Ecuación 2.1**) para la emisión termiónica que relaciona la temperatura en el cátodo con su densidad de corriente.

$$J_C = A_R T_C \exp\left(-\frac{e\phi_c}{k_B T_C}\right) \dots\dots\dots (\text{Ec. 2.1})$$

Donde,  $e$  es la carga del electrón,  $k_B$  es la constante de Boltzman,  $A_R$  es una constante de proporcionalidad,  $\phi_c$  es la función trabajo del material del electrodo y,  $T_C$ , es la temperatura del electrodo.

La suposición de un estado estable es válida siempre y cuando la forma en la que es proporcionada la energía sea a través de una fuente de corriente directa DC (por sus siglas en ingles). La solución puede ser representada en un arreglo 2-D, ya que existe simetría axial y la superficie del ánodo (pieza de trabajo) se considera plana, lo que supone una simplificación un tanto excesiva, ya que es bien sabido que la presión que el jet ejercen sobre el ánodo, el cual es líquido y forma un charco, tiene un importante efecto sobre la deformación del charco de soldadura, sin embargo, la inclusión de dicho efecto incrementaría significativamente la complejidad del problema numéricamente hablando.

El flujo de fluido para un arco de soldadura se considera en régimen laminar, ya que en un jet libre la transición de un flujo con régimen laminar a turbulento se encuentra a un número de Reynolds alrededor de  $1 \times 10^5$ . Tomando en cuenta valores característicos de un arco eléctrico de argón a 20,000 K ( $\rho = 0.0123 \text{ Kg/m}^3$ ,  $\mu = 2.17 \times 10^{-5} \text{ Kg/ms}$ ,  $V = 260 \text{ m/s}$ , y  $L = 0.01 \text{ m}$ ) es posible estimar el valor del número de Reynolds que es de aproximadamente 1500 por lo que claramente el régimen de un arco en soldadura es laminar.

Los efectos de compresibilidad son esperados en el arco debido a las altas velocidades y la significativa variación de temperaturas dentro del arco. Una estimación de la velocidad máxima que se obtiene dentro del arco, se puede calcular usando la ecuación de Maecker [12] (**Ecuación 2.2**), asumiendo un flujo no viscoso y un plasma isotérmico.

$$V_{\max} = \left(\frac{\mu_0 J_c I}{2\pi\rho}\right)^{0.5} \dots\dots\dots (\text{Ec. 2.2})$$

Donde,  $I$  es la corriente del arco y  $\mu_0$  es la permeabilidad magnética, asumiendo una temperatura de 20,000 K y una corriente de 200 A, se obtiene una velocidad máxima de 450 m/s que, comparado con la velocidad del sonido para el aire a 20,000 K, es de 5500 m/s, resultando un número de mach muy bajo de tan solo 0.08. Bajo este régimen subsónico el efecto de la compresibilidad se espera no asuma un rol importante.

La suposición para el plasma ópticamente delgado es necesaria para evitar un complejo cálculo computacional donde se espera que exista absorción y dispersión de energía radiativa dentro de la columna del arco. Esta suposición es válida para casos donde el tamaño de arco es pequeño como es el caso de los procesos de arcos de soldadura.

Asumir que el gas de cobertura o mezclas de gases en cuestión son los únicos gases en el dominio implica una fuerte simplificación al problema, ya que la atmósfera de una soldadura se ve contaminada con el vapor metálico que se desprende de la pieza de trabajo o de electrodos consumibles, impurezas que estos puedan tener, o simplemente la contaminación del aire al no tener una atmósfera 100% controlada. Dificultando la determinación de la composición de la mezcla de los gases presentes y aún más difícil la determinación de las propiedades físicas y de transporte de la mezcla.

Finalmente, el número de Reynolds magnético (**Ecuación 2.3**) es usado para determinar la relación entre la convección y difusión magnética respectivamente.

$$Re_m = V_0 L_0 \sigma \mu_0 \dots\dots\dots \text{(Ec. 2.3)}$$

Donde,  $V_0$  es la velocidad característica,  $L_0$  es la longitud característica y  $\sigma$  es la conductividad eléctrica. Tomando valores característicos en soldadura ( $V_0 = 300$  m/s,  $L_0 = 0.01$  m,  $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$  henry/m, y  $\sigma = 12000$  sm<sup>-1</sup>) resulta un Reynolds magnético de aproximadamente 0.04, por lo que indica que en procesos de soldadura la difusión magnética domina ampliamente sobre la convección magnética y esta puede despreciarse en la ley de Ohm.

### 2.2.2 Ecuaciones gobernantes

Con base en las suposiciones mencionadas anteriormente, la representación matemática puede ser representada a través del dominio computacional que se muestra en la **Figura 2.1**.

Las ecuaciones gobernantes son:

Ecuación de continuidad:

$$\frac{\partial}{\partial z}(\rho v_z) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(\rho r v_r) = 0 \dots\dots\dots \text{(Ec. 2.4)}$$

Donde  $V_r$  es la componente radial de la velocidad y  $V_z$  es la componente axial de la velocidad.

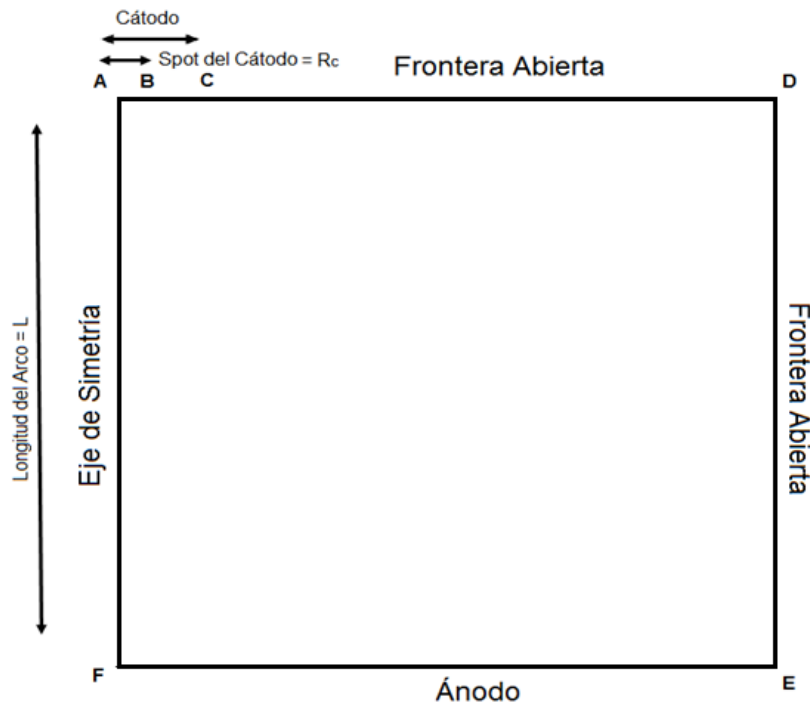
Conservación de momento axial:

$$\frac{\partial}{\partial z}(\rho v_z^2) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(\rho r v_r v_z) = -\frac{\partial P}{\partial z} + \frac{2\partial}{\partial z} \left( \mu \frac{\partial v_z}{\partial z} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \mu \left( \frac{\partial v_z}{\partial r} + \frac{\partial v_r}{\partial z} \right) \right) - B_\theta J_r \quad \text{(Ec. 2.5)}$$

Conservación de momento radial:

$$\frac{\partial}{\partial z}(\rho v_r v_z) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(\rho r v_r^2) = -\frac{\partial P}{\partial r} + \frac{\partial}{\partial z} \left\{ \mu \left( \frac{\partial v_r}{\partial z} + \frac{\partial v_z}{\partial r} \right) \right\} + \frac{2}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( \mu \frac{r \partial v_r}{\partial r} \right) - \frac{2v_r}{r^2} \mu + B_\theta J_z \quad (\text{Ec. 2.6})$$

Donde  $P$  es la presión,  $J_r$  es la densidad de corriente radial,  $J_z$  es la densidad de corriente axial y  $B_\theta$  es la densidad de flujo magnético azimutal. Las ecuaciones de conservación de momento o ecuaciones de Navier-Stokes están compuestas por diferentes términos, el lado izquierdo de la ecuación representa los términos convectivos, en el lado derecho encontramos el gradiente de presión, las fuerzas viscosas y fuerzas de cuerpo electromagnético (Fuerzas de Lorentz) respectivamente. Las fuerzas de cuerpo son el resultado del producto  $J \times B$ , que pueden ser expresadas como  $-J_r B_\theta$  para la componente axial y  $J_z B_\theta$  para la componente radial respectivamente.



**Figura 2.1** Representación en 2D del dominio computacional de la región del arco eléctrico.

Conservación de energía:

$$\frac{\partial}{\partial z}(\rho v_z h) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(\rho r v_r h) = \frac{\partial}{\partial z} \left\{ \frac{k}{C_p} \frac{\partial h}{\partial z} \right\} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left\{ \frac{kr}{C_p} \frac{\partial h}{\partial r} \right\} + S_t \dots \dots \dots (\text{Ec. 2.7})$$

Donde el término fuente  $S_t$  es descrito por:

$$S_t = \left( \frac{J_z^2 + J_r^2}{\sigma} \right) - S_r + \frac{5 k_B}{2 e} \left\{ \frac{J_z}{C_p} \frac{\partial h}{\partial z} + \frac{J_r}{C_p} \frac{\partial h}{\partial r} \right\} \dots\dots\dots \text{(Ec. 2.8)}$$

Donde  $h$  es la entalpia,  $C_p$  es el calor específico y  $K$  es la conductividad térmica. En la ecuación 2.8 el primer término representa la generación de calor debida al efecto Joule, del lado derecho,  $S_r$  representa las pérdidas de radiación por unidad de volumen y el último término es el calor transportado debido al flujo de electrones, también conocido como efecto Thomson.

Ecuaciones de Maxwell:

Ley de Faraday:

$$\nabla \times \bar{E} = 0 \dots\dots\dots \text{(Ec. 2.9)}$$

Ley de Ampere:

$$\nabla \times \bar{H} = \bar{J} \dots\dots\dots \text{(Ec. 2.10)}$$

Ley de Gauss:

$$\nabla \cdot \bar{B} = 0 \dots\dots\dots \text{(Ec. 2.11)}$$

Donde  $\bar{E}$  es el vector del campo eléctrico,  $\bar{J}$  es el vector de la densidad de corriente,  $\bar{H}$  es el vector de campo magnético y  $\bar{B}$  es el vector de densidad de flujo magnético.

Ecuación de conservación de carga:

$$\nabla \cdot \bar{J} = 0 \dots\dots\dots \text{(Ec. 2.12)}$$

Ley de Ohm:

$$\bar{J} = \sigma \bar{E} \dots\dots\dots \text{(Ec. 2.13)}$$

Las características eléctricas del arco pueden ser determinadas a partir de las ecuaciones de Maxwell, conservación de carga eléctrica y ley de Ohm. Para lo cual es conveniente definir el campo eléctrico  $\bar{E}$ , en términos de potencial eléctrico  $\Phi$  como:

$$\bar{E} = -\nabla \Phi \dots\dots\dots \text{(Ec. 2.14)}$$



Combinando la ecuación de conservación de carga (**Ecuación 2.12**) y la ley de Ohm (**Ecuación 2.13**) se obtiene:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( \sigma \frac{\partial \Phi}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \sigma \frac{\partial \Phi}{\partial z} \right) = 0 \quad \dots\dots\dots \text{(Ec. 2.15)}$$

Al resolver esta ecuación y con la ayuda de la ley de Ohm es posible obtener ambos componentes de la densidad de corriente resultando:

$$J_r = -\sigma \frac{\partial \Phi}{\partial r} \quad \dots\dots\dots \text{(Ec. 2.16)}$$

$$J_z = -\sigma \frac{\partial \Phi}{\partial z} \quad \dots\dots\dots \text{(Ec. 2.17)}$$

Finalmente, debido al hecho de que la mayor parte de la corriente se tiene en dirección axial, el flujo de densidad magnética  $B_\theta$ , puede ser derivado a partir de la integración de la ley de Ampere (**Ecuación 2.10**):

$$B_\theta = \frac{\mu_0}{r} \int_0^r J_z r dr \quad \dots\dots\dots \text{(Ec. 2.18)}$$

### 2.2.3 Condiciones iniciales y a la frontera

Las condiciones límite más importantes son establecer en la punta del cátodo una densidad de corriente,  $J_c$ , con un valor constante de  $6.5 \times 10^7 \text{ Am}^{-2}$ , que fue usada como el flujo para  $\Phi$ . En las superficies del ánodo y del cátodo, se establecen velocidades cero por condición de no deslizamiento con las superficies estáticas. En el eje de simetría, se asumen flujos cero de todos los fenómenos de transporte, lo que involucra establecer gradientes cero para todas las variables y la velocidad radial, que es igual a cero. Para la entalpía se utilizaron valores fijos como condiciones de contorno en el cátodo ( $h = 3500 \text{ K}$ ) y en el ánodo ( $h = 1500 \text{ K}$ ). Sin embargo, se debe prestar especial atención a la especificación de los flujos de calor en las superficies del ánodo y del cátodo.

En el cátodo el potencial eléctrico se hace variar para asegurar que la corriente deseada pase a través de un punto con radio conocido, el cual depende exclusivamente de la densidad de corriente que pase a través del cátodo  $J_c$ . La relación entre el radio en ese punto,  $R_c$ , y la corriente del arco  $I$ , de la siguiente forma:

$$R_c = \left( \frac{I}{\pi J_c} \right)^{0.5} \quad \dots\dots\dots \text{(Ec. 2.19)}$$

Una lista completa de las condiciones a la frontera empleadas en el modelo matemático puede encontrarse en la **Tabla 2.1**. El arreglo geométrico utilizado corresponde al usado en la **Figura 2.1**.

**Tabla 2.1** Condiciones a la frontera del modelo de arco eléctrico basadas en el arreglo geométrico de la **Figura 2.1**.

Región	$P$	$V_r$	$V_z$	$h$	$\Phi$
<b>AB</b>	$\frac{\partial P}{\partial z} = 0$	0	0	$h = h_0$ ( $T = 3500$ K) y Ec. 2.20	$\left(\frac{\partial \Phi}{\partial z}\right) = \frac{J_c}{\sigma}$
<b>BC</b>	$\frac{\partial P}{\partial z} = 0$	0	0	$h = h_0$ ( $T = 3500$ K)	$\left(\frac{\partial \Phi}{\partial z}\right) = 0$
<b>CD</b>	$P = P_{atm}$	0	$\frac{\partial}{\partial z}(\rho V_z) = 0$	$\frac{\partial h}{\partial z} = 0$	$\left(\frac{\partial \Phi}{\partial z}\right) = 0$
<b>DE</b>	$P = P_{atm}$	$\frac{\partial V_r}{\partial r} = 0$	$\frac{\partial V_z}{\partial r} = 0$	$\frac{\partial h}{\partial r} = 0$	$\left(\frac{\partial \Phi}{\partial r}\right) = 0$
<b>EF</b>	$\frac{\partial P}{\partial z} = 0$	0	0	$h = h_0$ ( $T = 1500$ K) y Ec. 2.26	$\Phi = 0$
<b>AF</b>	$\frac{\partial P}{\partial r} = 0$	0	$\frac{\partial V_z}{\partial r} = 0$	$\frac{\partial h}{\partial r} = 0$	$\left(\frac{\partial \Phi}{\partial r}\right) = 0$

### 2.2.3.1 Región del cátodo

En el cátodo además de establecer el valor de la entalpía en la superficie, existe una caída de tensión conocida como caída catódica (cathode fall) la cual está asociada a un flujo de calor expresado como:

$$Q_c = J_c V_c \dots\dots\dots \text{(Ec. 2.20)}$$

Donde  $V_c$  es el valor de la caída de voltaje en el cátodo en volts. Esta es una fuente positiva de energía en la ecuación de conservación de energía que calienta al arco. La caída catódica representa un gradiente de potencial mucho más pronunciado que los gradientes encontrados a lo largo de la columna del arco, este gradiente no es posible resolverlo mediante modelos numéricos debido a su naturaleza microscópica. Esta caída de voltaje es una consecuencia del desequilibrio térmico local (LTE) en el cátodo. El valor estimado de la caída de potencial es de aproximadamente 4 V para cátodos de tungsteno en arcos de soldadura [18].

### 2.2.3.2 Región del Ánodo

En el ánodo varios mecanismos de transporte de calor deben ser considerados para una representación realista del flujo de calor desde el arco. Esto es especialmente importante en el acoplamiento del arco con la región del charco de soldadura. Los mecanismos considerados son la caída anódica (anode fall), la condensación de electrones, la transferencia de calor por convección, la transferencia de calor por radiación y la energía transportada por los electrones.

Caída anódica:

$$Q_a = J_a V_a \dots\dots\dots \text{(Ec. 2.21)}$$

Es la caída de tensión que está presente en el ánodo. Los electrones que pasan esta caída de voltaje liberan energía en el proceso. La energía liberada debido a la caída del ánodo se expresa de una manera análoga a la **Ecuación 2.21**. Donde  $V_a$  es el valor en volts de la caída de voltaje en el ánodo y  $J_a$  es la corriente en el ánodo.

Condensación de electrones:

$$Q_{cond} = J_a \Phi_c \dots\dots\dots \text{(Ec. 2.22)}$$

Es el calor producido por la condensación de electrones que entran de la fase del plasma a la pieza de trabajo, Donde  $\Phi_c$  es la función trabajo de la pieza de trabajo. Para aceros la suma de la función trabajo más la caída anódica ( $\Phi_c + V_a$ ) es igual a 6.76 V [18].

Transferencia de calor por convección:

$$Q_{conv} = \frac{0.515}{\lambda_w} \left[ \left( \frac{\rho_b \mu_b}{\rho_w \mu_w} \right)^{0.11} \right] \left[ \rho_w \mu_w \frac{dv_r}{dr} \right]^{0.5} [h_b - h_w] \dots\dots\dots \text{(Ec. 2.23)}$$

Esta correlación empírica calcula el flujo de calor convectivo promovido por el chorro de alta velocidad que impacta sobre la superficie del ánodo calentando la pieza de trabajo por transporte de energía convectivo. El calentamiento convectivo se calcula suponiendo que la tasa de transferencia de calor se rige por una correlación empírica obtenida a partir de estudios de chorros que inciden en superficies sólidas [18]. Donde  $\lambda_w$  es el número de Prandtl y el subíndice  $w$  denota los valores de las propiedades en la superficie de la pieza de trabajo, mientras que el subíndice  $b$  denota los valores de las propiedades en el borde de la capa límite. La entalpía en el baño,  $h_w$ , se toma para una temperatura de 1500 K.

Transferencia de calor por radiación:

$$Q_{rad,i} = \int_{V_j} \frac{S_r}{4\pi r_{i,j}^2} \cos \Psi dV_j \dots\dots\dots \text{(Ec. 2.24)}$$

La radiación desde el arco hacia la superficie del ánodo se calcula por medio de factores de visión aproximados, donde  $S_r$  representa las pérdidas de radiación por unidad de volumen,  $r_{i,j}$  es el vector que une cada elemento de superficie en el ánodo a cada elemento de volumen en el arco,  $V_j$ , y  $\Psi$  es el ángulo sólido entre  $r_{i,j}$  y el vector normal a la superficie del ánodo.

Energía transportada por los electrones:

$$Q_e = \frac{5J_a}{2e} k_b (\alpha T_b - T_w) \dots\dots\dots \text{(Ec. 2.25)}$$

Al transporte de energía térmica por electrones calientes se le llama efecto Thomson, el parámetro  $\alpha$  representa la relación entre la temperatura del electrón y la temperatura del plasma en la caída del ánodo (en la caída del ánodo la suposición de equilibrio térmico local no es válida). En este cálculo,  $\alpha$  se asumió que tiene un valor de 1.2 [88].

Flujo de calor anódico total: La contribución total del flujo de calor desde el arco al ánodo puede expresarse mediante la siguiente ecuación:

$$Q_{total} = Q_{rad} + Q_{conv} + Q_{cond} + Q_e + Q_a \dots\dots\dots \text{(Ec. 2.26)}$$

Por último, podemos definir el esfuerzo de corte generado por el impacto del plasma sobre la pieza de trabajo asumiendo una representación newtoniana definida por:

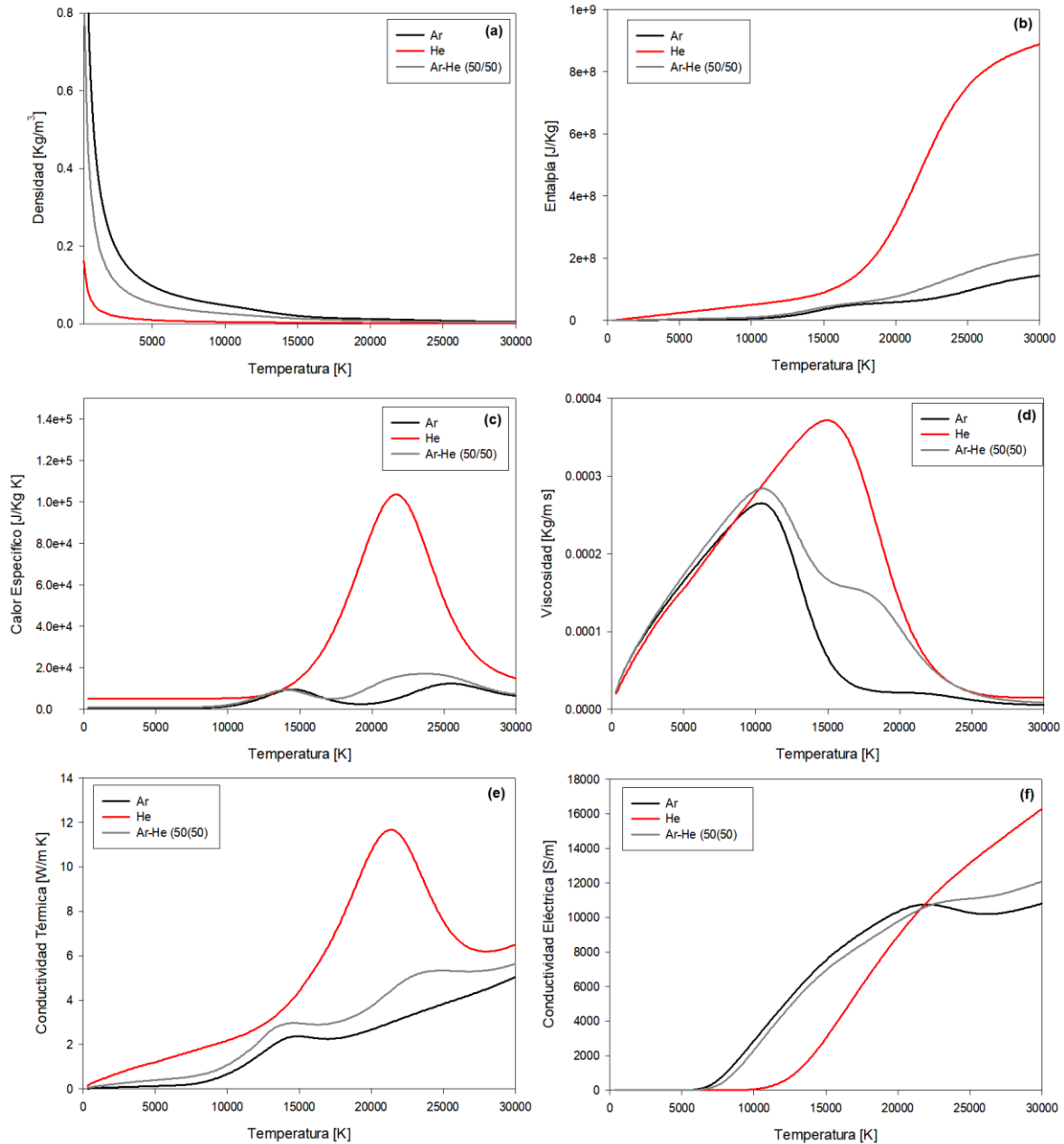
$$\tau_a = -\mu_w \left. \frac{dv_r}{dz} \right|_w \dots\dots\dots \text{(Ec. 2.27)}$$

Donde  $\tau_a$  es el esfuerzo de corte en la superficie de la pieza de trabajo.

### 2.3 Propiedades Físicas y de Transporte del arco

Como se menciona en la sección 1.1.3 tanto las propiedades físicas como de transporte de la mayoría de los gases y mezclas de gases usados en procesos de soldadura por arco eléctrico pueden encontrarse reportados como tablas o gráficas en la literatura por diversos autores. La mayoría de estas propiedades son calculadas, por lo que es de esperarse que existan pequeñas diferencias de los valores reportados de un autor a otro, sin embargo, estas son mínimas y tienen tendencias casi idénticas respecto a la temperatura.

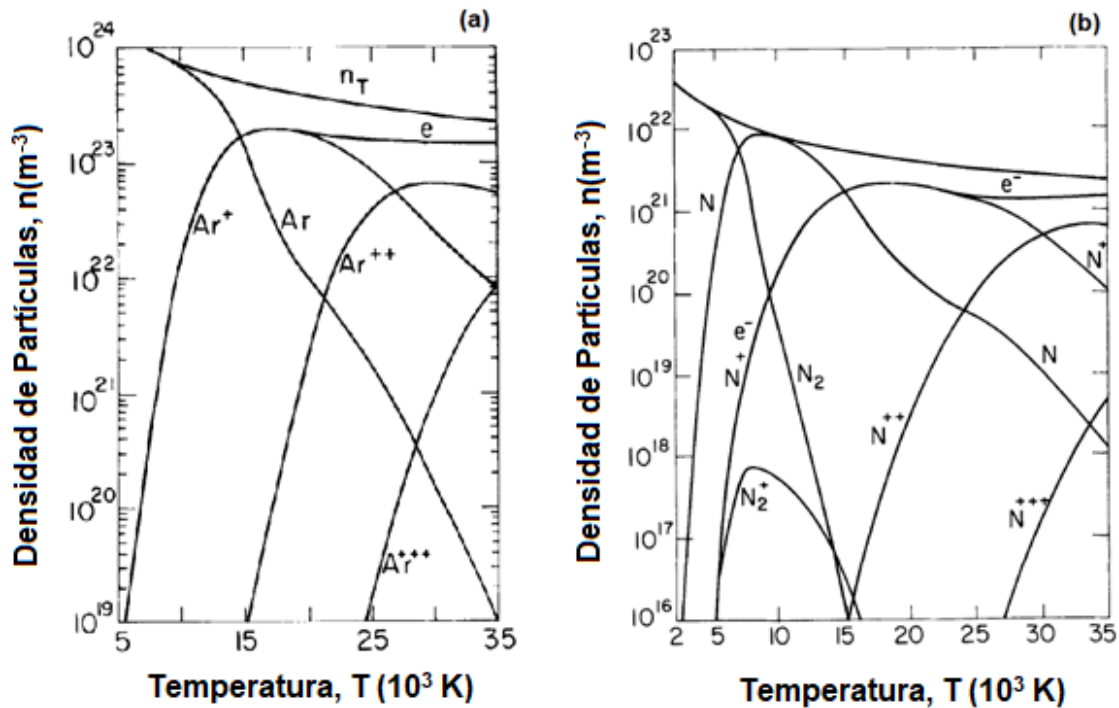
Las propiedades físicas y de transporte de los gases de cobertura utilizados en este trabajo se presentan en la **Figura 2.2**. Todas estas propiedades físicas son calculadas por diversos autores [57, 59, 61, 62, 65], por lo que existen algunas diferencias, sin embargo, son mínimas y siguen las mismas tendencias con la temperatura.



**Figura 2.2** Propiedades físicas y de transporte para los gases de cobertura en procesos de soldadura empleados en este trabajo (a) Densidad, (b) Entalpía, (c) Calor específico, (d) Viscosidad, (e) Conductividad Térmica y (f) Conductividad Eléctrica.

La forma de algunas de estas curvas como el calor específico y conductividad térmica, muestran picos a temperaturas específicas, las cuales están asociadas a procesos de ionización del elemento o disociación de la molécula según sea el caso, por ejemplo, para Ar, un gas monoatómico, tres especies compondrían el arco, los electrones, los átomos de argón neutro y los iones de argón (ver **Figura 2.3 (a)** [57]). Para el caso de un gas diatómico como el N<sub>2</sub>, serían cuatro especies, la molécula diatómica de nitrógeno, los electrones, los átomos de nitrógeno neutro y los iones

de nitrógeno (ver **Figura 2.3 (b)** [57]). Esta fuerte no linealidad de algunas de las propiedades en función de la temperatura hace mucho más difícil la convergencia de la solución de lo que de por sí ya es, al ser un problema sumamente acoplado, ya que los parámetros eléctricos dependen de la temperatura y son la fuerza motriz del flujo de fluidos y a través de las fuerzas de Lorentz, mientras que el efecto Joule es la principal entrada de calor al arco que depende de los parámetros eléctricos.



**Figura 2.3** Composición de un arco de (a) Ar y (b)  $\text{N}_2$  a 100 KPa.

## 2.4 Solución Numérica

El conjunto de ecuaciones diferenciales parciales que describen los fenómenos de flujo de fluidos, transferencia de carga y energía, sujetas a las condiciones iniciales y de frontera ya mencionadas anteriormente, no poseen solución analítica por lo cual el único camino es la obtención de una solución numérica. Este método numérico consiste en transformar todas las ecuaciones parciales diferenciales (de las ecuaciones de transporte) en ecuaciones algebraicas a través de la aplicación de una técnica llamada “volumen de control” propuesta por Patankar [89]. La solución a este problema numérico fue implementada con el uso de un software comercial CFD por sus siglas en inglés (Computational fluid dynamics) Phoenics 2017. El software se encarga de resolver los problemas relacionados con la dinámica de fluidos y la transferencia de energía, sin embargo, todos los términos fuente de la ecuación de energía (Radiación, efecto joule, efecto Thomson, etc.), las fuerzas electromagnéticas involucradas en las ecuaciones de Navier-Stokes (Fuerzas de Lorentz) y el tratamiento de las ecuaciones de Maxwell junto con la ley de Ohm y

conservación de carga, la cual deriva en la ecuación del potencial eléctrico (**ecuación 2.15**) son escritas en lenguaje “FORTRAN” a través de subrutinas, las cuales describen por completo el problema electromagnético.

El dominio numérico está compuesto por una malla de 60 x 60, como resultado de un análisis de sensibilidad de malla (ver **Anexo 1**). La alta no linealidad y acoplamiento de fenómenos en el problema promueve que el cálculo sea sumamente difícil de converger, por lo que los primeros cálculos para cada gas o mezcla de gases de cobertura se resolvieron una sola vez desde cero, es decir, con valores de cero velocidad, presione y temperatura ambiente en todo el dominio, estos cálculos iniciales requirieron aproximadamente de entre 100,000 a 200,000 iteraciones para alcanzar la convergencia, la cual se consideró correcta cuando los desbalances de las ecuaciones de transporte fueran menores al 1%. Los cálculos posteriores fueron inicializados con los valores de los perfiles obtenidos en el primer cálculo en todo el dominio, lo cual permite que la convergencia sea mucho más fácil y rápida requiriendo alrededor de 20,000 a 40,000 iteraciones para cada caso. El tiempo de cómputo para los casos iniciales fueron de aproximadamente 4 a 5 horas, mientras que para los casos posteriores partiendo de un perfil ya establecido, el tiempo requerido oscila entre 1 y 2 horas en una computadora con 4 núcleos y un procesador Intel® Xeon® CPU E31245 3.30 GHz.

## **2.5 Variables y Número de Cálculos**

Este trabajo se enfoca únicamente en el análisis de tres variables de proceso en arcos eléctricos de soldadura como son: la corriente aplicada, la longitud del arco y el gas de cobertura. Estas variables se consideran tienen un impacto muy significativo sobre las características eléctricas del arco (Temperaturas, velocidades, presiones, etc.) y por ende en el resultado final de la soldadura, sin embargo, esto no quiere decir que sean las únicas variables que afecten o modifiquen el proceso. Existen muchas más variables como son la forma del cátodo, velocidad de flujo de gas de cobertura, tipo de material del cual está hecho el cátodo, velocidad a la que se mueve el arco eléctrico sobre el cordón de soldadura, etc. Para este trabajo se planteó una matriz de experimentos de 20 experimentos para cada gas de cobertura. Por ejemplo, para argón se hace variar el amperaje desde 100 a 300 amperes en intervalos de 50 amperes, y la longitud de arco desde los 3 a los 10 mm (ver **Tabla 2.2**). Todos los rangos propuestos fueron considerando los valores típicos de operación en procesos de soldadura por arco eléctrico. Los otros gases explorados en este trabajo se estudiaron corriendo simulaciones siguiendo el mismo arreglo presentado en la **Tabla 2.2**.

**Tabla 2.2** Matriz de experimentos para un arco eléctrico de argón.

<b>Gas de cobertura</b>	<b>Longitud de arco (mm)</b>	<b>Amperaje (A)</b>
<b>Argón</b>	3	100
		150
		200
		250
		300
	5	100
		150
		200
		250
		300
	7	100
		150
		200
		250
		300
	10	100
		150
		200
		250
		300



## CAPÍTULO 3: RESULTADOS Y ANÁLISIS

Los resultados del arco eléctrico basados en la representación matemática de la región del arco y su interacción con el charco de soldadura se describen en este capítulo. Antes de mostrar estos resultados, el modelo matemático fue validado a través de la comparación de las predicciones del modelo contra los resultados, tanto experimentales como matemáticos, de otros autores reportados en la literatura.

Además, en este capítulo se analiza el efecto de las variables operacionales del arco empleadas en este estudio sobre las características fluidodinámicas, térmicas y eléctricas de un arco de argón, tales como: 1) patrones de flujo, 2) contornos de temperatura, 3) contornos de presión, 4) contornos de potencial y 5) contornos de campo magnético. Además, se realiza un análisis de la interacción entre el arco y el ánodo (pieza de trabajo) para el mismo arco: 1) densidad de flujo de calor, 2) densidad de corriente, 3) presiones y 4) esfuerzos de corte. Finalmente, los datos obtenidos son manipulados a través de números adimensionales, gráficas y ecuaciones algebraicas que son capaces de predecir las características más importantes en la columna del arco eléctrico, así como las interacciones arco/ánodo a través de ecuaciones algebraicas sencillas, primero para un arco ardiendo en argón y por último para el resto de los gases empleados en este estudio.

### 3.1 Validación del Modelo Matemático

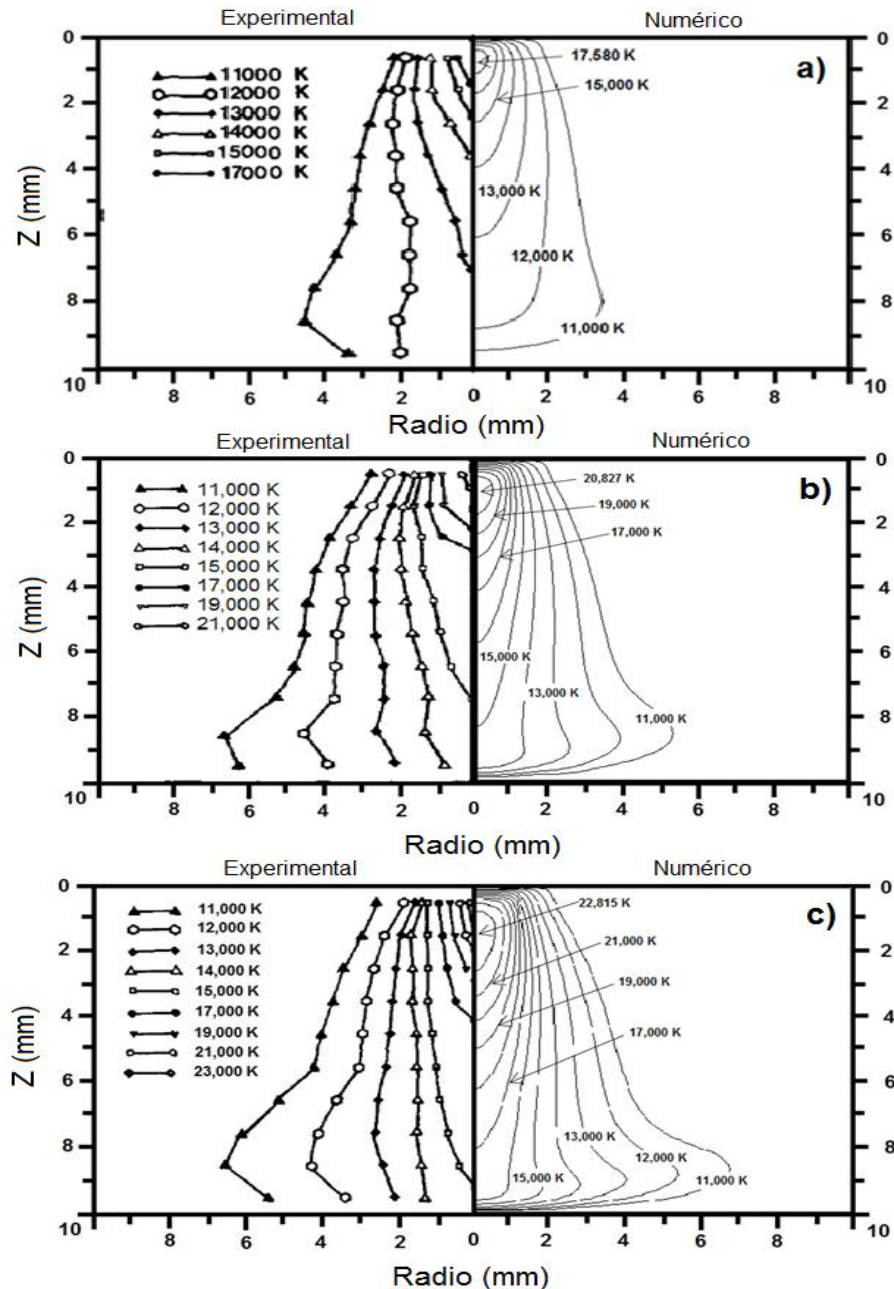
**Tabla 3.1** Estudios experimentales y numéricos en arcos eléctricos de soldadura utilizados para la validación de los cálculos realizados en este trabajo.

Caso	Longitud de arco (mm)	Corriente de arco (A)	Gas de cobertura	Tipo de investigación (referencia)
1	10	100	Argón	Experimental y numérico por Hsu et al. [3]
2	10	200	Argón	Experimental y numérico por Hsu et al. [3]
3	10	300	Argón	Experimental y numérico por Hsu et al. [3]
4	5	150	Argón	Experimental por Tsai [31]
5	5	150	Argón	Numérico por Tanaka et al. [35]
6	5	150	Argón	Numérico por Murphy et al. [46]
7	6.3	200	Argón	Experimental por Nestor [22]

Con el fin de tener certeza que los resultados obtenidos a través del modelo matemático son correctos, estos son validados con mediciones y resultados que

han sido obtenidos de forma experimental y numérica a través de trabajos relevantes reportados en la literatura. Las condiciones de operación para cada sistema reportado en esta comparación, así como el tipo de medición y referencia se reportan en la **Tabla 3.1**.

### 3.1.1 Contornos de temperatura



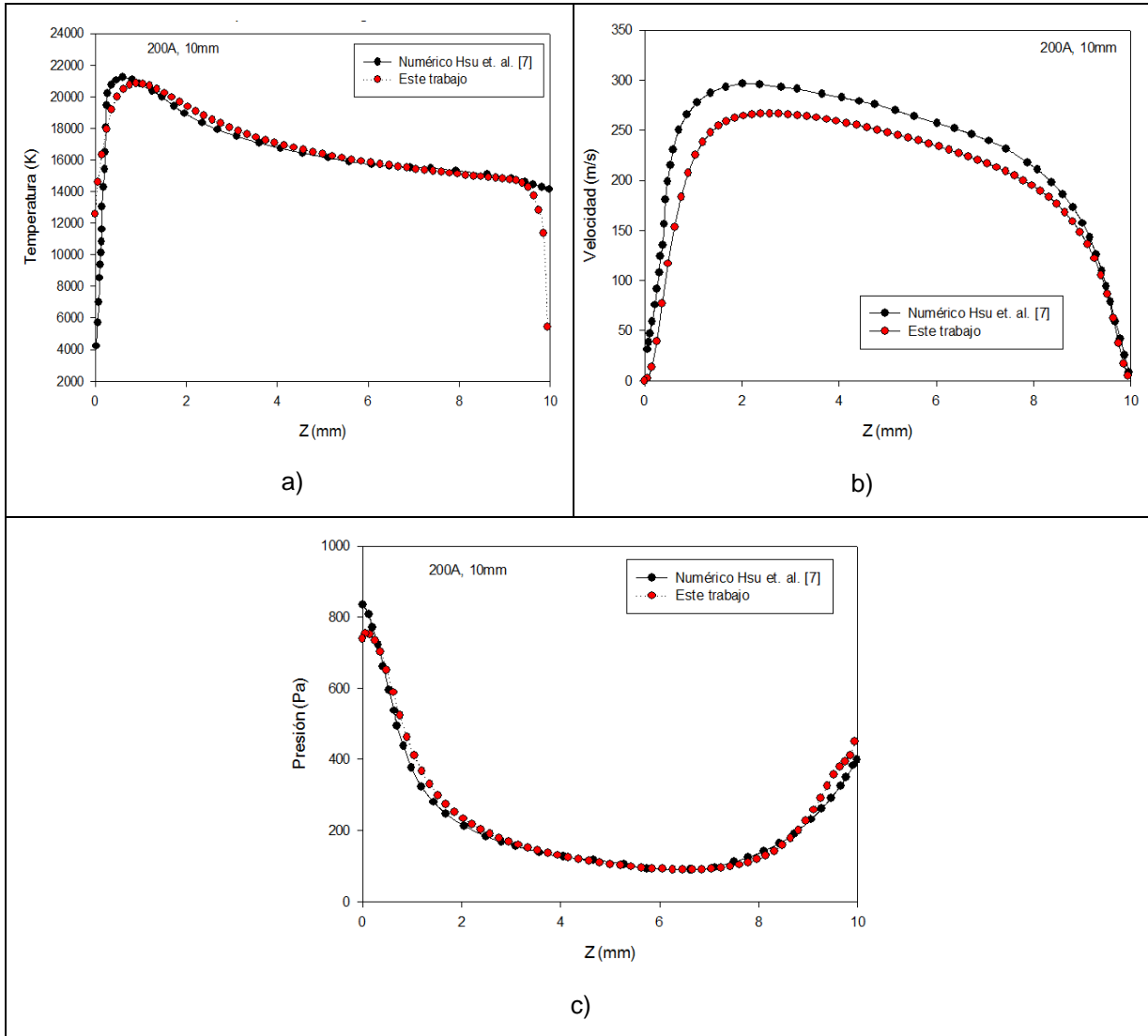
**Figura 3.1** Comparación entre mapas de temperatura obtenidos experimentalmente por Hsu et. al. [3] (casos 1, 2 y 3 en **Tabla 3.1**) y los cálculos numéricos obtenidos en este trabajo para un arco eléctrico de argón, 10 mm de longitud de arco y a) 100 A, b) 200 A y c) 300 A.

En la **Figura 3.1** se pueden observar del lado izquierdo los mapas experimentales de temperatura para arcos eléctricos de los casos 1, 2 y 3 en la **Tabla 3. 1** respectivamente [3], mientras que del lado derecho se tienen los mapas de temperatura calculados en este trabajo. Puede observarse que existe buena concordancia entre lo experimental y lo numérico para los tres casos, comenzando por el hecho de que las temperaturas máximas alcanzadas en el arco eléctrico son predichas con bastante precisión y estas se encuentran justo por debajo del cátodo. También se aprecia con claridad que a medida que la corriente aumenta la temperatura máxima aumenta. La mayor discrepancia entre los resultados experimentales y el cálculo numérico se observa a medida que la corriente aumenta, ya que, para 100 A, la distribución de temperaturas en todo el arco es prácticamente la misma, sin embargo, para los casos de 200 A y sobre todo el de 300 A, aunque la temperatura máxima del arco y la forma de este son muy similares, la distribución de temperaturas dentro del arco difiere un poco.

La **Figura 3.2a** nos muestra una gráfica comparando el perfil axial de temperatura a lo largo del eje de simetría reportado por Hsu *et al.* [3] (Caso número dos de la **Tabla 3.1**) y el mismo perfil axial de temperatura sobre el eje de simetría calculado en este trabajo. Se observa claramente que ambos están en excelente concordancia a lo largo de toda la columna del arco, donde las únicas discrepancias se observan en zonas muy cercanas tanto al cátodo como al ánodo, donde las temperaturas aumentan y disminuyen de manera drástica debido a la baja temperatura de los electrodos.

### **3.1.2 Perfiles axiales de velocidad y presión**

La **Figura 3.2b** y **3.2c** muestra los perfiles axiales de velocidad y presión en el eje de simetría del modelo numérico reportado por Hsu *et al.* [3] y los reportados en este trabajo. Puede observarse que la concordancia entre ambos modelos es muy buena, sobre todo las presiones que prácticamente son iguales a lo largo de todo el eje de simetría y solo con ligeras diferencias en las zonas cercanas al cátodo y ánodo. En el caso de las velocidades la discrepancia es mayor, ya que el modelo reportado por Hsu predice velocidades ligeramente mayores a lo largo de todo el eje.

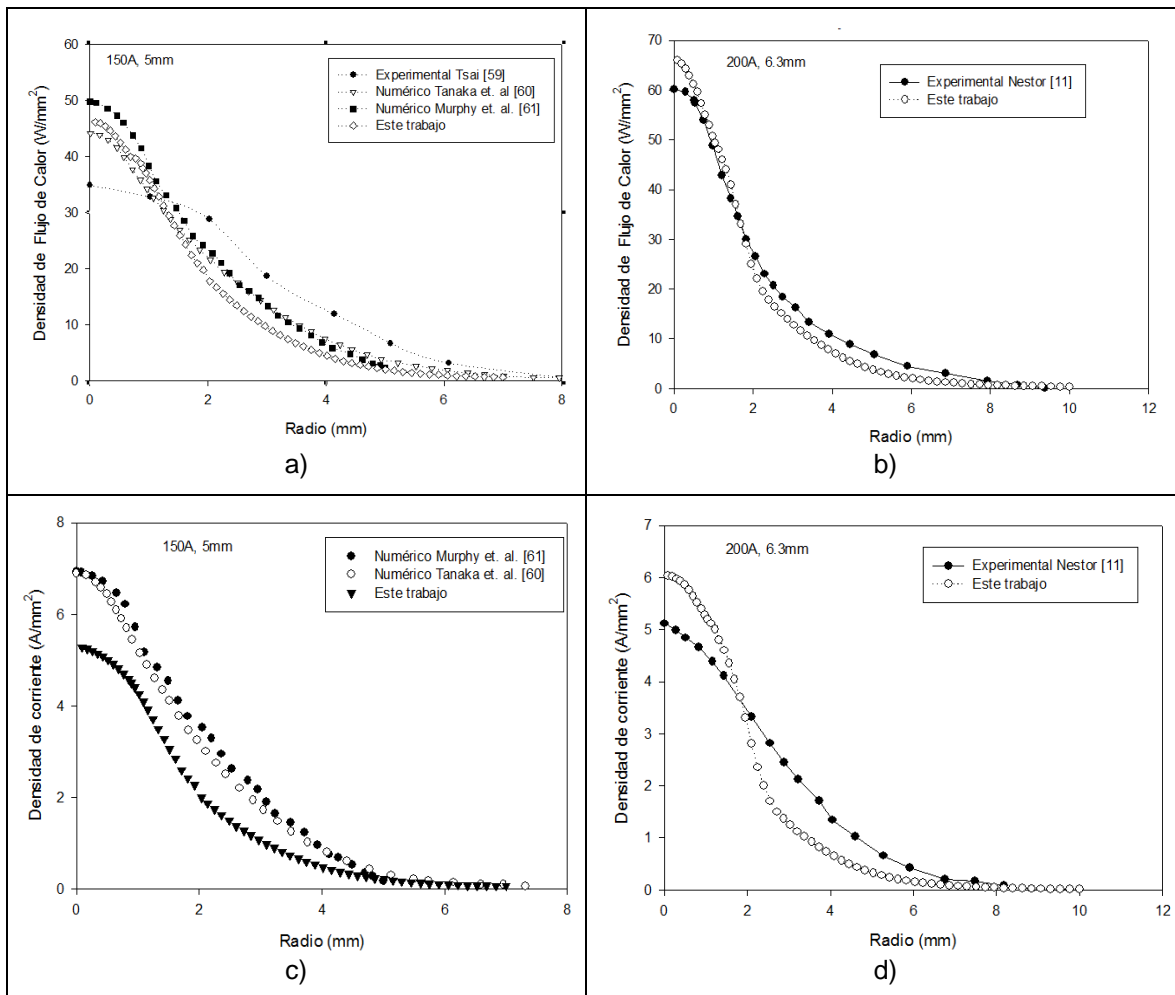


**Figura 3.2** Comparación entre los resultados del modelo numérico propuesto por Hsu *et al.* [3] (caso 2 de la **Tabla 3.1**) contra los obtenidos numéricamente en este estudio para: a) Perfil de temperaturas a lo largo del eje de simetría, b) Perfil de velocidades a lo largo del eje de simetría y c) Presión del arco a lo largo del eje de simetría.

### 3.1.3 Flujo de calor y densidad de corriente en el ánodo

Adicionalmente a los resultados de las características físicas del arco eléctrico, en la **Figura 3.3** se pueden comparar trabajos experimentales y modelos numéricos reportados en la literatura sobre la interacción arco/ánodo a través de flujos de calor y densidades de corriente en el ánodo. Las **Figuras 3.3a** (casos 4, 5 y 6 **Tabla 3.1**) y **3.3b** (caso 7 **Tabla 3.1**) reportan la densidad de flujo de calor en el ánodo y las **Figuras 3.3c** (casos 5 y 6 **Tabla 3.1**) y **3.3d** (caso 7 **Tabla 3.1**) reportan la densidad de corriente en el ánodo. Se observa que existe excelente concordancia entre los resultados que arroja este modelo contra resultados reportados por otros autores tanto con modelos numéricos como con mediciones experimentales para todos los casos.

En conclusión se puede decir que el modelo computacional propuesto en este trabajo proporciona una representación lo suficientemente buena de las características principales del arco así como de la interacción entre el arco eléctrico y la pieza de trabajo, tomando en cuenta que las mayores discrepancias encontradas en esta comparación se pueden encontrar en zonas cercanas a los electrodos, donde existen fenómenos muy complejos fuera del equilibrio termodinámico local (caída anódica y caída catódica) que hasta el día de hoy siguen siendo investigados por diversos investigadores alrededor del mundo (ver **sección 1.1.3**).



**Figura 3.3** Comparación entre los resultados de modelos matemáticos y experimentales de diversos trabajos de arcos eléctricos en soldadura contra los obtenidos numéricamente en este estudio para: a) Distribución de la densidad de flujo de calor en el ánodo (Casos 4, 5 y 6 en **Tabla 3.1**), b) Distribución de la densidad de flujo de calor en el ánodo (Caso 7 en **Tabla 3.1**), c) Distribución de la densidad de corriente en el ánodo (Casos 5 y 6 en **Tabla 3.1**) y d) Distribución de la densidad de corriente en el ánodo (Casos 7 en **Tabla 3.1**)

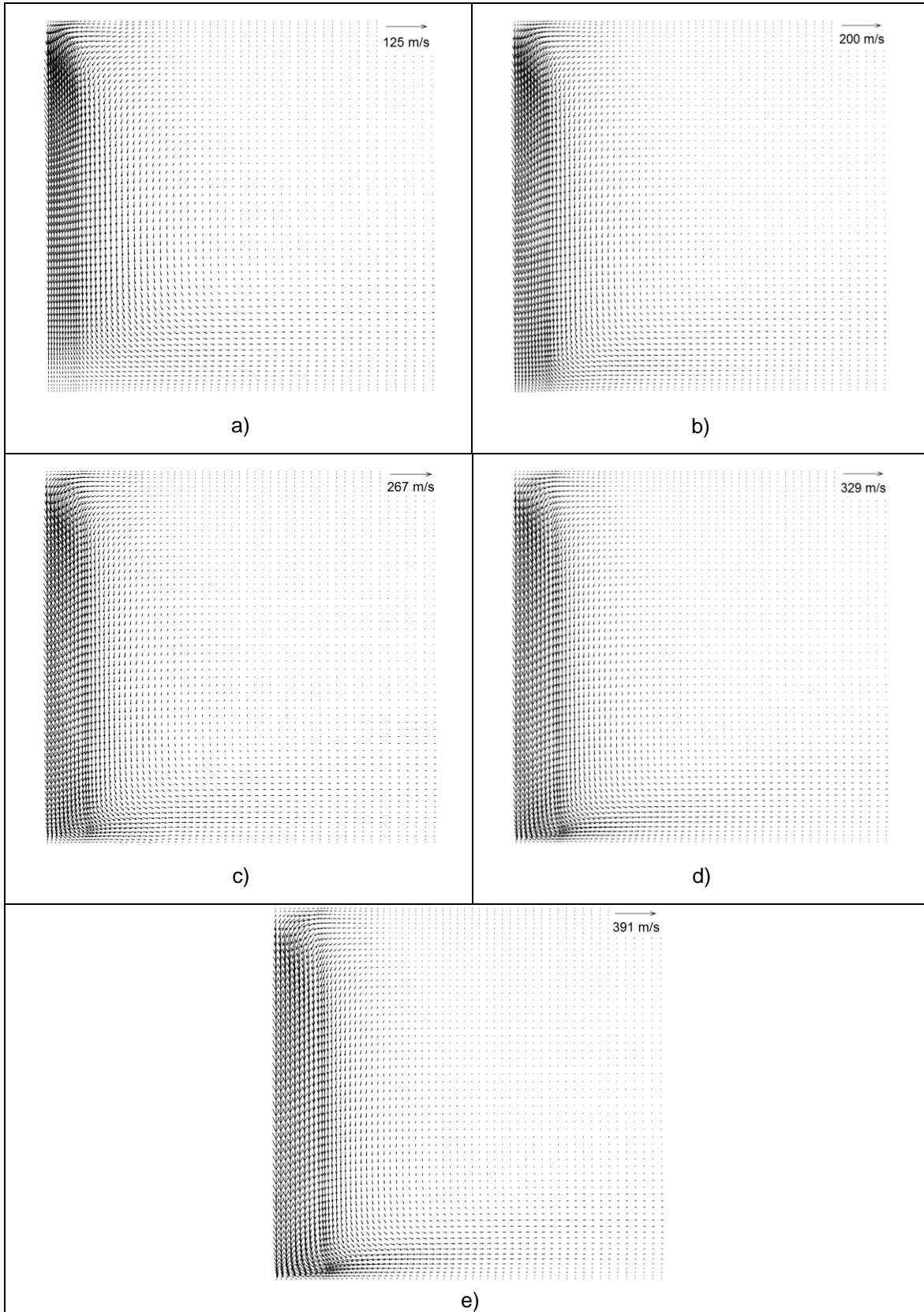
## 3.2 Efecto de las Variables de Proceso Sobre las Características de la Columna del Arco y las Interacciones Arco/Ánodo

En la actualidad, los procesos de soldadura manejan una gran cantidad de variables que un operador puede modificar para obtener una soldadura sana sin defectos. Este estudio se enfoca en tres de las principales variables de proceso: 1) corriente aplicada, 2) longitud del arco y 3) gas de cobertura. En esta sección se da un resumen de los principales efectos que tienen estas variables sobre las características generales de la columna del arco y las interacciones arco/ánodo, ya que no es un objetivo de este trabajo realizar un análisis a fondo sobre estos efectos por no ser original, puesto que existe una gran cantidad de información en la literatura al respecto (ver **sección 1.1.2 y 1.1.4**).

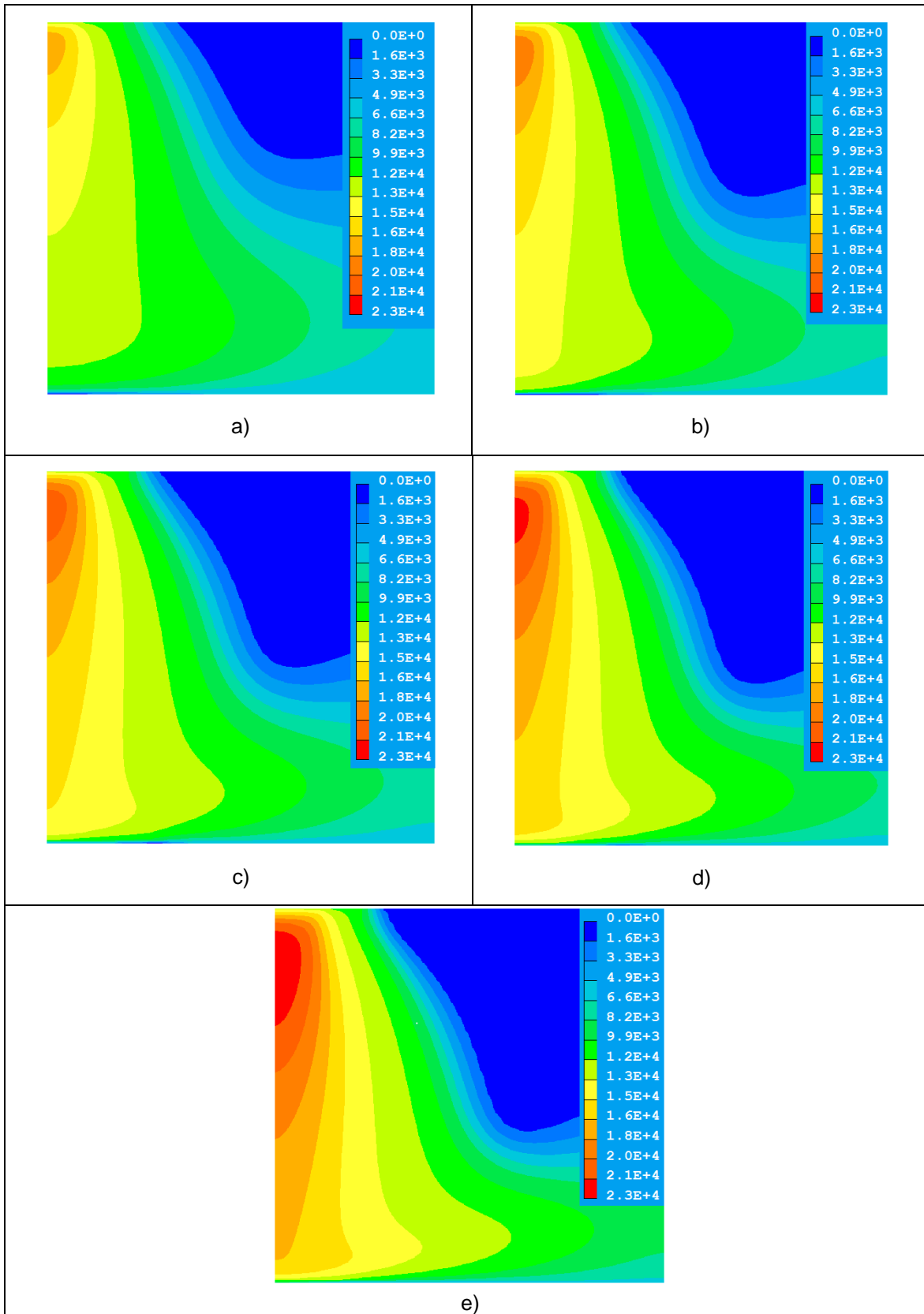
### 3.2.1 Efecto de la intensidad de corriente

En la **Figura 3.4** se presentan los patrones de flujo en 2D del jet de plasma para un arco eléctrico de Argón con la misma longitud de arco de 10 mm y variando la corriente en a) 100 A, b) 150 A, c) 200 A, d) 250 A y e) 300 A. Claramente se aprecia que el jet es más intenso (mayores velocidades) al aumentar la corriente del arco. La máxima velocidad del arco prácticamente se triplica al aumentar la corriente de 100 a 300 A (ver **Tabla 3.2**). Estos resultados se deben a que la magnitud de las fuerzas de Lorentz, que generan el jet, es proporcional a la densidad de corriente. También se aprecia que el jet de 100 A no choca sobre el ánodo con la misma inercia que para un arco de 300 A. Estas consideraciones de la presión del arco se deben tomar en cuenta para correlacionar defectos de la soldadura.

La **Figura 3.5** presenta los contornos de temperatura en 2D de arcos de argón con la misma longitud de arco de 10 mm y variando las corrientes del arco en: a) 100 A, b) 150 A, c) 200 A, d) 250 A y e) 300 A. Se observa claramente que existe un aumento de la temperatura a medida que aumenta la corriente del arco, con un incremento alrededor de 5,500 K de la temperatura máxima al variar la corriente de 100 a 300 A (ver **Tabla 3.2**). Esto es resultado de un aumento de calor debido al efecto Joule al aumentar la corriente. También se aprecia que la campana del arco se hace más ancha al aumentar la corriente, lo cual resulta de una mayor convección del jet por el incremento de las velocidades. Entonces, un arco con mayor intensidad de corriente transfiere más calor por mecanismos electrónicos, convección y radiación que un arco con baja intensidad.



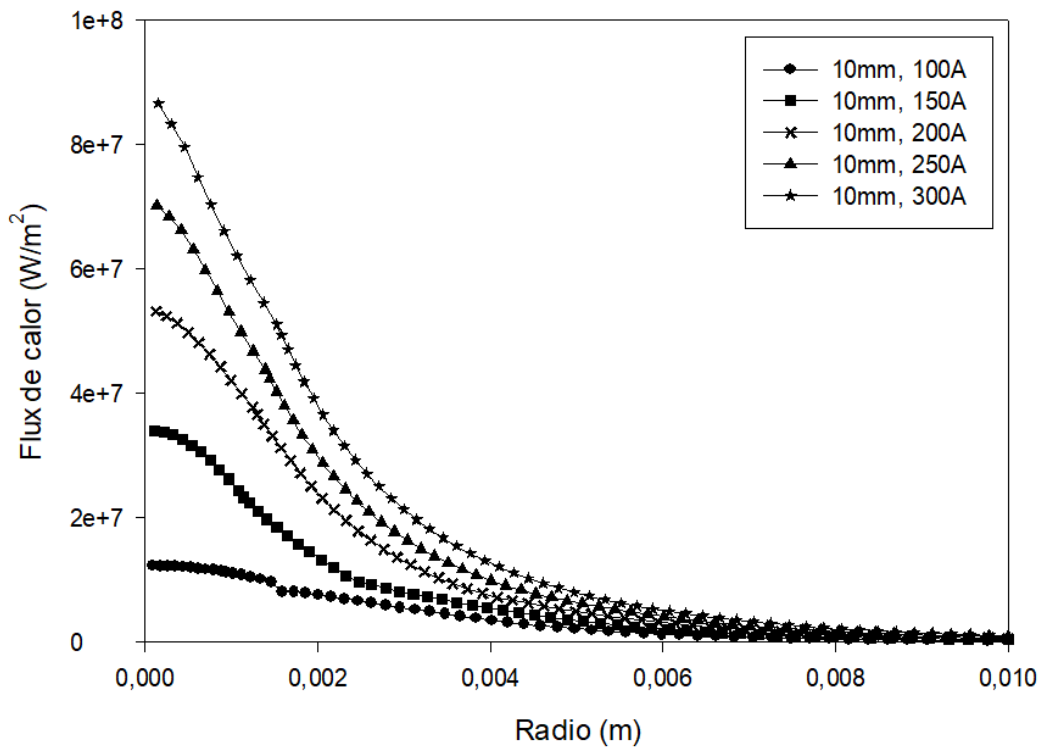
**Figura 3.4** Vectores de velocidad para arcos eléctricos de argón, 10 mm de longitud y corrientes de: a) 100 A, b) 150 A, c) 200 A, d) 250 A y e) 300 A.



**Figura 3.5** Contornos de temperatura para arcos eléctricos de argón, 10 mm de longitud y corrientes de: a) 100 A, b) 150 A, c) 200 A, d) 250 A y e) 300 A.



La **Figura 3.6** muestra los perfiles radiales de la densidad de flujo de calor en la superficie del ánodo para arcos de argón con la misma longitud de arco de 10 mm y variando las corrientes del arco en: a) 100 A, b) 150 A, c) 200 A, d) 250 A y e) 300 A. Se observa claramente que al igual que los contornos de temperatura, el aumento de los mecanismos electrónicos (efecto Joule y Thomson), convección y radiación con el aumento de la corriente, promueven un mayor flux de calor en la superficie del ánodo. Estos fluxes muestran una típica forma gaussiana, donde se observa un máximo sobre el eje de simetría y decrece de forma asintótica a lo largo del radio. Existe una diferencia significativa de la trasferencia de calor total desde el arco hacia el ánodo de aproximadamente  $9.31 \times 10^5$  W (ver **Tabla 3.2**) del arco de menor a mayor corriente.

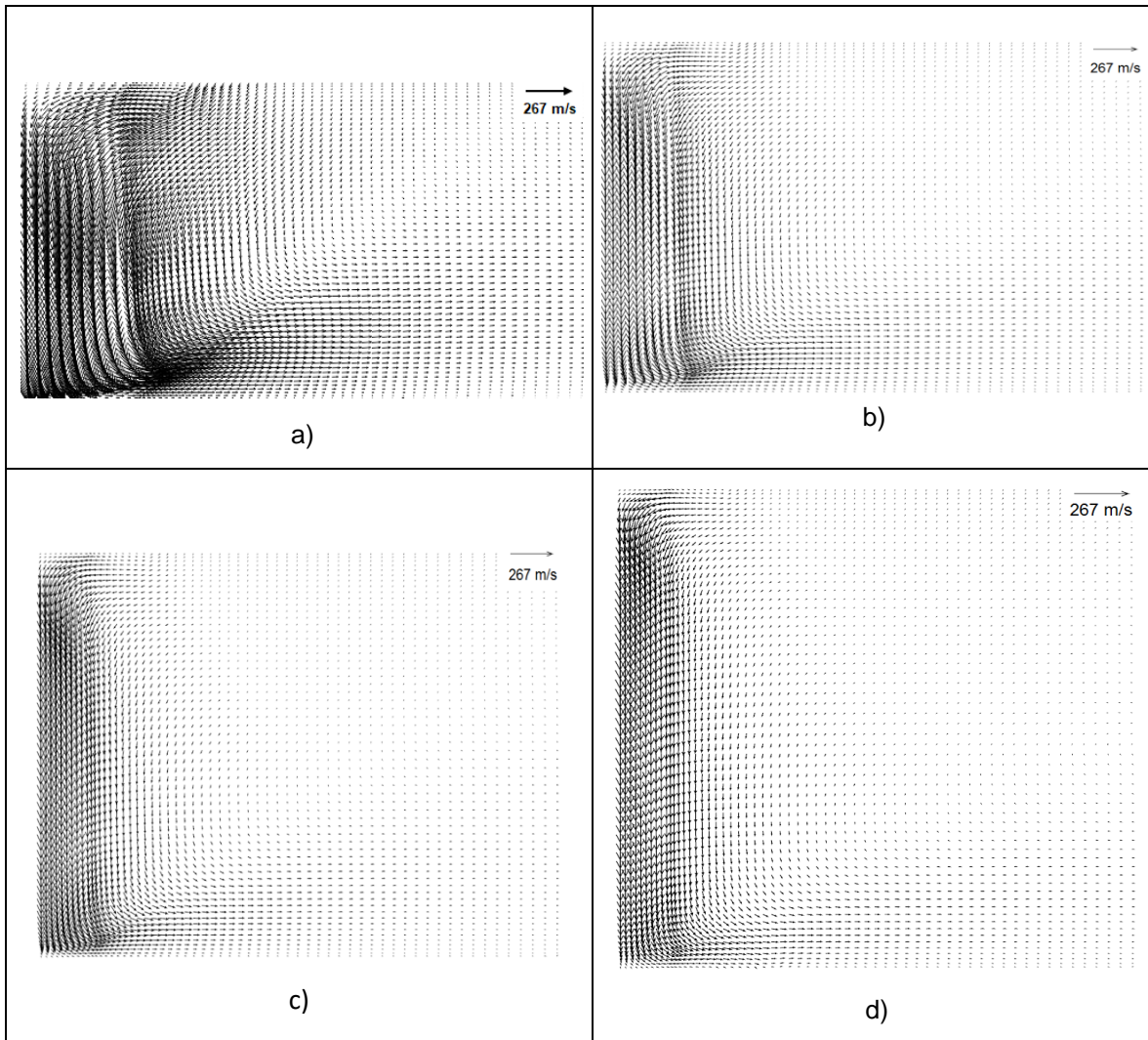


**Figura 3.6** Flux de calor en el ánodo para arcos eléctricos de argón, 10 mm de longitud y corrientes de: a) 100 A, b) 150 A, c) 200 A, d) 250 A y e) 300 A.

### 3.2.2 Efecto de la longitud de arco

En la **Figura 3.7** se presentan los patrones de flujo en 2D de un arco eléctrico de argón con una corriente constante de 200 A para longitudes de arco de: a) 3 mm, b) 5 mm, c) 7 mm y d) 10 mm. La velocidad máxima de los arcos permanece prácticamente constante con el aumento en la longitud del arco de 3 a 10 mm (ver **Tabla 3.2**). Estos resultados confirman que las fuerzas de Lorentz son las responsables de darle la cantidad de momento al jet y al no cambiar la corriente tampoco cambia la máxima velocidad. Sin embargo, la longitud del arco influye en

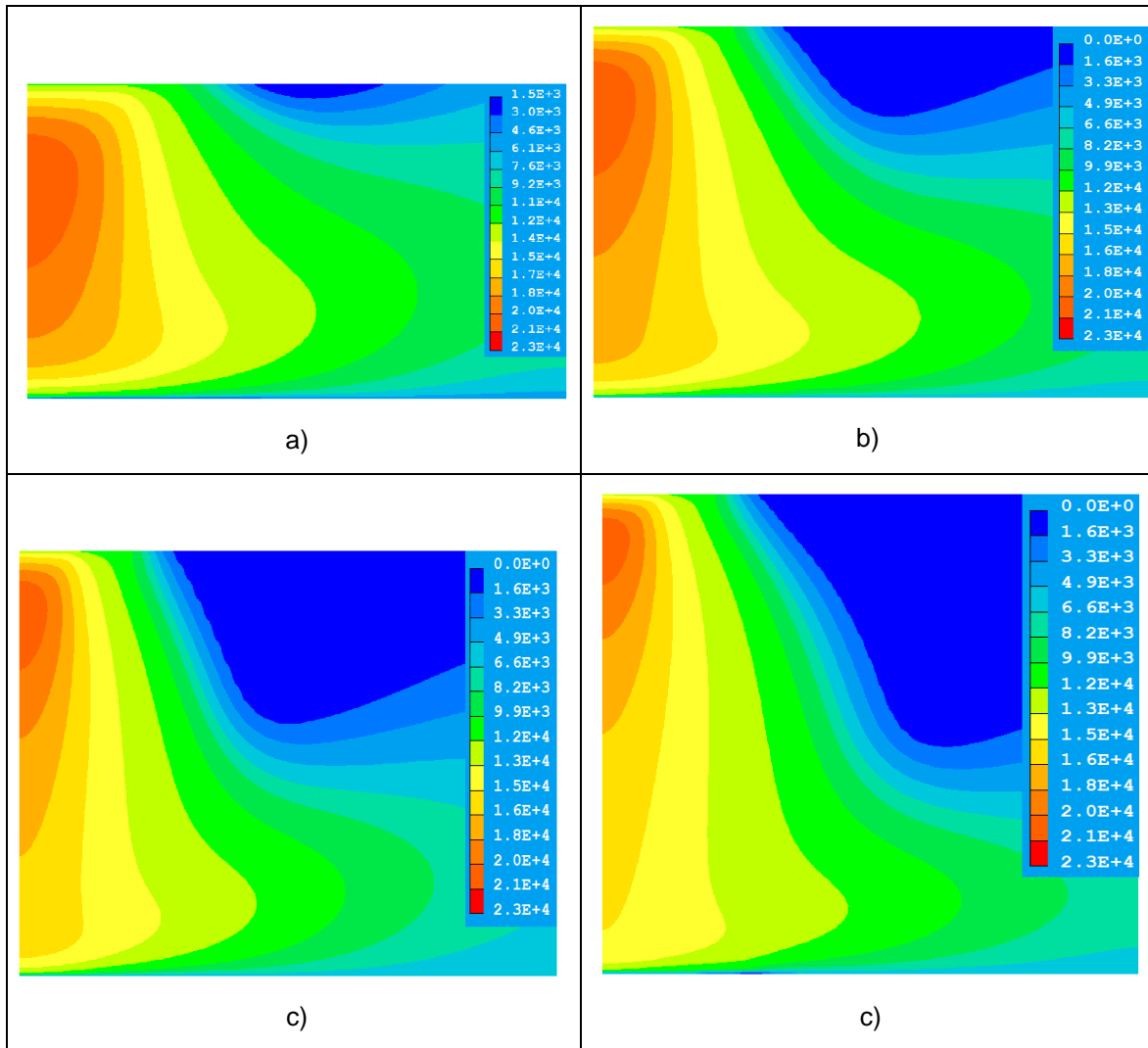
definir la cantidad de movimiento con la que el jet choca sobre el charco de soldadura, siendo mayor para arcos con longitudes más cortas que para arcos más largos. Esto tiene gran importancia en el acabado de la soldadura y la posible aparición de defectos dentro de la misma como salpicaduras o inclusiones no metálicas por la formación de capas de escoria.



**Figura 3.7** Vectores de velocidad para arcos eléctricos de argón, 200 A de corriente y longitudes de arco de: a) 3 mm, b) 5 mm, c) 7 mm y d) 10 mm.

La **Figura 3.8** presenta los contornos de temperatura de un arco eléctrico de argón con una corriente constante de 200 A para longitudes de arco de: a) 3 mm, b) 5 mm, c) 7 mm y d) 10 mm. La temperatura del arco eléctrico se mantiene prácticamente igual con la variación de la longitud del arco y su máxima temperatura es de aproximadamente 20,800 K (ver **Tabla 3.2**), confirmado que el calor generado por el efecto Joule es el mecanismo responsable de calentamiento del arco y que dependen de la corriente del mismo, por lo que al tener la misma corriente los arcos presentan temperaturas máximas casi idénticas. Sin embargo, al igual que los

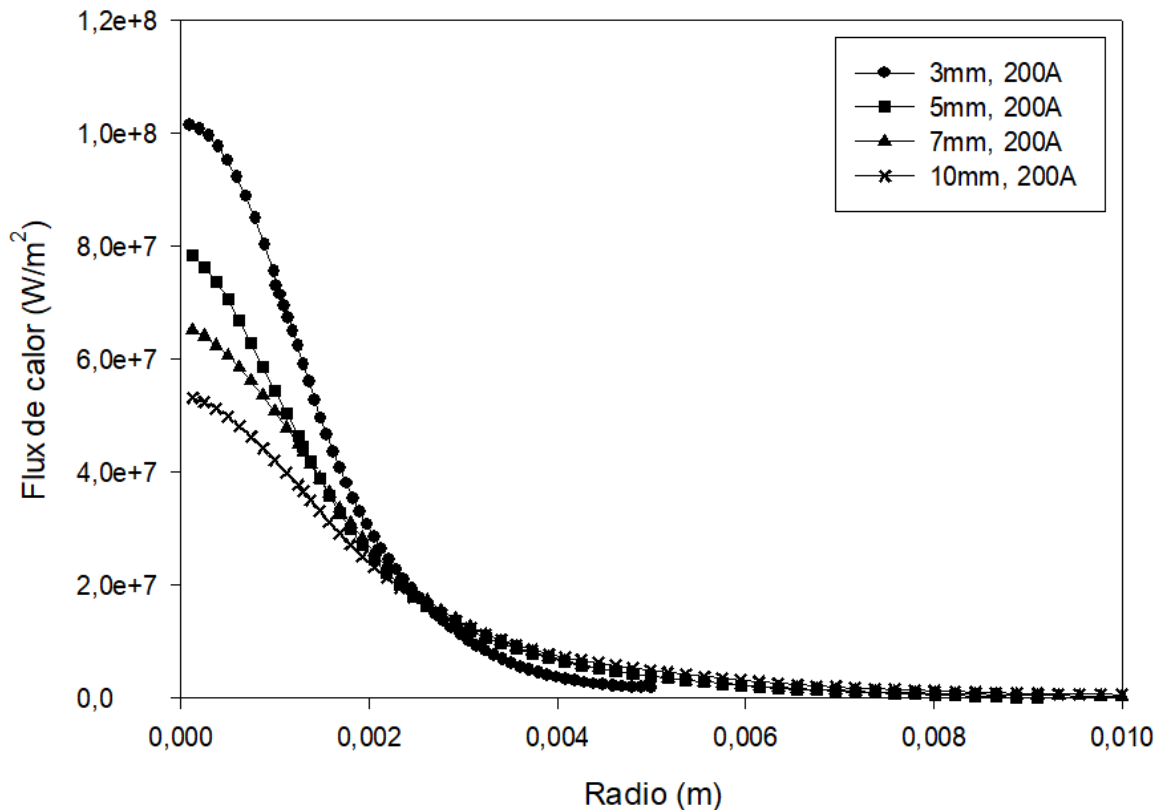
patrones de flujo, se debe tener especial cuidado sobre la superficie del ánodo, ya que se observa claramente que entre más pequeña sea la longitud de arco las temperaturas alcanzadas en la pieza de trabajo serán mayores y por ende el calor trasferido a la misma, lo que puede provocar disminución de las propiedades estructurales de la soldadura si no se tienen en cuenta las zonas afectadas térmicamente por el calor.



**Figura 3.8** Contornos de temperatura para arcos eléctricos de argón, 200 A de corriente y longitudes de arco de: a) 3mm, b) 5 mm, c) 7 mm y d) 10 mm.

La **Figura 3.9** muestra los perfiles radiales de la densidad de flujo de calor en la superficie del ánodo para arcos de argón con la misma corriente de 200 A y variando las longitudes de arco en: a) 3 mm, b) 5 mm, c) 7 mm y d) 10 mm. Se observa claramente que una disminución del tamaño del arco genera un aumento en la trasferencia de calor en el ánodo, a pesar de que las temperaturas máximas de todos los arcos se mantengan constantes. Esto se debe principalmente a que, en longitudes de arco cortas, la temperatura máxima se localiza mucho más cerca de

la pieza de trabajo que para arcos más largos y por ende una mayor transferencia de calor por radiación, por convección (al llegar el jet con más inercia) y por mecanismos electrónicos, pero todos estos mecanismos están más localizados en un área menor del ánodo. Este aumento del flux de calor se da sobre todo en el centro de la pieza y a radios cortos menores a 1 mm, ya que después de un milímetro estas diferencias desaparecen y se tiene un comportamiento similar para cualquier caso después de los 2 mm de radio.

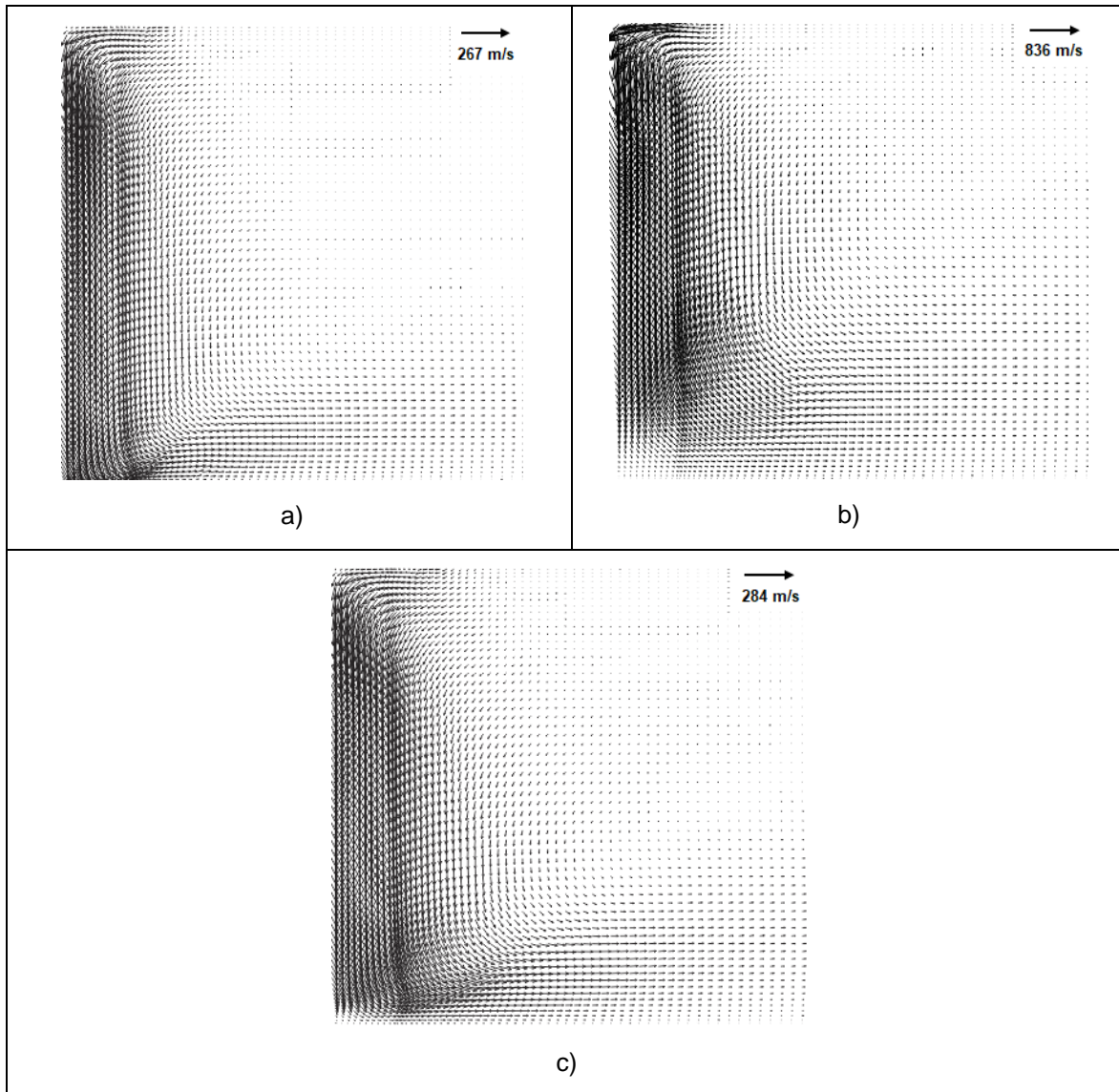


**Figura 3.9** Flux de calor en el ánodo para arcos eléctricos de argón, 200 A de corriente y longitudes de: a) 3 mm, b) 5 mm, c) 7mm y d) 10 mm.

### 3.2.3 Efecto del gas de cobertura

En la **Figura 3.10** se presentan los patrones de flujo en 2D de arcos eléctricos con una corriente y longitud constante de 200 A y 10 mm, para arcos ardiendo en: a) Ar, b) He, y c) Ar/He (50/50). Se puede observar una clara diferencia entre los arcos de argón y helio puro (**Figuras 3.10 a**) y **b**) respectivamente), donde un arco de helio muestra velocidades del flujo de gas mayores que para un arco de argón cerca del cátodo y en la columna del arco, sin embargo, estas velocidades son menores cerca del ánodo, esto puede atribuirse a que la viscosidad para el helio es mucho mayor que para el argón en un intervalo de temperaturas entre 13,000 y

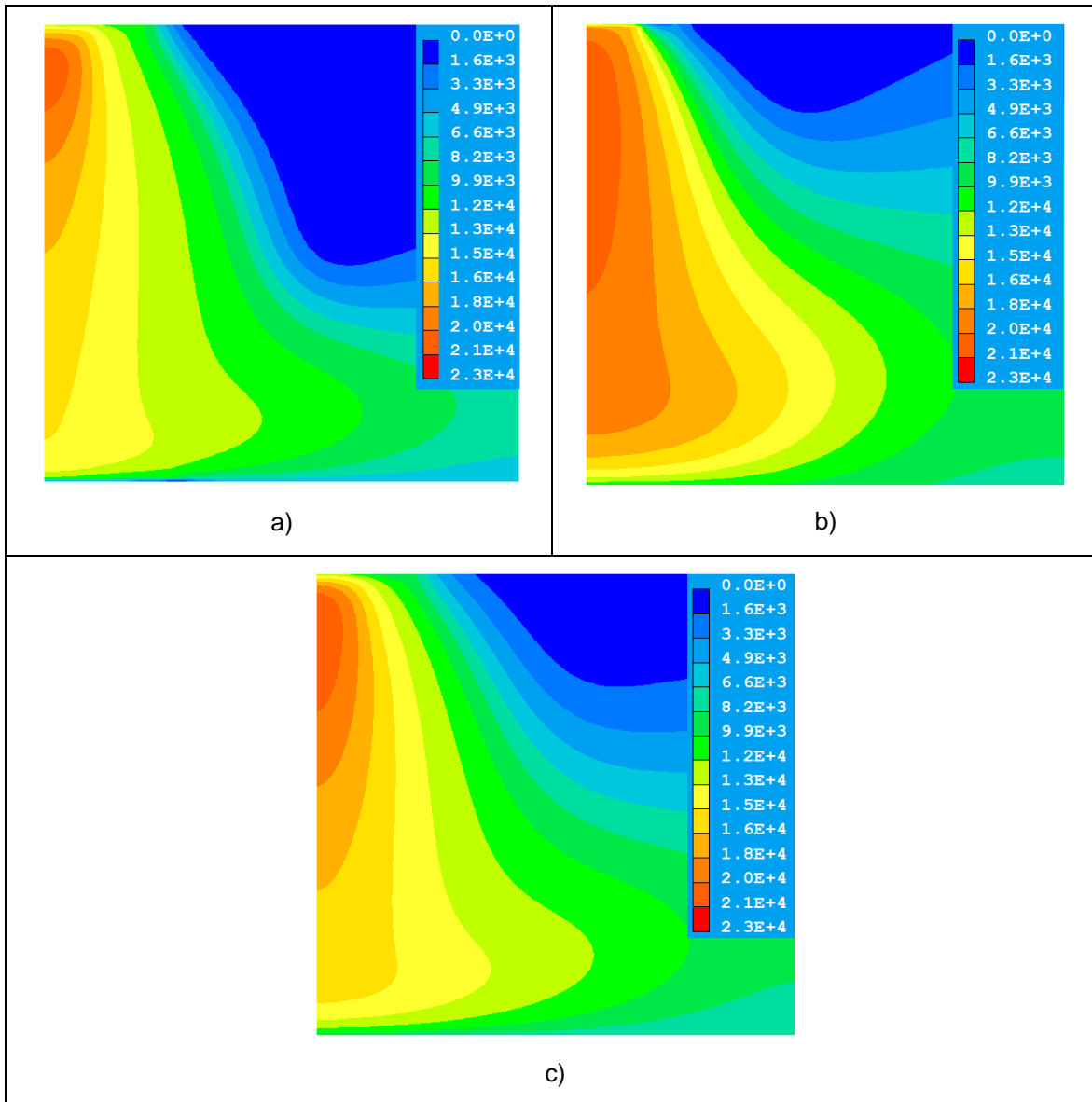
20,000 K (ver **Figura 2.2**). Finalmente, la adición de helio a un arco de argón tiene poco efecto sobre la distribución de velocidades dentro de la columna del arco, ya que esta adición de helio conduce a un ligero aumento de las velocidades máximas en la columna del arco ( $\approx 20$  m/s), por lo que el campo de velocidades en una mezcla 50/50 entre argón y helio estará más cerca al de un arco de argón puro que a uno de helio puro.



**Figura 3.10** Vectores de velocidad para arcos eléctricos de 200 A de corriente, longitud de arco de 10 mm y ardiendo en: a) Ar, b) He y c) Ar/He (50/50).

Las propiedades de un arco eléctrico dependen en gran medida del gas de cobertura. Esto es claramente evidente en la **Figura 3.11** que presenta los contornos de temperatura en 2D de arcos eléctricos con una corriente y longitud constante de 200 A y 10 mm, para arcos ardiendo en: a) Ar, b) He, y c) Ar/He (50/50). El arco de argón puro tiene una temperatura máxima y temperatura cerca del ánodo

más bajas que para un arco de helio puro. El arco de helio por su parte no tiene la típica forma de campana de los arcos de argón.



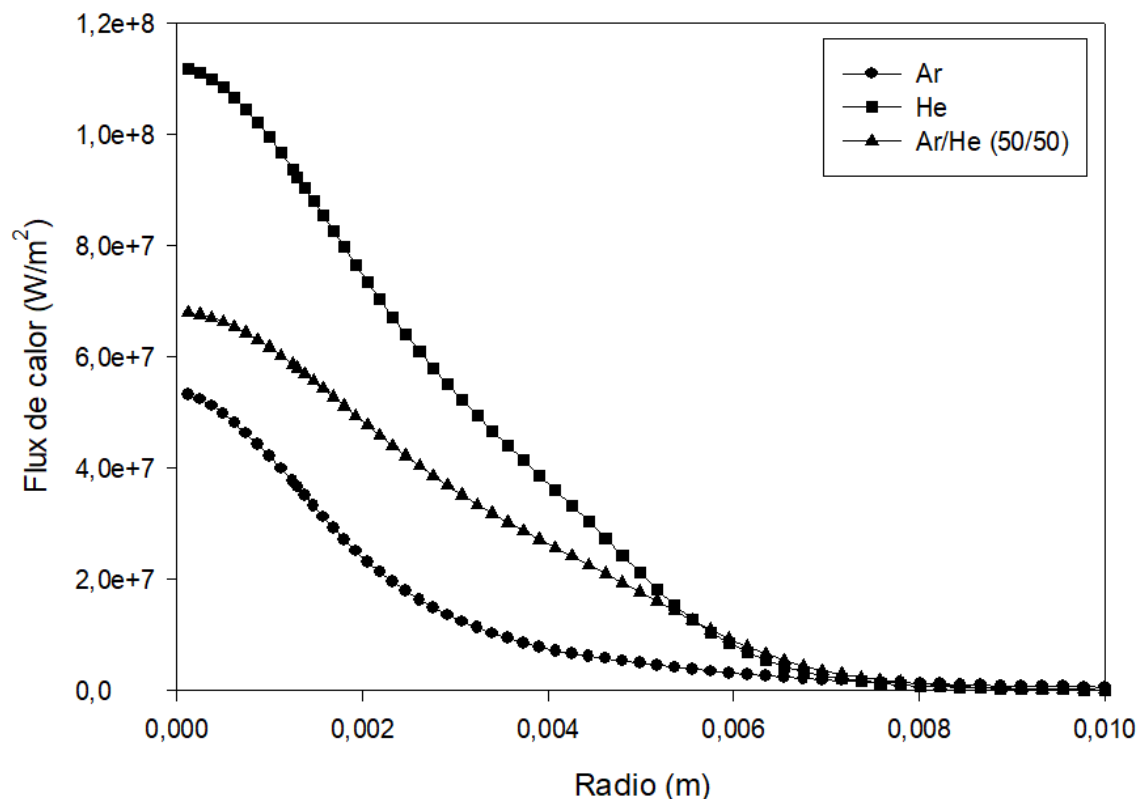
**Figura 3.11** Contornos de temperatura para arcos eléctricos de 200 A de corriente, longitud de arco de 10 mm y ardiendo en: a) Ar, b) He y c) Ar/He (50/50).

Los contornos de temperatura del arco se ven modificados principalmente por la conductividad eléctrica (efecto joule), la convección en el chorro del plasma y el calor específico del gas de cobertura. El argón presenta una conductividad eléctrica mayor que el helio, sin mencionar que la conducción de eléctrica inicia a una menor temperatura (10,000 K) que para el helio (14,900 K), esta menor conductividad eléctrica del helio restringe el área a través de la cual fluye la corriente eléctrica. La disminución del área de sección trasversal del arco eléctrico trae consigo otros efectos como el aumento de la corriente cerca del eje del arco (aumento de la



temperatura), que a su vez promueve el incremento de la velocidad del jet dado por el producto  $J \times B$  (ver **Figura 3.10**). Finalmente, al igual que para los campos de velocidad, los contornos de temperatura al adicionar helio en un arco de argón tienen un efecto muy pequeño, ya que el campo de temperaturas se acerca mucho más a un arco de argón puro que a uno de helio puro, la adición de helio conduce a un pequeño aumento de la temperatura tanto en la columna del arco como cerca del ánodo.

La **Figura 3.12** muestra los perfiles radiales de la densidad de flujo de calor en la superficie del ánodo de arcos eléctricos con una corriente y longitud constante de 200 A y 10 mm, para arcos ardiendo en: a) Ar, b) He, y c) Ar/He (50/50). Se observa claramente que la densidad de flujo de calor en el eje de simetría ( $R = 0$ ) para el arco de helio es mayor por un factor de aproximadamente 2.1 comparado con un arco de argón, esto es como consecuencia principalmente de una mayor temperatura del arco, mayor voltaje, una mayor conductividad térmica especialmente en zonas de mayor temperatura (zonas centrales del arco), y una menor emisión radiativa lo que significa una menor pérdida de energía por radiación y en consecuencia llega una mayor cantidad al ánodo.



**Figura 3.12** Flux de calor en el ánodo para arcos eléctricos de 200 A de corriente, longitud de arco de 10 mm y ardiendo en: a) Ar, b) He y c) Ar/He (50/50).

También se puede observar claramente que la densidad de flujo de calor en el ánodo aumenta al agregar helio a un arco de argón, pero al igual que en los perfiles de velocidades y los contornos de temperatura, este cambio es pequeño comparado con un arco de argón puro, ya que solo existe un aumento por un factor de aproximadamente 1.2, lo que significa que un arco con una mezcla 50/50 de argón y helio se parecerá mucho más a un arco de argón puro que a uno de helio puro.

Finalmente, en la **Tabla 3.2**, se muestra un resumen de las principales propiedades del arco como la velocidad, temperatura, voltaje y flujo total de calor en función de las distintas variables de proceso antes analizadas.

**Tabla 3.2** Resumen de las principales propiedades de arcos eléctricos en argón variando la corriente (I), la longitud de arco (L) y el gas de cobertura (G).

Efecto	Gas de cobertura	Corriente de Arco (A)	Longitud de Arco (m)	Velocidad máxima (m/s)	Temperatura máxima (K)	Voltaje máximo (volt)	Calor total (W)	
								I
								L
								G
	Ar	100	0.01	125	17581	11.6	2.39e05	
	Ar	150	0.01	200	19378	13.1	4.67e05	
	Ar	200	0.01	267	20828	14.4	7.48e05	
	Ar	250	0.01	330	21957	15.4	9.5e05	
	Ar	300	0.01	391	23034	16.4	1.17e06	
	Ar	200	0.003	267	21615	10.0	1.01e06	
	Ar	200	0.005	267	21448	11.2	8.59e05	
	Ar	200	0.007	267	21350	12.6	8.24e05	
	He	200	0.01	836	20908	26.6	2.14e06	
	Ar/He	200	0.01	284	21064	14.1	1.44e06	

Donde podemos resumir de manera muy general que un aumento de la corriente tendrá consigo efectos como el aumento de la velocidad y temperatura máximas, el voltaje y el flujo de calor total al ánodo. El aumento de la longitud de arco traerá consigo cambios insignificantes tanto en la temperatura como en la velocidad máxima del arco, pero si un aumento del voltaje y el flujo de calor total del mismo. Finalmente, un arco de helio comparado con uno de argón tendrá mayores temperaturas, velocidades mayores en la columna del arco, pero menores cerca del ánodo, una mayor caída de potencial y mayor flujo de calor total hacia el ánodo. La



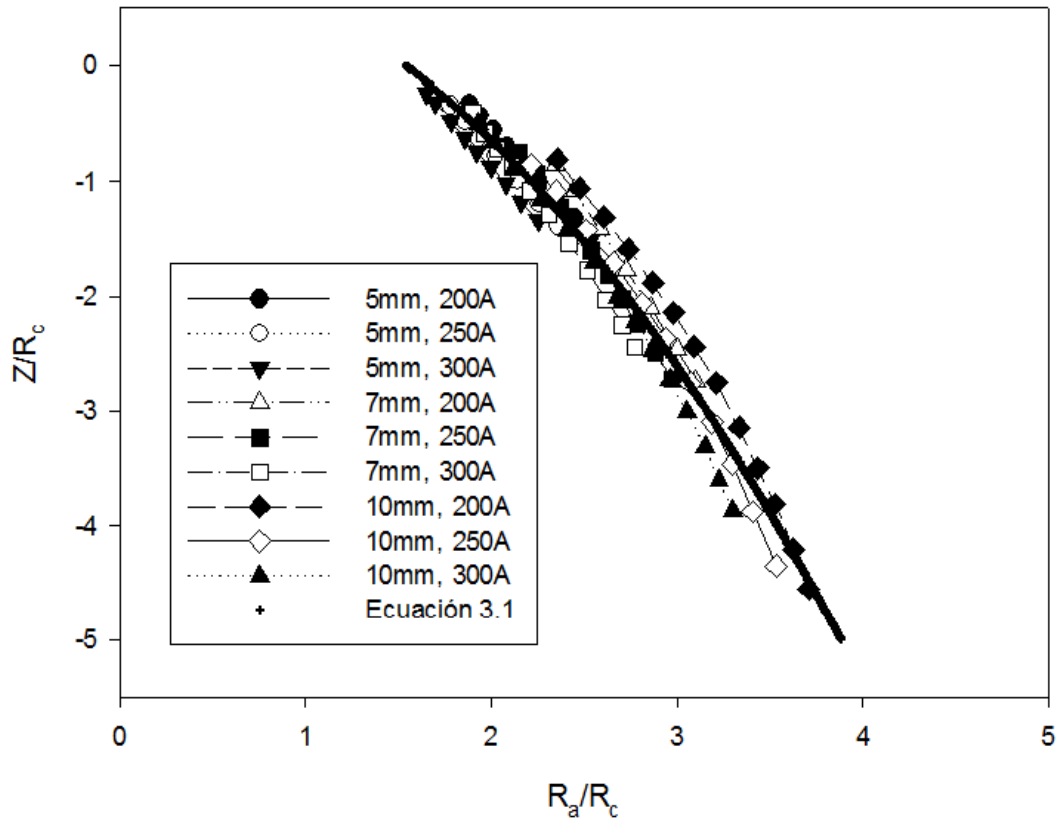
adición de helio en arcos de argón traerá consigo pequeños aumentos tanto de las velocidades, temperaturas y caída de potencial del arco eléctrico, así como un pequeño aumento de flujo de calor total hacia el ánodo, lo que indica que un arco con una mezcla 50/50 de argón y helio sigue siendo mucho más parecido a un arco de argón puro que a uno de helio.

### 3.3 Representación Adimensional de un Arco Eléctrico de Argón

Con base en los resultados anteriores, donde de manera general se analizaron los efectos de las variables de proceso estudiadas en este trabajo sobre las características y la interacción entre el arco eléctrico y el ánodo, es posible representar todas estas a través de fórmulas algebraicas. La hipótesis de este trabajo contempla que la forma del arco es única independientemente de la corriente y longitud de arco, siempre y cuando esta se dibuje de una forma adimensional apropiada. Esta representación adimensional puede obtenerse para cada gas de cobertura o mezcla de gases de forma individual, dándonos la posibilidad de derivar y formular correlaciones adimensionales que representan estas características e interacciones con el ánodo con el fin último de poder estimar variables de proceso sin la necesidad de un cálculo numérico complejo. En esta sección se realiza únicamente el procesamiento de datos para un arco eléctrico de argón (caso inicialmente estudiado) variando la corriente y longitud de arco, explicando a detalle el procesamiento.

#### 3.3.1 Representación adimensional de la forma del arco

En la sección anterior observamos que las variables de proceso tienen una importante influencia sobre la forma del arco. Esta forma determina las características magnetohidrodinámicas de la columna del arco y por ende las interacciones con el ánodo, es por esto por lo que se planteó como hipótesis que una representación adecuada de la forma del arco coadyuvaría en la descripción de estas características. La forma adimensional de arcos eléctricos no es nueva, ya que existen trabajos donde se determinó que al dividir las distancias axiales y radiales del arco ( $Z$  y  $R_a$ ) por el radio  $R_c$ , que es el radio de un punto en el cátodo por medio del cual fluye la corriente fue utilizada para determinar la forma de arcos eléctricos en hornos de arco eléctrico para procesos de fabricación de acero [87, 90], de esta forma al dividir las distancias axiales y radiales del arco por  $R_c$ , se involucran las dos principales variables de proceso aquí estudiadas (corriente ( $I$ ) y longitud de arco ( $L$ )). En la **Figura 3.13** se grafica el radio del arco de argón de forma adimensional ( $R_a/R_c$ ) en función de la posición axial adimensional ( $Z/R_c$ ), para corrientes que van de 200 a 300 A y longitudes de 5 a 10 mm. El radio del arco,  $R_a$ , está determinado por la isoterma a 10,000 K que coincide, de acuerdo con trabajos realizados por Jordan *et al.* [91] y Hsu *et al.* [3], con la zona visible del arco eléctrico, mientras que  $R_c$ , se puede calcular a través de la **Ecuación 2.19**.



**Figura 3.13** Forma del arco expresada en forma adimensional. Radio adimensional ( $R_a/R_c$ ) en función de la posición axial adimensional ( $Z/R_c$ ) para arcos de argón y corrientes de 200 a 300 A y longitudes de 5 a 10 mm.

Antes de analizar la forma adimensional de los arcos de argón es preciso mencionar que se excluyeron los resultados de arcos de 100 a 150 A y de 3 mm de longitud. La causa principal de no tomar estos casos de arcos en cuenta se debe al hecho de que la forma adimensional de estos arcos queda muy desfasada de la forma única encontrada para todas las demás condiciones reportadas en la **Figura 3.13**. Este desfasamiento se puede explicar de manera individual para cada variable, en el caso de la corriente, se puede apreciar que para corrientes bajas la forma del arco representada por la isoterma de 10,000 K no presentan el mismo trazado, es decir, los arcos de 100 y 150 A presentan isotermas de 10,000 K que no muestra la misma forma típica de campana presentes en arcos de mayor corriente (ver **Figura 3.5**), además el aumento de corriente conlleva un aumento del tamaño del arco, es decir, una expansión la cual es compensada por los valores de  $R_c$ , sin embargo a corrientes bajas, las diferencias de estas expansiones son mayores que a corrientes altas y estas diferencias de mayor tamaño no alcanzan a ser compensadas por los valores de  $R_c$ . Por su parte, arcos con longitud pequeña no permiten que el jet de plasma se desarrolle, ya que este jet choca de manera casi

inmediata con el ánodo y por lo tanto la forma típica del arco se ve alterada (ver **Figura 3.8**).

Es posible observar que todas las líneas en la **Figura 3.13** que representan la forma del arco caen prácticamente sobre una misma línea cuando se grafican de forma adimensional. Se debe señalar que a pesar de que estas líneas tienen la misma tendencia, solo se reportan en un intervalo de posiciones axiales, es decir, se excluye su representación en las zonas cercanas tanto al cátodo como al ánodo. La exclusión de la forma del arco en la región cercana al cátodo se debe a que la isoterma de 10,000 K tiene un cambio brusco de pendiente debido al alto gradiente de temperaturas entre el cátodo (3500 K) y la columna del arco (10,000 K). Por su parte, la exclusión de la forma de arco en la región aledaña al ánodo se debe a que el jet sufre ahí una expansión brusca debido a que éste choca con la superficie del ánodo, lo que a su vez crea la forma de campana en el arco promovida por la inercial radial del jet sobre el ánodo. Finalmente, es posible obtener a través de un ajuste de la curva (**Ecuación 3.1**) representativa de la forma del arco adimensional usando el software TableCurve™, válida para un amplio rango de corrientes y longitudes de arco en arcos de argón. La forma de este arco presenta una relación cuadrática con la distancia axial desde el cátodo, dada por:

$$\frac{R_a}{R_c} = \left( a - b \frac{Z}{R_c} \right)^{1/2}; \quad R^2 = 0.959 \dots \dots \dots \text{(Ec. 3.1)}$$

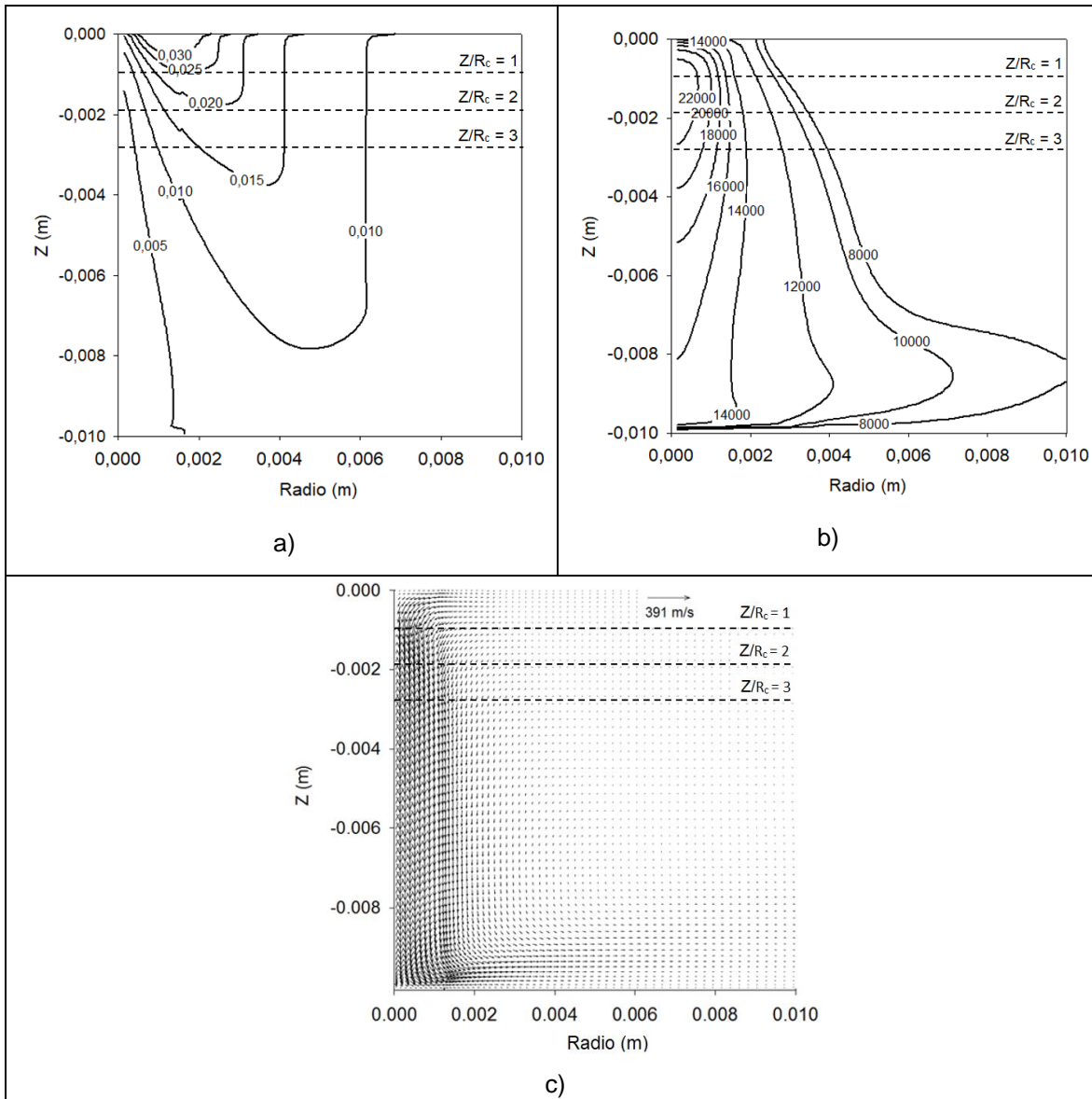
Donde, *a* y *b* son constantes (ver **Tabla 3.3**). Existen trabajos de otros autores que han propuesto formas de arcos eléctricos muy similares mediante un comportamiento cuadrático del radio del arco en función de la distancia axial [18, 90], sin embargo, la **Ecuación 3.1** no ha sido descrita anteriormente.

### 3.3.2 Características de la columna del arco

Las principales características de la columna de arco exploradas fueron el campo magnético, temperatura y velocidad. Para cada variable dependiente, se hicieron gráficos de contornos para todo el dominio y se graficaron perfiles radiales en varias posiciones axiales. La **Figura 3.14** muestra un ejemplo de estos cortes a diferentes posiciones axiales para contornos de campo magnético, temperatura y patrones de flujo para un arco eléctrico ardiendo en argón de 300 A y 10 mm.

Dado que la región del arco puede expresarse de una forma única, es posible expresar las características de la columna del arco de una forma análoga sin dimensiones. Los perfiles radiales en función de la posición axial (*Z/R<sub>c</sub>*) para cada característica se normalizaron al dividir los valores de esos perfiles radiales por el valor máximo de esa característica en esa posición axial específica. Mientras que el radio se normaliza con el radio del arco, *R<sub>a</sub>* que será el mismo sin importar las condiciones de operación. El radio del arco *R<sub>a</sub>* es una función de la distancia axial

adimensional  $Z/R_c$  como se indica en la **Ecuación 3.1** y el valor máximo de cada característica es el valor máximo en cada distancia axial. Por lo tanto, esta variable será función de las dos variables de proceso presentadas en este trabajo.



**Figura 3.14** Características de la columna de un arco eléctrico de argón de 300 A y 10 mm: (a) campo magnético, (b) temperatura y (c) velocidad. Las líneas punteadas horizontales corresponden a la distancia axial adimensional,  $Z/R_c$ , igual a 1, 2 y 3.

Los perfiles radiales adimensionales de la densidad de campo magnético, temperatura y velocidad axial se pueden observar en las **Figuras 3.15 – 3.17** para diferentes corrientes de arco, longitudes de arco y para distintas posiciones axiales excluyendo las regiones aledañas al cátodo y ánodo por los motivos señalados anteriormente.

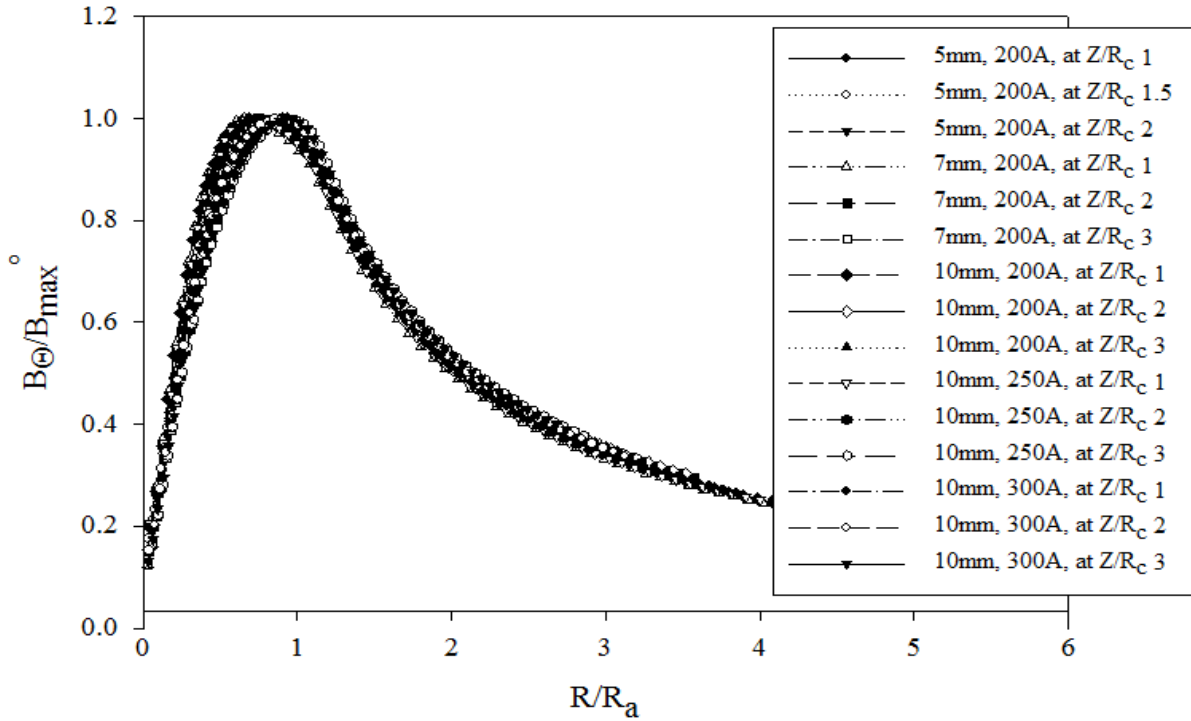


Figura 3.15 Representación adimensional de los perfiles radiales de la densidad de campo magnético de arcos ardiendo en argón.

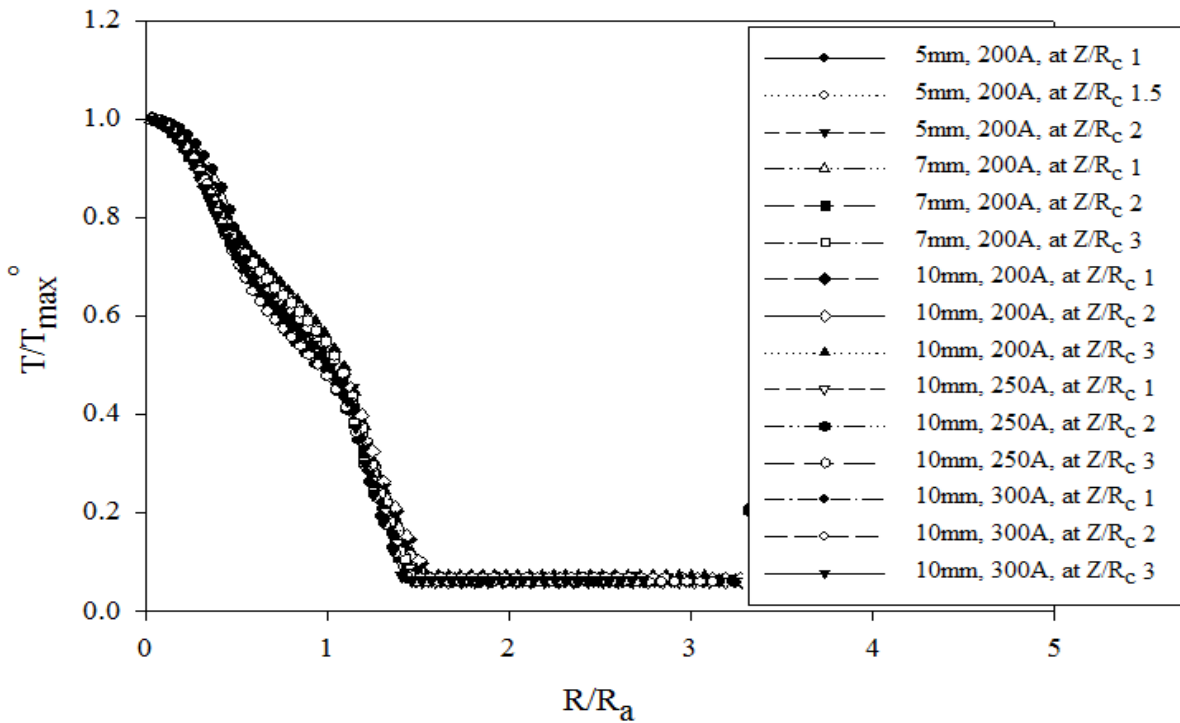
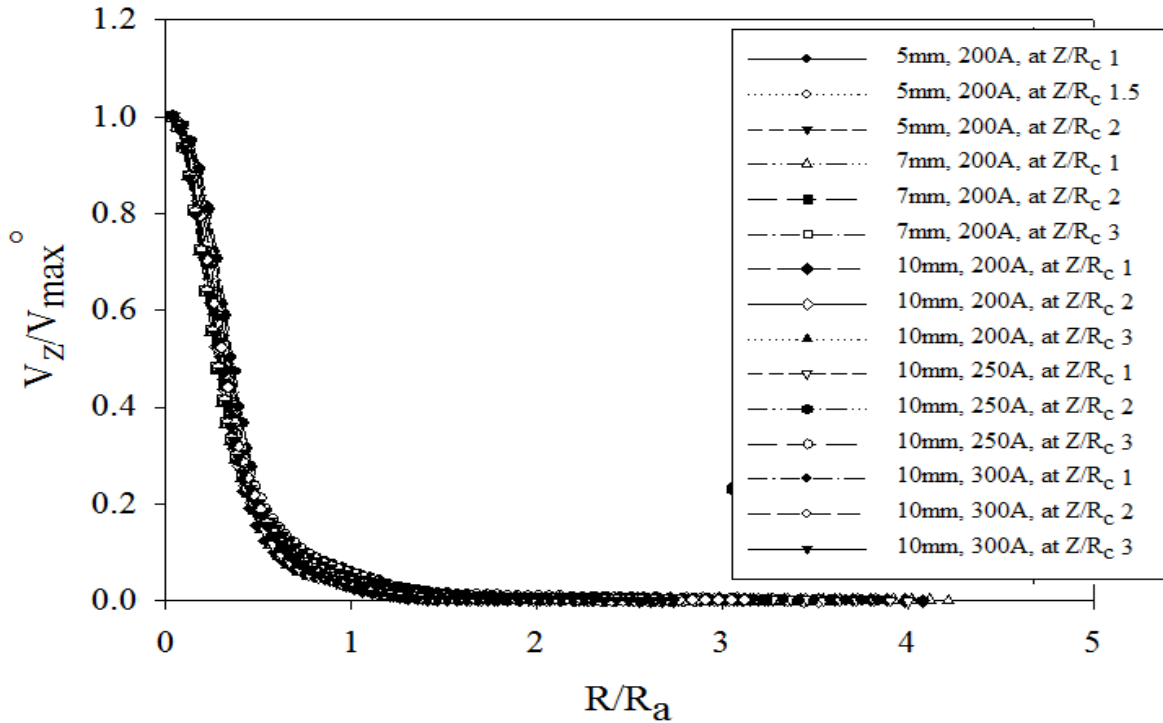


Figura 3.16 Representación adimensional de los perfiles radiales de temperatura en arcos ardiendo en argón.



**Figura 3.17** Representación adimensional de los perfiles radiales de velocidad en arcos ardiendo en argón.

La forma del perfil radial del campo magnético muestra un valor mínimo en el centro del arco que asciende de forma lineal hasta alcanzar un valor máximo justo en la frontera del arco,  $R/R_a=1$ , para posteriormente decrecer de manera asintótica a lo largo del radio (ver **Figura 3.15**). Por su parte los perfiles radiales de temperatura y velocidad muestran un comportamiento gaussiano, con un valor máximo en el centro del arco, y un decrecimiento asintótico con el crecimiento del radio (ver **Figura 3.16 – 3.17**). Mediante un ajuste de curvas usando el software TableCurve™, los perfiles radiales de estas características de la columna del arco pueden ser expresados como:

$$\frac{B_{\theta}}{B_{max}^{\circ}} = a + b \left(\frac{R}{R_a}\right) + c \left(\frac{R}{R_a}\right)^2 + d \left(\frac{R}{R_a}\right)^3 + e \left(\frac{R}{R_a}\right)^4 + f \left(\frac{R}{R_a}\right)^5 + g \left(\frac{R}{R_a}\right)^6 + h \left(\frac{R}{R_a}\right)^7 + i \left(\frac{R}{R_a}\right)^8 \dots \quad (\text{Ec. 3.2})$$

$$\frac{T}{T_{max}^{\circ}} = a + b \left(\frac{R}{R_a}\right)^2 + c \left(\frac{R}{R_a}\right)^4 + d \left(\frac{R}{R_a}\right)^6 + e \left(\frac{R}{R_a}\right)^8 + f \left(\frac{R}{R_a}\right)^{10} + g \left(\frac{R}{R_a}\right)^{12} + h \left(\frac{R}{R_a}\right)^{14} + i \left(\frac{R}{R_a}\right)^{16} + j \left(\frac{R}{R_a}\right)^{18} \dots \quad (\text{Ec. 3.3})$$

$$\frac{V_z}{V_{max}^\circ} = \frac{1}{\left(a + b\left(\frac{R}{R_a}\right) + c\left(\frac{R}{R_a}\right)^2 + d\left(\frac{R}{R_a}\right)^3\right)} \dots\dots\dots \text{(Ec. 3.4)}$$

Donde  $B_\theta$ ,  $T$  y  $V_z$ , son el campo magnético (tesla), temperatura (K) y velocidad axial (m/s) en la columna del arco respectivamente.  $B_{max}^\circ$ ,  $T_{max}^\circ$  y  $V_{max}^\circ$  son los valores máximos de esas propiedades para cada posición axial ( $Z$ ), que en el caso del campo magnético se localiza en el radio del arco ( $R_a$ ), y para la temperatura y velocidad axial estos máximos se localizan en el eje de simetría ( $R = 0$ ), mientras que  $a$ ,  $b$ ,  $c$ ,  $d$ ,  $e$ ,  $f$ ,  $g$ ,  $h$ ,  $i$  y  $j$  son constantes derivadas del ajuste de las curvas (ver **Tabla 3.3**). Finalmente, los valores máximos para cada posición axial pueden ser estimados en función de las variables de proceso (corriente ( $I$ ) y longitud de arco ( $L$ )), además de la posición axial ( $Z$ ) y el valor máximo de esa propiedad en todo el dominio ( $B_{max}$ ,  $T_{max}$  y  $V_{max}$ ), a través de:

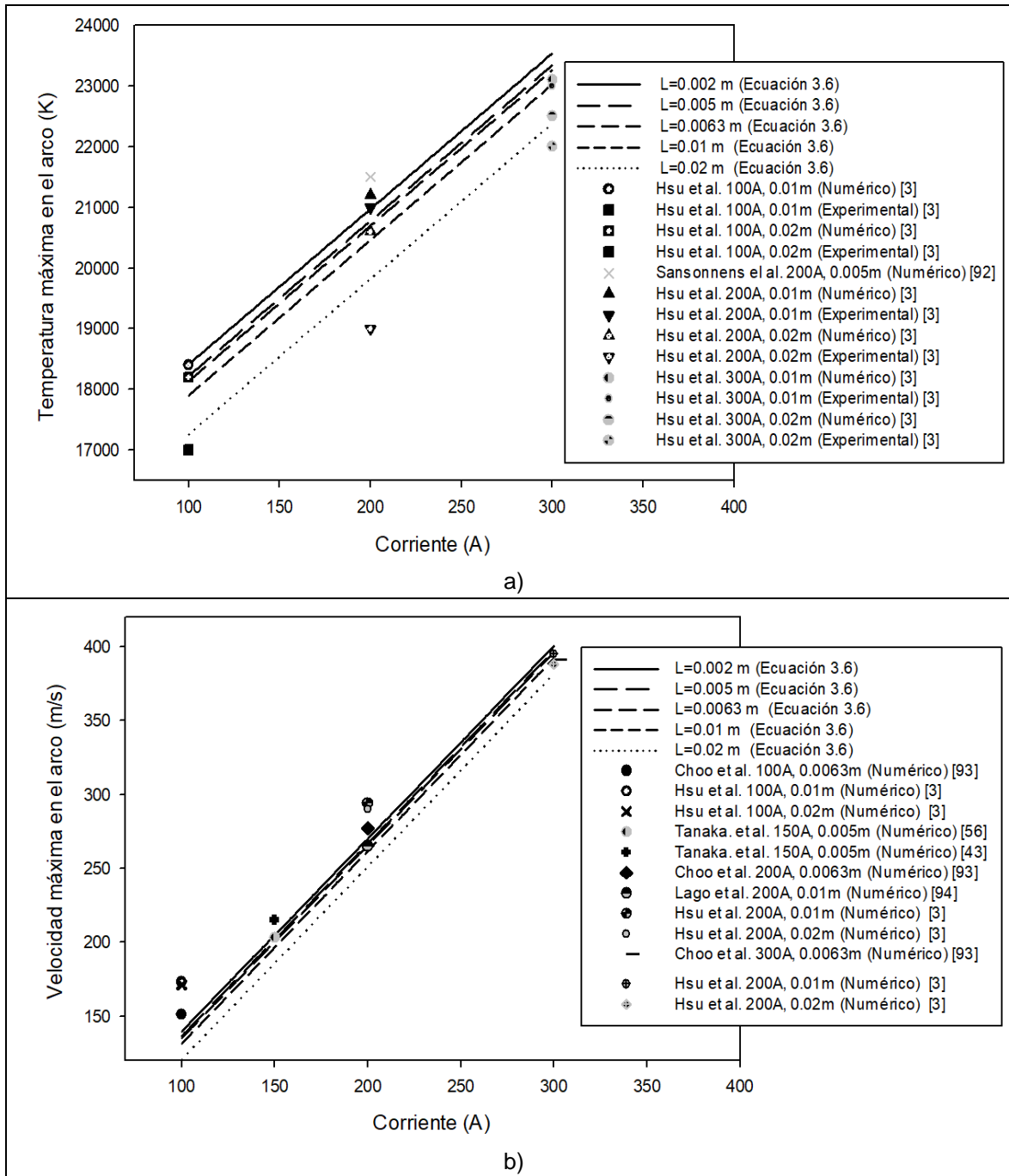
$$\text{Propiedad física}_{max}^\circ = (a + (b * I) + (c * L) + (d * Z) + (e * \text{Propiedad física}_{max}^\circ))^f \dots\dots \text{(Ec. 3.5)}$$

Donde  $\text{propiedad física}_{max}^\circ$ , representa el valor máximo para cada posición axial de cualquiera de las características de la columna del arco exploradas en este trabajo ( $B_{max}^\circ$ ,  $T_{max}^\circ$  y  $V_{max}^\circ$ ), mientras que  $a$ ,  $b$ ,  $c$ ,  $d$ ,  $e$  y  $f$  son constantes (ver **Tabla 3.3**), y la  $\text{propiedad física}_{max}$ , representa el valor máximo en todo el dominio de esa característica ( $B_{max}$ ,  $T_{max}$  y  $V_{max}$ ) y que puede ser calculada como:

$$\text{Propiedad física}_{max} = a + (b * I) + (c * L) \dots\dots\dots \text{(Ec. 3.6)}$$

Debido al hecho de que las ecuaciones para determinar las principales características en la columna de un arco eléctrico (**Ecuaciones 3.2 - 3.4**) están en función de los valores máximos globales (en todo el dominio) y locales (para cada posición axial), una forma de validar esta información es comparando los valores máximos globales obtenidos para los casos de estudio de este trabajo contra valores reportados en la literatura y así tener certeza de una buena representación. La **Figura 3.18** muestra los valores máximos de temperatura y velocidad para diferentes corrientes y longitudes de arco, las líneas representan los valores calculados a través de la **Ecuación 3.6** y los puntos dispersos representan los valores máximos de trabajos tanto numéricos como experimentales reportados por otros autores. Se puede observar que tanto los valores máximos de temperatura como de velocidad estimados mediante la **Ecuación 3.6** tienen una excelente concordancia con los valores reportados en la literatura, por lo que se puede concluir que la predicción de estos máximos globales es adecuada. Finalmente, es posible calcular el campo magnético, la temperatura, y la velocidad del jet en la columna de un arco de argón bajo un amplio rango de condiciones de operación a través del

uso de las **Ecuaciones 3.2 – 3.6**, sin la necesidad de correr simulaciones numéricas complejas.



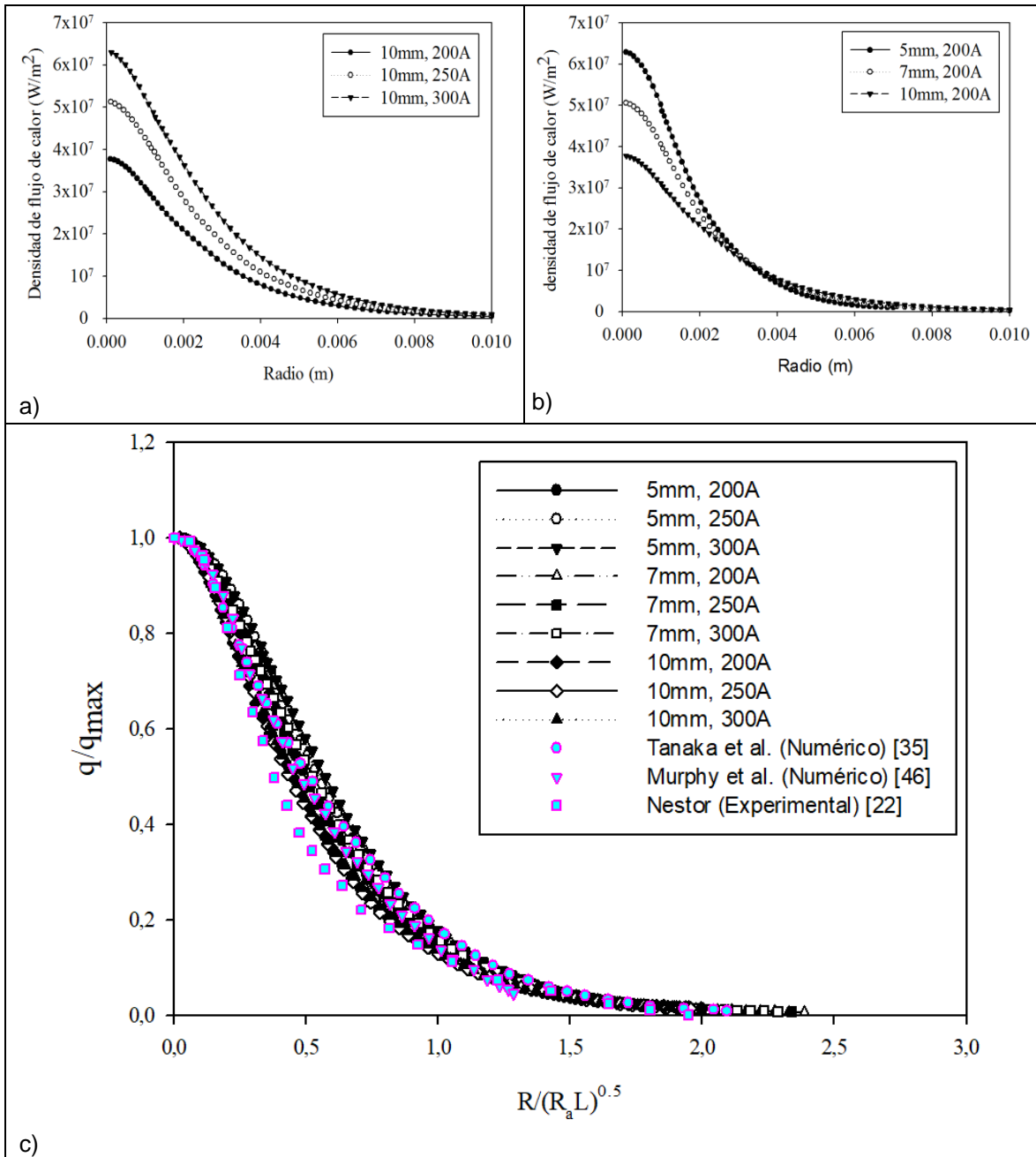
**Figura 3.18** Comparación de la **Ecuación 3.6** para la temperatura y velocidad máxima contra valores de trabajos previos [3, 43, 56, 92-94].

### 3.3.3 Interacciones arco/ánodo

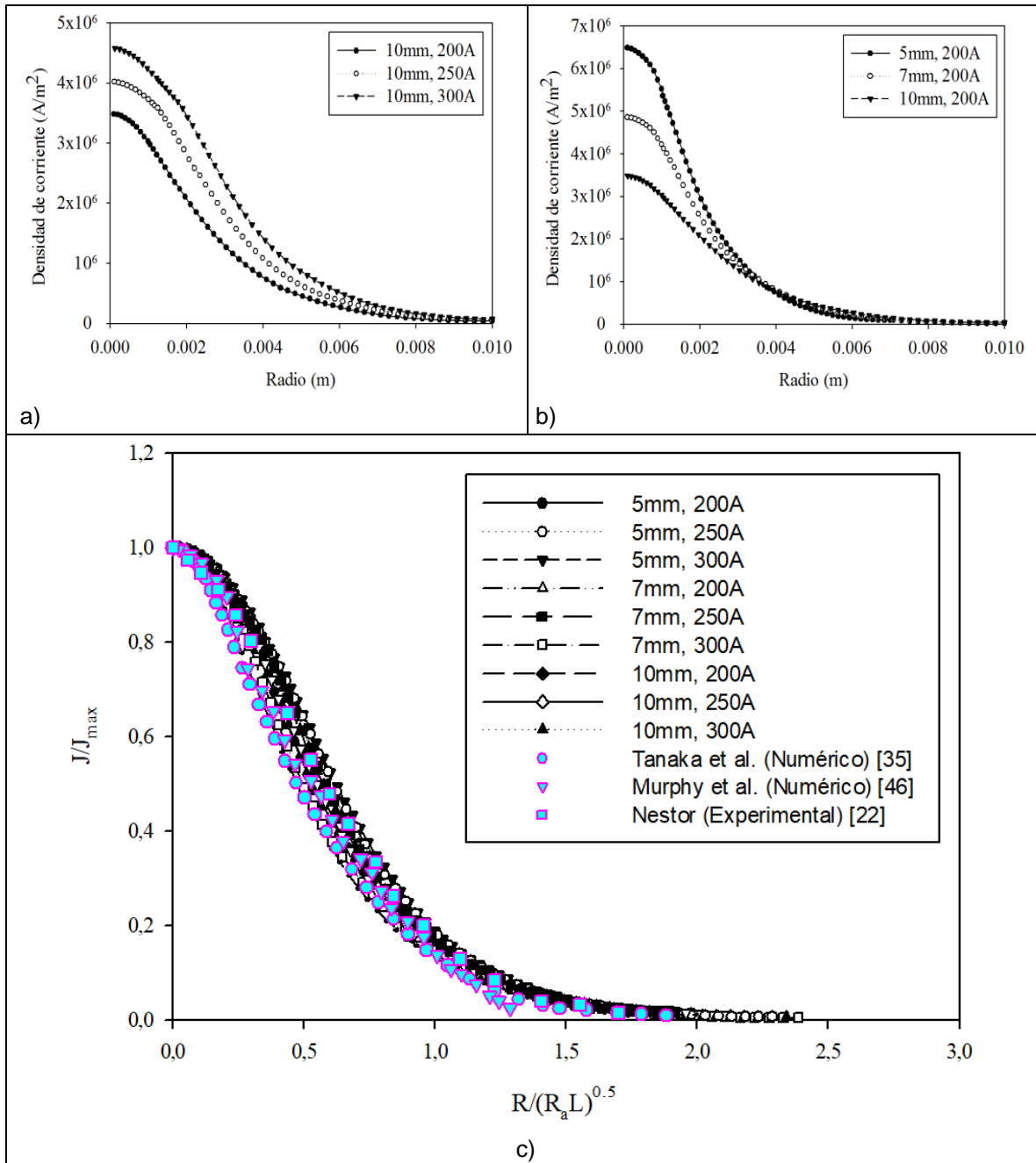
Las características de la columna de un arco eléctrico de soldadura sin duda son importantes, sin embargo, desde un punto de vista práctico, las interacciones



entre el arco eléctrico y la pieza de trabajo (ánodo), son de mucho mayor relevancia ingenieril, ya que son utilizadas con el fin de predecir condiciones favorables para la obtención de una soldadura sana. Las interacciones arco/ánodo estudiadas son: a) densidad de flujo de calor trasferido, b) transferencia de la densidad de corriente, c) presión sobre la superficie del ánodo y d) esfuerzos de corte sobre la superficie del ánodo.



**Figura 3.19** Perfiles radiales del flux de calor desde el arco hacia el ánodo en arcos de argón para: a) arcos con longitud constante de 10mm y corrientes de 200 A, 250 A y 300 A, b) arcos con corriente constante de 200 A y longitudes de arco de 5 mm, 7 mm y 10 mm, y c) perfil radial adimensional del flux de calor para todos los casos de argón reportados en este estudio.



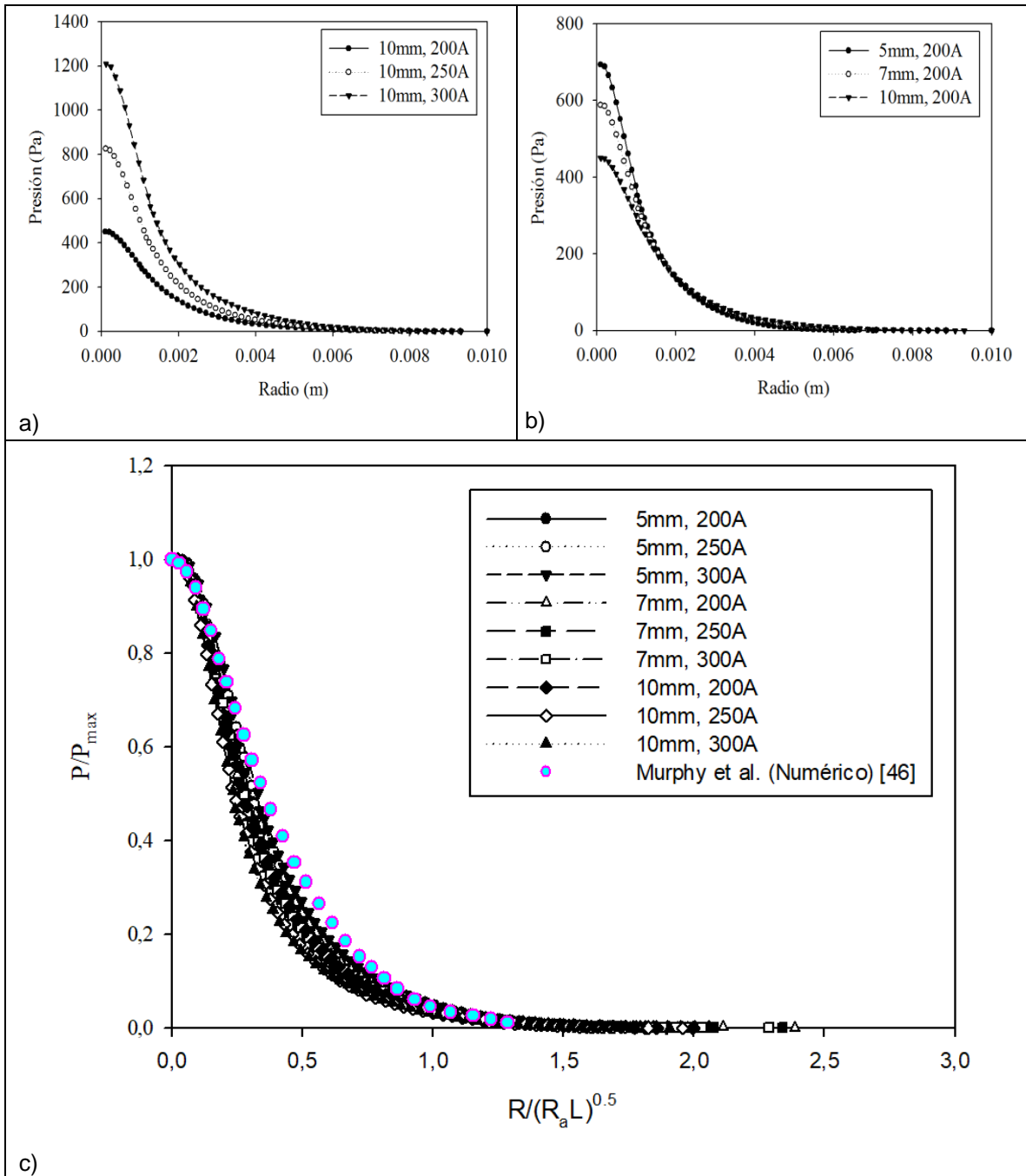
**Figura 3.20** Perfiles radiales de la densidad de corriente desde el arco hacia el ánodo en arcos de argón para: a) arcos con longitud constante de 10mm y corrientes de 200 A, 250 A y 300 A, b) arcos con corriente constante de 200 A y longitudes de arco de 5 mm, 7 mm y 10 mm, y c) perfil radial adimensional de la densidad de corriente para todos los casos de argón reportados en este estudio.

La transferencia de calor desde el plasma hacia el ánodo se da a través de diversos mecanismos como la convección, conducción, radiación y la energía transportada por los electrones. En la **Figura 3.19** se observan los perfiles radiales de la densidad de flujo de calor variando la corriente y manteniendo la longitud de arco constante (ver **Figura 3.19a**) y viceversa (ver **Figura 3.19b**) para arcos de

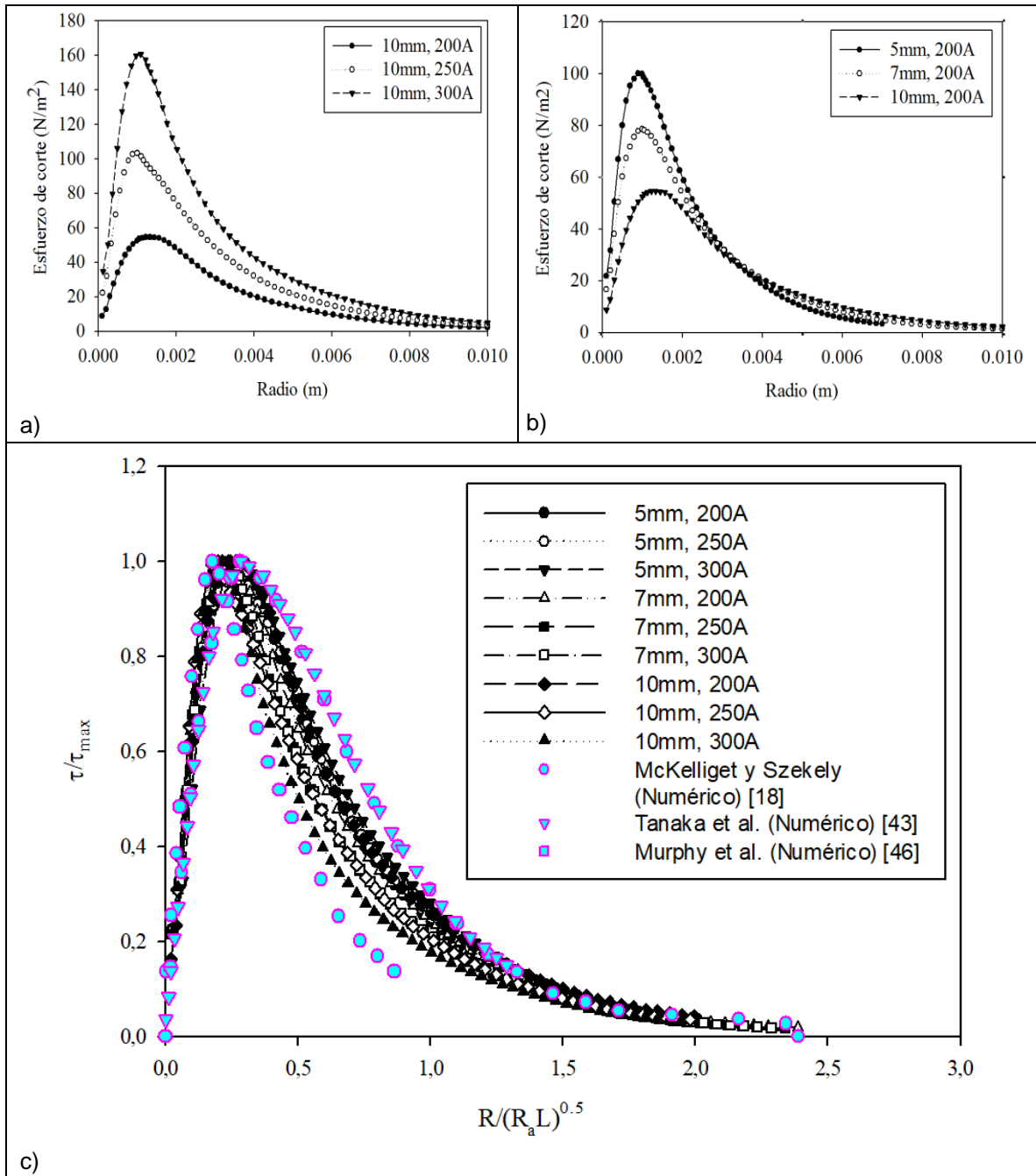
argón. Estos mismos casos son graficados nuevamente de forma adimensional (ver **Figura 3.19c**) dividiendo el radio,  $R$ , por el factor  $(R_a L)^{0.5}$  y la densidad de flujo de calor,  $q$ , es dividida sobre la densidad de flujo de calor máximo en el ánodo  $q_{max}$ . Como se observa, a diferencia de las características de la columna del arco, la distancia radial adimensional es dividida no solo por el radio del arco,  $R_a$ , sino también por la longitud de este ( $L$ ), ya que cualquier interacción se ve directamente afectada por esta distancia, a medida que la longitud es más corta la interacción será mayor, el exponente 0.5 se obtuvo como resultado de un análisis estadístico. La **Figura 3.19c** muestra con claridad que todas las curvas para los diferentes casos calculados en este trabajo convergen en una forma única independientemente de las condiciones de operación. Adicionalmente, se incluyen datos de las densidades de flujo de calor calculados y medidos experimentalmente por otros autores que fueron graficados de la misma forma adimensional y que tienen una excelente concordancia.

En la **Figura 3.20** se observan los perfiles radiales de la densidad de corriente variando la corriente y manteniendo la longitud de arco constante (ver **Figura 3.20a**) y viceversa (ver **Figura 3.20b**). Estos casos se grafican nuevamente de forma adimensional (ver **Figura 3.20c**) al igual que para el flux de calor, y de nuevo podemos observar una forma única independientemente de las condiciones de operación. Esta curva única es también es comparada con datos calculados y medidos experimentalmente por otros autores que fueron graficados de la misma forma adimensional y que muestran una excelente concordancia.

Las interacciones restantes, presión y esfuerzos de corte sobre la superficie del ánodo son interacciones del tipo mecánicas entre el plasma y la pieza de trabajo, ya que el jet de plasma impacta sobre la superficie del ánodo provocando una presión que causa una depresión en el charco de soldadura y que este se desvíe de forma radial, transfiriendo momento sobre la superficie del ánodo, pudiendo provocar depresiones, salpicaduras u otros defectos en la unión soldada. La **Figura 3.21** muestra los perfiles radiales de presión variando la corriente y manteniendo la longitud de arco constante (ver **Figura 3.21a**) y viceversa (ver **Figura 3.21b**). Estos casos son graficados nuevamente de forma adimensional (ver **Figura 3.21c**), mostrando una forma única independientemente de las condiciones de operación y teniendo una excelente concordancia con datos reportados por otros autores.



**Figura 3.21** Perfiles radiales de presión en el ánodo en arcos de argón para: a) arcos con longitud constante de 10mm y corrientes de 200 A, 250 A y 300 A, b) arcos con corriente constante de 200 A y longitudes de arco de 5 mm, 7 mm y 10 mm, y c) perfil radial adimensional de presión sobre el ánodo para todos los casos de argón reportados en este estudio.



**Figura 3.22** Perfiles radiales de esfuerzos de corte en el ánodo en arcos de argón para: a) arcos con longitud constante de 10mm y corrientes de 200 A, 250 A y 300 A, b) arcos con corriente constante de 200 A y longitudes de arco de 5 mm, 7 mm y 10 mm, y c) perfil radial adimensional de esfuerzos de corte sobre el ánodo para todos los casos de argón reportados en este estudio.

La **Figura 3.22** muestra los perfiles radiales de los esfuerzos de corte variando la corriente y manteniendo la longitud de arco constante (ver **Figura 3.22a**) y viceversa (ver **Figura 3.22b**). De la misma forma que para el resto de las interacciones, estos perfiles se grafican de forma adimensional (ver **Figura 3.22c**)

obteniendo una forma única que es comparada con resultados de otros autores mostrando una buena concordancia.

La forma típica gaussiana presente en los perfiles radiales del flux de calor, densidad de corriente y presión sobre la superficie del ánodo presentando un valor máximo en el centro y una caída asintótica a lo largo del radio del arco permite que estas interacciones puedan ser expresadas con la misma ecuación dada por:

$$\frac{\text{Interacción}}{\text{Interacción}_{max}} = \frac{1}{\left( a + b \left( \frac{R}{(RaL)^{0.5}} \right) + c \left( \frac{R}{(RaL)^{0.5}} \right)^2 + d \left( \frac{R}{(RaL)^{0.5}} \right)^3 + e \left( \frac{R}{(RaL)^{0.5}} \right)^4 + f \left( \frac{R}{(RaL)^{0.5}} \right)^5 \right)} \dots \text{(Ec. 3.7)}$$

Donde,  $\text{Interacción}/\text{Interacción}_{max}$  puede representar  $q/q_{max}$ ,  $J/J_{max}$  o  $P/P_{max}$  y  $a$ ,  $b$ ,  $c$ ,  $d$ ,  $e$  y  $f$  son constantes (ver **Tabla 3.3**). Por su parte, el perfil radial del esfuerzo de corte ( $\tau$ ) es cero en el centro del arco donde las velocidades del arco solo tienen componente axial, pero a medida que nos alejamos del centro el plasma es desviado de forma radial generando una capa límite hidrodinámica alcanzando un valor máximo donde la componente radial de la velocidad en esta capa límite es máxima y disminuye de forma gradual a medida que el jet pierde impulso a lo largo del radio. El perfil radial adimensional del esfuerzo de corte puede expresarse como:

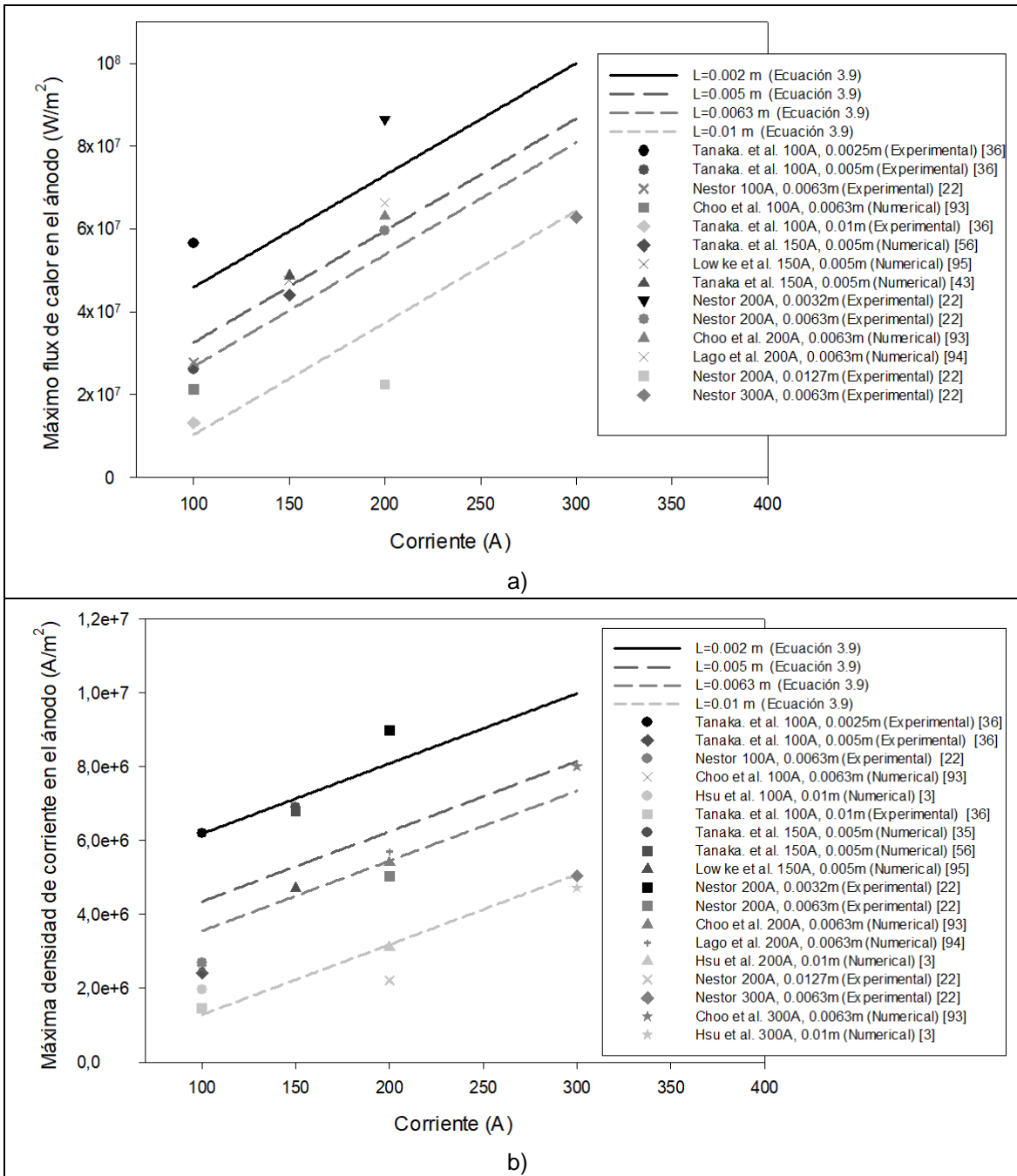
$$\frac{\tau}{\tau_{max}} = \frac{\left( a + b \ln \left( \frac{R}{(RaL)^{0.5}} \right) + c \left( \ln \left( \frac{R}{(RaL)^{0.5}} \right) \right)^2 \right)}{\left( 1 + d \ln \left( \frac{R}{(RaL)^{0.5}} \right) + e \left( \ln \left( \frac{R}{(RaL)^{0.5}} \right) \right)^2 \right)} \dots \text{(Ec. 3.8)}$$

Para poder estimar el valor de cualquier interacción en el ánodo, es necesario estimar los valores máximos de esa interacción ya sea flux de calor ( $q_{max}$ ), densidad de corriente ( $J_{max}$ ), presión ( $P_{max}$ ) o esfuerzo de corte ( $\tau_{max}$ ), que se pueden expresar por la misma dependencia lineal con la corriente de arco ( $I$ ) y la longitud de arco ( $L$ ) a través de:

$$\text{Interacción}_{max} = a + bL + cI \dots \text{(Ec. 3.9)}$$

Donde,  $\text{Interacción}_{max}$  representa cualquier interacción  $q_{max}$ ,  $J_{max}$ ,  $P_{max}$  o  $\tau_{max}$ , y  $a$ ,  $b$  y  $c$  son constantes (ver **Tabla 3.3**).

La **Figura 3.23** presenta los fluxes de calor y corriente máximos calculados a través de la **Ecuación 3.9** (líneas), junto a valores medidos y calculados por otros autores (símbolos), mostrando una muy buena concordancia y validando aún más nuestros resultados. Finalmente, es posible calcular cualquier interacción arco/ánodo sobre a través del uso de las **Ecuaciones 3.7 – 3.9**.



**Figura 3.23** Comparación de la Ecuación 3.9 para el flux de calor y corriente máximos en el ánodo comparados con valores reportados por otros autores en trabajos previos [3, 22, 35, 36, 43, 56, 92, 94, 95].

La **Tabla 3.3** muestra el valor de las constantes que determinan la forma universal de un arco de argón (**Ecuación 3.1**), las propiedades en la columna del arco (**Ecuaciones 3.2 – 3.6**) y las interacciones arco/ánodo (**Ecuaciones 3.7 – 3.9**). Además, se indica el coeficiente de determinación,  $R^2$  y el rango de validez para cada ecuación.

**Tabla 3.3** Rangos de validez,  $R^2$  y coeficientes de las **Ecuaciones 3.1 – 3.9** para arcos de argón.

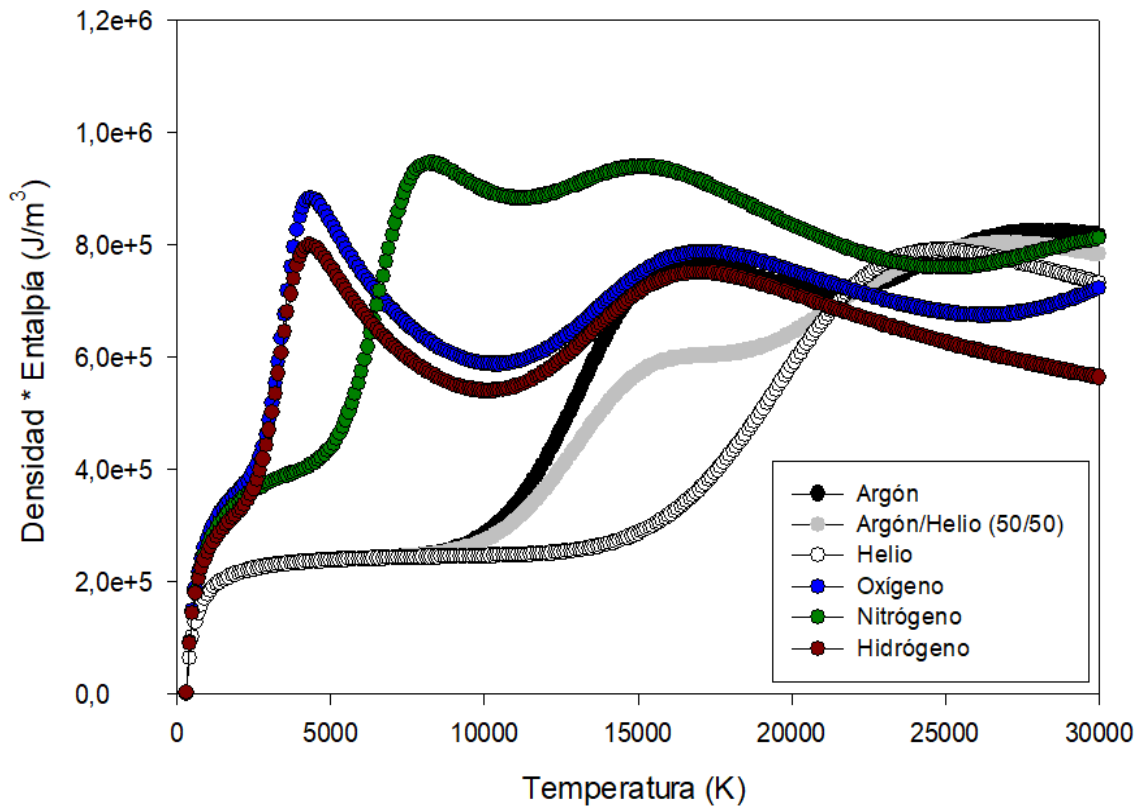
Ecuación	Rango de validez	$R^2$	a	b	c	d	e	f	g	h	i	j
Ec. 3.1	$0.5 \leq Z/Rc \leq 4.5$	0.959	2.368	2.544	-	-	-	-	-	-	-	-
Ec. 3.2	All	0.988	0.082	1.830	1.109	-5.069	4.617	-2.039	0.488	-0.061	0.003	-
Ec. 3.3	$R/Ra \leq 1.5$	0.996	1.007	-1.345	1.101	1.147	-2.939	2.231	-0.839	0.168	-0.017	6.5e-04
Ec. 3.4	All	0.99	1.017	-0.415	4.757	21.524	-	-	-	-	-	-
Ec. 3.5 $B_{max}^\circ$	0.4L a 0.8L	0.985	-19.75	-0.017	141.2	-485.6	352	-2	-	-	-	-
Ec. 3.5 $T_{max}^\circ$	0.3L a 0.8L	0.956	124.5	0.115	-182.3	-4026.5	-1e-05	2	-	-	-	-
Ec. 3.5 $V_{max}^\circ$	0.4L a 0.8L	0.982	-1.16e04	-83.3	1.098e05	-6.081e05	126.75	0.622	-	-	-	-
Ec. 3.6 $B_{max}$	All	0.999	0.026	1.1e-04	-0.535	-	-	-	-	-	-	-
Ec. 3.6 $T_{max}$	All	0.989	17664	19.707	25868	-	-	-	-	-	-	-
Ec. 3.6 $V_{max}$	All	0.995	38.5	1.297	1649	-	-	-	-	-	-	-
Ec. 3.7 $q/q_{max}$	All	0.991	0.989	0.223	3.183	-0.510	1.292	1.353	-	-	-	-
Ec. 3.7 $J/J_{max}$	All	0.992	0.989	0.283	-0.09	6.497	-5.539	3.772	-	-	-	-
Ec. 3.7 $P/P_{max}$	All	0.989	1.008	-0.817	17.884	-12.474	6.131	11.437	-	-	-	-
Ec. 3.8 $t/t_{max}$	All	0.981	0.222	-0.211	-0.039	0.887	0.346	-	-	-	-	-
Ec. 3.9 $Q_{max}$	All	0.981	2.777E+7	270399	-4.45E+9	-	-	-	-	-	-	-
Ec. 3.9 $J_{max}$	All	0.930	5.513E+6	19004.1	-6.13E+8	-	-	-	-	-	-	-
Ec. 3.9 $P_{max}$	All	0.983	-378.617	6.102	-30122	-	-	-	-	-	-	-
Ec. 3.9 $T_{max}$	All	0.975	-39.160	0.823	-5678.61	-	-	-	-	-	-	-

### 3.4 Representación Adimensional de Arcos Eléctricos de Gases Monoatómicos

El argón es uno de los gases de cobertura más usados en procesos de soldadura con arco eléctrico, y por ende el más estudiado. Sin embargo, muchos procesos requieren de otros gases o mezclas de gases, por lo que determinar las características físicas de la columna del arco, así como las interacciones arco/ánodo a través de ecuaciones algebraicas simples para el resto de los gases o mezclas de gases resulta sumamente útil tanto para la investigación como para profesionales



de la soldadura y abona a generalizar aún más el conocimiento mostrado en la sección anterior.



**Figura 3.24** Entalpía específica ( $J/m^3$ ) en función de la temperatura para Ar, He, Ar-He (50/50),  $O_2$ ,  $N_2$  y  $H_2$ .

En este afán resulta obvio pensar en realizar el mismo procesamiento hecho en la sección anterior para arcos ardiendo en argón. Sin embargo, la idea de poder obtener una forma de arco universal independientemente del gas de cobertura surgió al observar el comportamiento de la entalpía específica de los distintos gases en función de la temperatura. Un análisis de esta dependencia mostrada en la **Figura 3.24**, indica que, a bajas temperaturas, las entalpías de los gases para dos grupos de gases presentan comportamientos similares. Por un lado, tenemos Ar, He y mezclas He/Ar, y por otro lado  $N_2$ ,  $O_2$  y  $H_2$ . Quedando claro a simple vista que la diferencia entre ambos es que los primeros son gases monoatómicos y los segundos se tratan de moléculas o gases diatómicos a temperatura ambiente. En el caso de los gases monoatómicos este comportamiento es idéntico hasta que se llega a la temperatura de la primera ionización para cada gas, que coincide con la temperatura a la que cada gas comienza a conducir corriente eléctrica. Por lo tanto, se puede asumir que el radio del arco  $R_a$ , será el mismo sin importar el gas monoatómico del cual se trate (Ar o He) al ser graficado de forma adimensional correcta. Solo existen dos gases monoatómicos usados para procesos de

soldadura, por lo que adicionalmente se realizaron los cálculos y procesamiento de una mezcla 50/50 de argón y helio, demostrando así que cualquier gas monoatómico o mezcla entre estos tendrá una forma adimensional única. En el caso de los gases diatómicos su comportamiento es similar en un rango mucho más corto de temperatura, determinado por la disociación de la molécula.

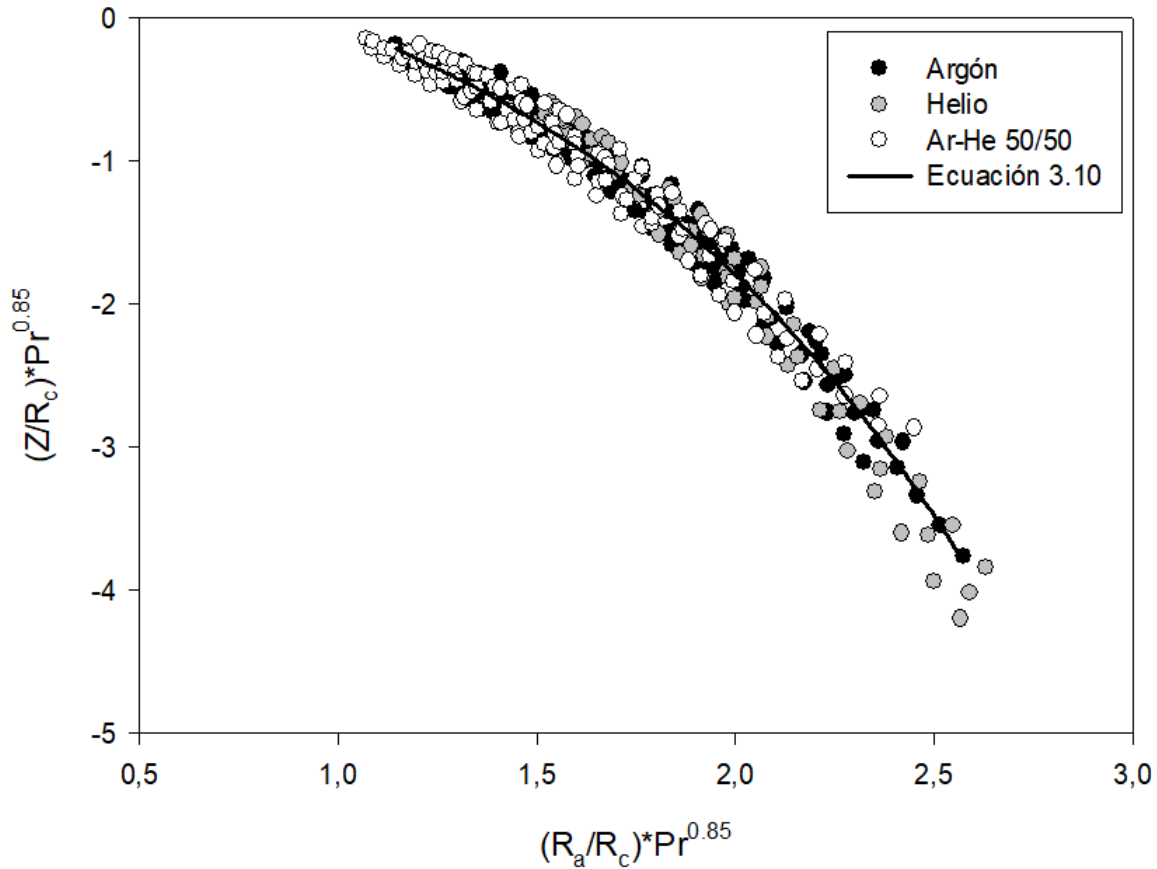
### 3.4.1 Representación adimensional de la forma universal del arco para gases monoatómicos

Al igual que para un arco de argón, la forma universal en gases monoatómicos se obtuvo a través del radio del arco  $R_a$ , que en el caso de un arco de argón se definió con base en la isoterma de 10,000 K. Esta isoterma fue tomada como guía para los arcos de helio y mezclas Ar/He, trasladando el valor de conductividad eléctrica a esa temperatura en argón, que es aproximadamente de 2850 S/m, valor que es suficiente para mantener el flujo de corriente eléctrica y que ha sido usado en trabajos previos para definir el radio del arco [3, 18, 87]. Por lo tanto, el radio del arco para cualquier gas o mezcla de gases será tomado a través de la isoterma donde la conductividad eléctrica sea 2850 S/m. La **Tabla 3.4** muestra los valores de temperatura donde se tiene este valor de conductividad eléctrica para los gases y mezclas de gases monoatómicos, además se incluyen los valores de otras propiedades físicas a esas temperaturas que serán usados más adelante.

**Tabla 3.4** Propiedades físicas y número de Prandtl para argón, helio y una mezcla Ar-He (50/50) a la temperatura a la cual la conductividad eléctrica es  $\approx 2850$  S/m.

Gas	Conductividad eléctrica (S/m)	Temperatura (K) correspondiente con 2850 S/m	Calor específico (J/KgK)	Viscosidad (Kg/ms)	Conductividad térmica (W/mK)	Número de Prandtl
Argón	$\approx 2850$	10,000	1480	2.63e-04	0.6655	0.5863
Helio	$\approx 2850$	14,850	14,000	3.71e-04	4.33	1.1995
Ar/He (50/50)	$\approx 2850$	10,500	2761	2.84e-04	1.2653	0.6196

La **Figura 3.25** muestra la forma de las isotermas de los arcos ardiendo en argón, helio y una mezcla del 50% entre ambos para corrientes que van desde 200 a 300 A, y longitudes de arco de 5 a 10 mm para argón y la mezcla Ar-He, y de 7 a 10 mm para helio. Nuevamente las distancias radiales y axiales son presentadas en forma adimensional al dividir las sobre el radio de un punto en el cátodo sobre el cual sale la corriente eléctrica  $R_c$ . Adicionalmente, y para ajustar las formas de los distintos gases, estas coordenadas adimensionales se multiplican por el número de Prandtl de cada gas evaluado a la temperatura donde la conductividad térmica es 2850 S/m (ver **Tabla 3.4**).



**Figura 3.25** Radio de arco adimensional  $(R_a/R_c) * Pr^{0.85}$  en función de la distancia axial adimensional  $(Z/R_c) * Pr^{0.85}$  para gases monoatómicos, ardiendo en un amplio rango de corrientes y longitudes de arco.

El resultado de graficar de esta forma adimensional el límite del arco, es una forma única o universal independientemente de la corriente, la longitud y el tipo de gas o mezcla de gases monoatómicos. Nuestros cálculos indican que la forma del arco puede ser expresada como:

$$\frac{R_a}{R_c} Pr^{0.85} = \ln \left( a + b \left( \frac{Z}{R_c} Pr^{0.85} \right) \right) \dots\dots\dots \text{(Ec. 3.10)}$$

Donde,  $a$  y  $b$  son constantes (ver **Tabla 3.5**). El valor de número de Prandtl está dado para cada gas a la temperatura donde la conductividad eléctrica es 2850 S/m (ver **Tabla 3.4**), y el exponente con valor de 0.85 para el número de Prandtl se determinó con base en un análisis estadístico.

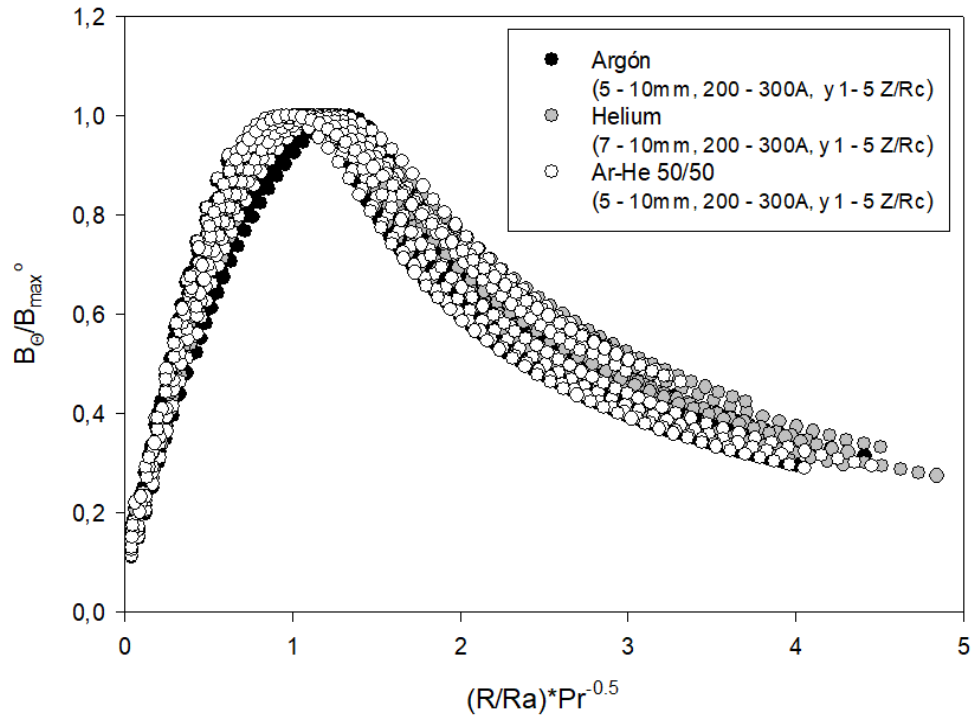
La razón por la que no se incluyen cálculos de 5 mm en arcos de helio es el hecho de que estos arcos no tienen una forma típica de campana como en el resto de los gases de cobertura, estos arcos muestran una forma más redonda, como la de un foco (ver **Figura 3.11**), que a longitudes cortas sufre una mayor deformación

evitando que la forma de estos arcos empalme con las del resto. De igual manera es importante volver a mencionar que la forma universal del arco es válida en la columna del arco, excepto la región cercana donde el jet choca sobre el ánodo y la región cerca del cátodo por las mismas razones explicadas en la forma universal de arcos ardiendo en argón.

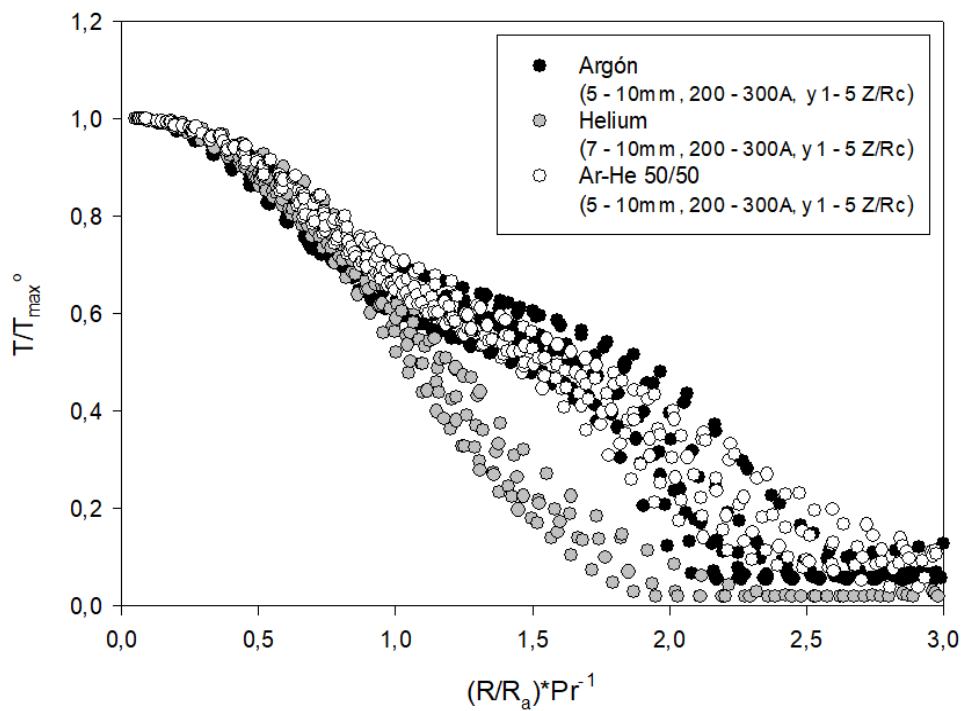
Finalmente, el número de Prandtl relaciona la difusión de momentum y la difusión térmica dentro de la columna del arco, este número nos puede dar una idea de la expansión que sufrirá el jet de plasma. Es decir, si la relación es igual a 1, la expansión del jet será dominado en la misma medida tanto por la difusividad de momentum como la difusividad térmica, si esta relación es menor a 1, se espera un dominio de la difusividad térmica y, por lo tanto, una mayor expansión del jet. En este sentido, y al comparar los valores del número de Prandtl para los 3 gases monoatómicos estudiados en este trabajo, se observa que el Ar y la mezcla Ar-He, tienen difusividades térmicas de casi el doble de su difusividad de momentum cercanas a su primera temperatura de ionización ( $Pr_{Ar} = 0.5863$  y  $Pr_{Ar-He} = 0.6196$ ), mientras que para el He, la difusividad de momentum es ligeramente mayor que la difusividad térmica ( $Pr_{He} = 1.1995$ ). Entonces, los arcos de Ar y la mezcla de Ar-He son arcos más anchos que uno de He. Estas diferencias pueden ser compensadas por el número de Prandtl para ajustar el tamaño o expansión de arcos para gases monoatómicos.

### **3.4.2 Características de la columna del arco en gases monoatómicos**

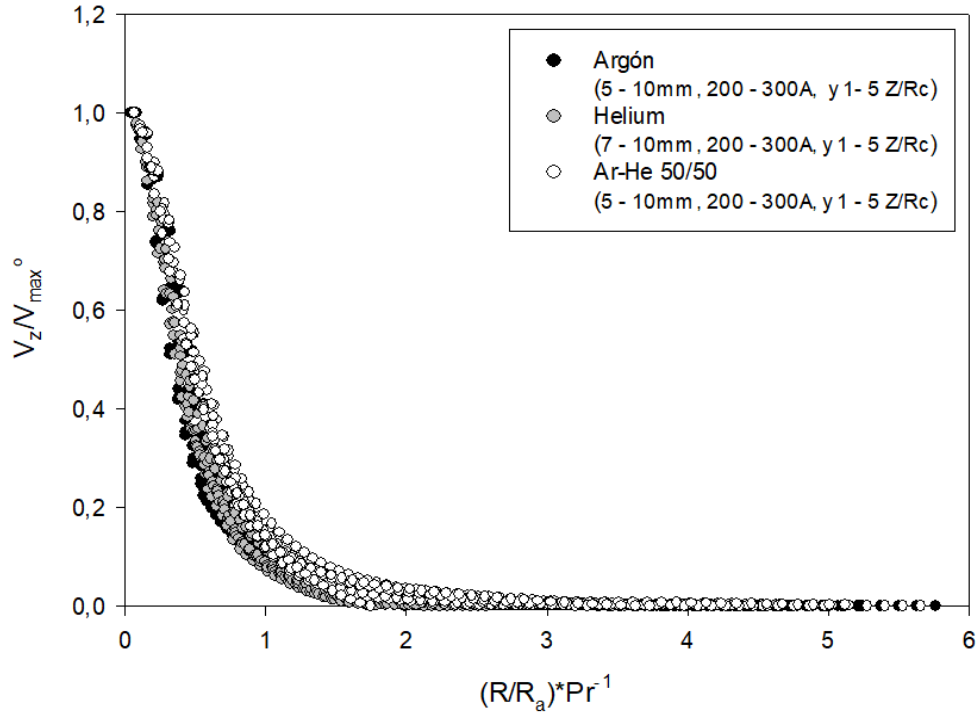
Al igual que para arcos de argón, cualquier característica de la columna de arco en gases monoatómicos puede expresarse en forma adimensional a lo largo de una coordenada radial adimensional  $R/R_a$ , pero ahora multiplicada por el número de Prandtl elevado a una potencia,  $Pr^x$  (donde  $x$  se determina con base en un análisis estadístico de ajuste de curvas para cada característica del arco), a cualquier distancia axial del cátodo, por lo que se pueden obtener fácilmente perfiles radiales universales de las características de la columna de arco como, temperatura, velocidad y campo magnético. Las características del arco se hacen adimensionales dividiéndolas sobre su valor máximo a cualquier distancia axial específica para obtener un perfil radial completo.



**Figura 3.26** Representación adimensional de los perfiles radiales de la densidad de campo magnético de arcos ardiendo en gases monoatómicos.



**Figura 3.27** Representación adimensional de los perfiles radiales de temperatura en arcos ardiendo en gases monoatómicos.



**Figura 3.28** Representación adimensional de los perfiles radiales de velocidad en arcos ardiendo en gases monoatómicos.

Los perfiles radiales universales de campo magnético, temperatura y velocidad se muestran en las **Figuras 3.26 – 3.28** respectivamente, independientemente del gas monoatómico de cobertura, la corriente, longitud y posición axial. Nuevamente observamos que el campo magnético presenta un perfil radial ascendente dentro del arco, alcanzando un valor máximo en el borde del arco y una caída asintótica con el radio consistente con la ley de Ampere una vez fuera de la columna del arco. De igual manera, la forma de los perfiles radiales de velocidad y temperatura muestran una forma gaussiana típica de un jet, el perfil radial de velocidades muestra muy buena concordancia para todos los casos tanto dentro como fuera del arco, no así el caso de los perfiles radiales de temperatura, donde existe un desfase de los perfiles para cada gas, esto debido a que nos situamos justo por encima del ánodo, donde la forma del jet se ve afectada por el choque con el mismo y es diferente para cada gas, sin embargo, la zona de interés, es decir dentro de la columna del arco ( $R/R_a \leq 1$ ) muestra una excelente concordancia con un perfil único y universal para todos los gases. Los perfiles radiales universales de campo magnético, temperatura y velocidad se pueden expresar como:

$$\frac{B_{\theta}}{B_{max}^{\circ}} = \frac{a+b\left(\frac{R}{R_a}Pr^{-0.5}\right)^{0.5} + c\left(\frac{R}{R_a}Pr^{-0.5}\right)}{1+d\left(\frac{R}{R_a}Pr^{-0.5}\right)^{0.5} + e\left(\frac{R}{R_a}Pr^{-0.5}\right)} \dots \dots \dots \text{(Ec. 3.11)}$$

$$\frac{T}{T_{max}^{\circ}} = a + b\left(\frac{R}{R_a}Pr^{-1}\right) + c\left(\frac{R}{R_a}Pr^{-1}\right)^2 + d\left(\frac{R}{R_a}Pr^{-1}\right)^3 + e\left(\frac{R}{R_a}Pr^{-1}\right)^4 + f\left(\frac{R}{R_a}Pr^{-1}\right)^5 + g\left(\frac{R}{R_a}Pr^{-1}\right)^6 \dots\dots\dots \text{(Ec. 3.12)}$$

$$\frac{V_z}{V_{max}^{\circ}} = \frac{a+b\left(\frac{R}{R_a}Pr^{-1}\right)+c\left(\frac{R}{R_a}Pr^{-1}\right)^2}{1+d\left(\frac{R}{R_a}Pr^{-1}\right)+e\left(\frac{R}{R_a}Pr^{-1}\right)^2} \dots\dots\dots \text{(Ec. 3.13)}$$

Donde  $R$ , es la posición radial (m),  $B_{\theta}$ ,  $V_z$  y  $T$  son el campo magnético (tesla), la velocidad axial (m/s) y la temperatura (K) dentro de la columna de arco respectivamente, mientras que  $B_{max}^{\circ}$ ,  $T_{max}^{\circ}$  y  $V_{max}^{\circ}$  son los valores máximos del campo magnético, velocidad axial y la temperatura para cada posición axial, que dependen a su vez de los valores máximos de estos parámetros en todo el dominio ( $B_{max}$ ,  $T_{max}$  y  $V_{max}$ ). Los valores de las constantes  $a$ ,  $b$ ,  $c$ ,  $d$ ,  $e$ ,  $f$  y  $g$ , que aparecen en las **Ecuaciones 3.11 – 3.13**, se muestran en la **Tabla 3.5**. Las velocidades y temperaturas máximas a cada posición axial se encuentran siempre sobre el eje de simetría, mientras que para el campo magnético se tiene sobre el radio que marca la frontera del arco.

Al igual que para arcos de argón, el campo magnético, temperatura y velocidades máximas para cada posición axial ( $B_{max}^{\circ}$ ,  $T_{max}^{\circ}$ ,  $V_{max}^{\circ}$ ) se pueden expresar a través de ecuaciones algebraicas simples. Estas expresiones están en función de la corriente ( $I$ ), longitud de arco ( $L$ ), posición axial ( $Z$ ) y los máximos globales de cada característica ( $B_{max}$ ,  $T_{max}$  y  $V_{max}$ ). Las expresiones para obtener los máximos locales ( $B_{max}^{\circ}$ ,  $T_{max}^{\circ}$ ,  $V_{max}^{\circ}$ ), se dan a través de la misma ecuación dada por:

$$Propiedad\ física_{max}^{\circ} = (a + (b * I) + (c * L) + (d * Z) + (e * Propiedad\ física_{max}))^f \dots\dots\dots \text{(Ec. 3.5)}$$

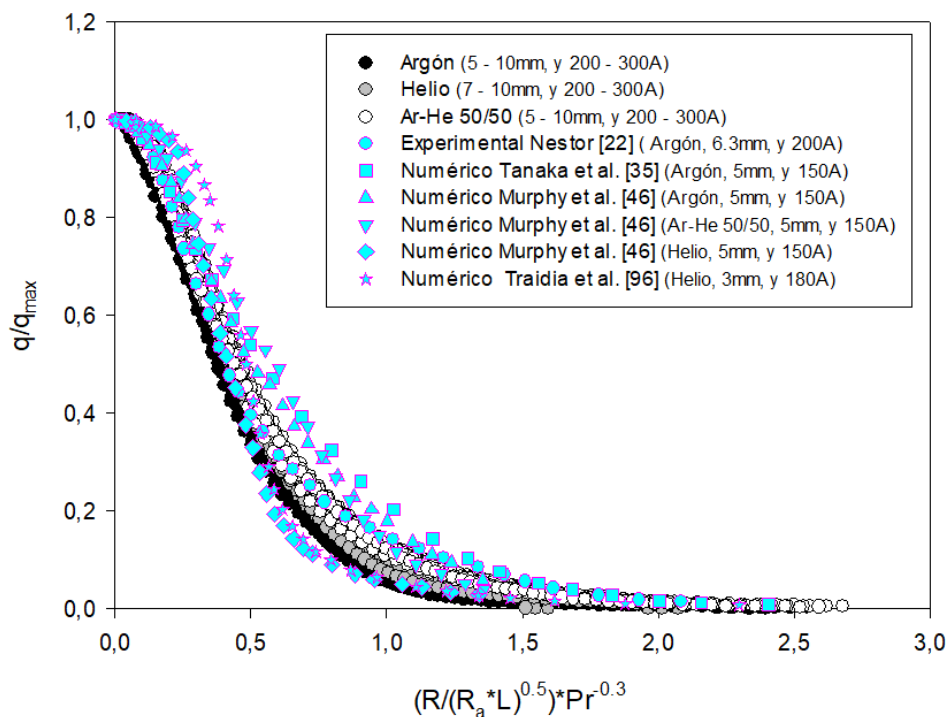
Donde  $propiedad\ física_{max}^{\circ}$ , representa el valor máximo para cada posición axial de cualquiera de las características de la columna del arco ( $B_{max}^{\circ}$ ,  $T_{max}^{\circ}$  y  $V_{max}^{\circ}$ ),  $a$ ,  $b$ ,  $c$ ,  $d$ ,  $e$  y  $f$  son constantes (ver **Tabla 3.5**), y  $propiedad\ física_{max}$ , representa el valor máximo en todo el dominio de esa característica ( $B_{max}$ ,  $T_{max}$  y  $V_{max}$ ) y que puede ser calculada como:

$$Propiedad\ física_{max} = a + (b * I) + (c * L) \dots\dots\dots \text{(Ec. 3.6)}$$

Finalmente, es posible calcular cualquier propiedad física en la columna del arco para gases monoatómicos a través del uso de las **Ecuaciones 3.5, 3.6, 3.11 – 3.13**.

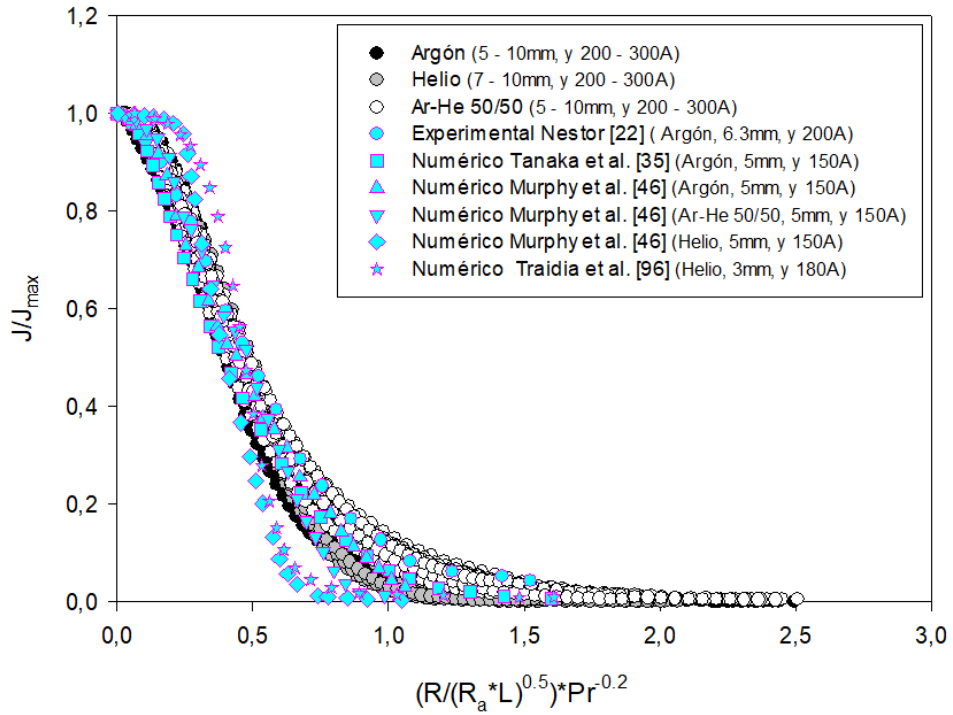
### 3.4.3 Interacciones arco/ánodo para gases monoatómicos

Las **Figuras 3.29 – 3.31** presentan perfiles radiales adimensionales en el ánodo (superficie de la pieza de trabajo), para todos los gases monoatómicos y diversas condiciones de operación empleadas, del flux de calor ( $q/q_{max}$ ), flujo de densidad de corriente ( $J/J_{max}$ ) y presión del arco ( $P/P_{max}$ ) respectivamente. En este caso la coordenada radial adimensional es graficada como  $(R/(R_a L)^{0.5}) * Pr^x$ , (donde el exponente  $x$  depende de la interacción específica), que está en función del radio del arco (obtenido a partir de la **Ecuación 3.10** usando la distancia axial  $Z = L$ , es decir, en la superficie del ánodo), el número de Prandtl y la longitud del arco. Estas figuras incluyen datos experimentales y numéricos reportados por otros investigadores, que son graficados de la misma forma adimensional que los datos obtenidos en este estudio (**Figuras 3.29 – 3.31**), estos datos muestran buena concordancia con los perfiles universales propuestos en este trabajo, que representan una especie de validación de los perfiles.

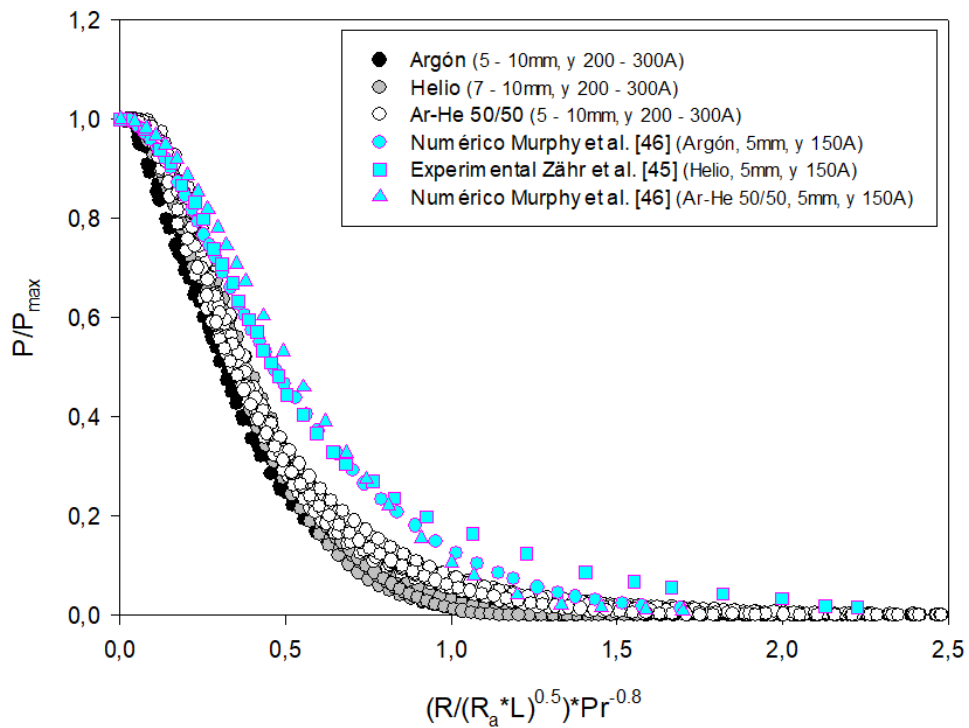


**Figura 3.29** Perfil radial adimensional de la densidad de flujo de calor en la superficie del ánodo para arcos ardiendo en gases monoatómicos, varias corriente y longitudes de arco, incluyendo datos numéricos y experimentales de trabajos previos [22, 35, 46, 96].





**Figura 3.30** Perfil radial adimensional de la densidad de corriente en la superficie del ánodo para arcos ardiendo en gases monoatómicos, varias corriente y longitudes de arco, incluyendo datos numéricos y experimentales de trabajos previos [22, 35, 46, 96].



**Figura 3.31** Perfil radial adimensional de la presión en la superficie del ánodo para arcos ardiendo en gases monoatómicos, varias corriente y longitudes de arco, incluyendo datos numéricos y experimentales de trabajos previos [45, 46].

Los perfiles radiales universales para gases monoatómicos del flux de calor y corriente, así como la presión de arco, exhiben una forma gaussiana como resultado del impacto del chorro de gas en ánodo. Los perfiles radiales universales de  $q/q_{max}$ ,  $J/J_{max}$  y  $P/P_{max}$  en el ánodo se pueden expresar cuantitativamente a través de las siguientes ecuaciones:

$$\frac{q}{q_{max}} = \frac{a+b\left(\frac{R}{(R_aL)^{0.5}Pr^{0.2}}\right)^2 + c\left(\frac{R}{(R_aL)^{0.5}Pr^{0.2}}\right)^4 + d\left(\frac{R}{(R_aL)^{0.5}Pr^{0.2}}\right)^6}{1+e\left(\frac{R}{(R_aL)^{0.5}Pr^{0.2}}\right)^2 + f\left(\frac{R}{(R_aL)^{0.5}Pr^{0.2}}\right)^4 + g\left(\frac{R}{(R_aL)^{0.5}Pr^{0.2}}\right)^6} \dots\dots\dots \text{(Ec. 3.14)}$$

$$\frac{J}{J_{max}} = \frac{a+b\left(\frac{R}{(R_aL)^{0.5}Pr^{0.3}}\right)^2 + c\left(\frac{R}{(R_aL)^{0.5}Pr^{0.3}}\right)^4 + d\left(\frac{R}{(R_aL)^{0.5}Pr^{0.3}}\right)^6}{1+e\left(\frac{R}{(R_aL)^{0.5}Pr^{0.3}}\right)^2 + f\left(\frac{R}{(R_aL)^{0.5}Pr^{0.3}}\right)^4 + g\left(\frac{R}{(R_aL)^{0.5}Pr^{0.3}}\right)^6 + h\left(\frac{R}{(R_aL)^{0.5}Pr^{0.3}}\right)^8} \dots\dots \text{(Ec. 3.15)}$$

$$\frac{P}{P_{max}} = \frac{a+b\left(\frac{R}{(R_aL)^{0.5}Pr^{0.8}}\right)^2 + c\left(\frac{R}{(R_aL)^{0.5}Pr^{0.8}}\right)^4 + d\left(\frac{R}{(R_aL)^{0.5}Pr^{0.8}}\right)^6}{1+e\left(\frac{R}{(R_aL)^{0.5}Pr^{0.8}}\right)^2 + f\left(\frac{R}{(R_aL)^{0.5}Pr^{0.8}}\right)^4 + g\left(\frac{R}{(R_aL)^{0.5}Pr^{0.8}}\right)^6} \dots\dots\dots \text{(Ec. 3.16)}$$

Estas expresiones están en función de los valores máximos para cada interacción de interés ( $q_{max}$ ,  $J_{max}$  y  $P_{max}$ ) en la superficie del ánodo. Estos valores se calculan mediante una ecuación general con una dependencia exponencial con la corriente de arco ( $I$ ) y la longitud de arco ( $L$ ) mediante la siguiente expresión:

$$Interaction_{max} = \exp(a + (b * I) + (c * L)) \dots\dots\dots \text{(Ec. 3.17)}$$

Donde  $Interaction_{max}$  representa cualquiera de las siguientes cantidades  $q_{max}$ ,  $J_{max}$  o  $P_{max}$ . Los valores de las constantes  $a$ ,  $b$  y  $c$ , junto con los valores de todos los coeficientes en todas las ecuaciones presentadas en este trabajo se pueden encontrar en la **Tabla 3.5**.

Finalmente, a través de las **Ecuaciones 3.14 – 3.17**, es posible determinar las principales interacciones de la columna del arco con el ánodo para cualquier gas monoatómico o mezcla de gases monoatómicos en función de la corriente y longitud del arco.

**Tabla 3.5** Rangos de validez,  $R^2$  y coeficientes de las **Ecuaciones 3.5, 3.6, 3.10 – 3.17** para arcos de gases monoatómicos.

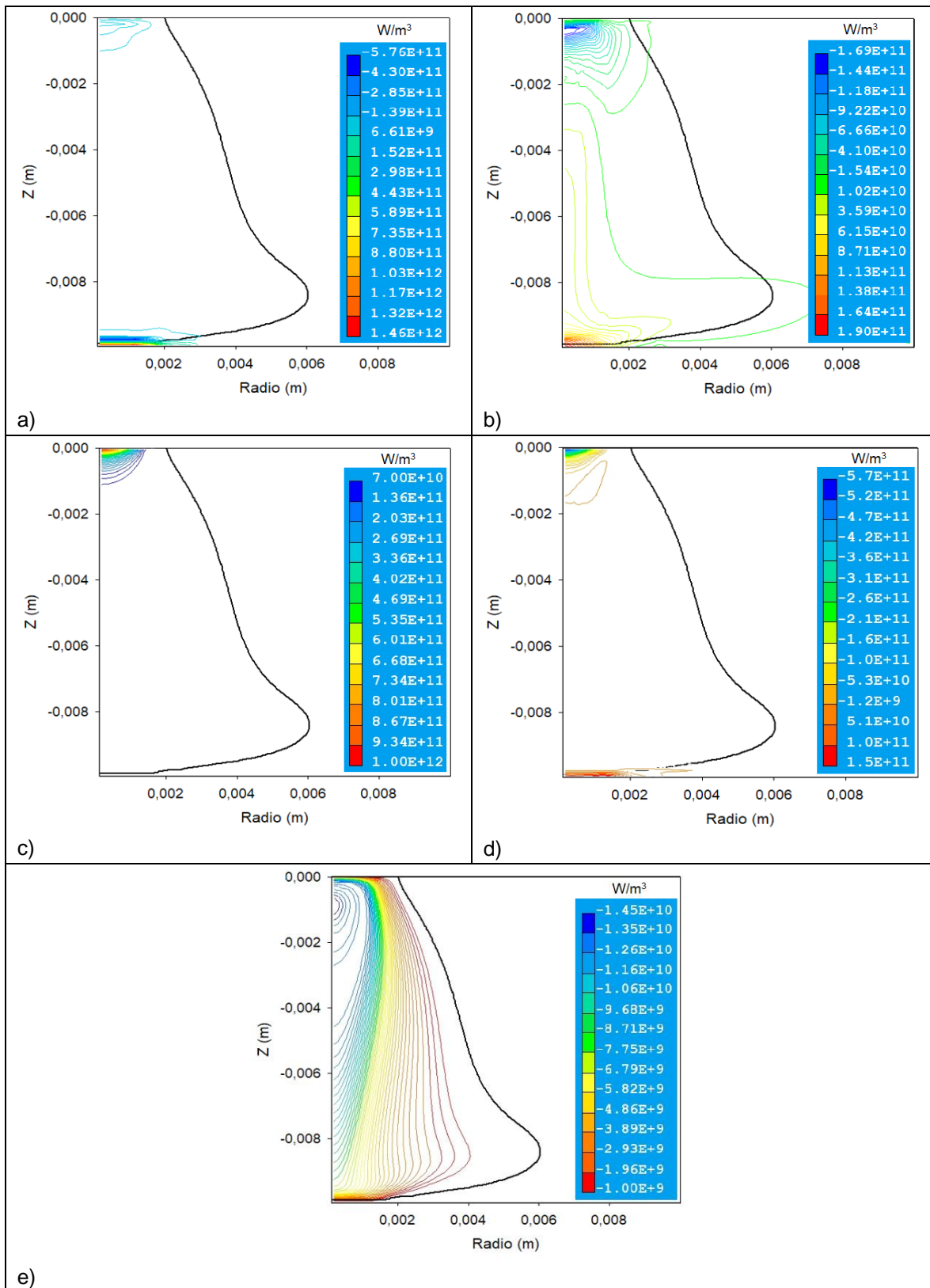
Ecuación	Rango de validez	$R^2$	a	b	c	d	e	f	g	h
Ec. 3.10	$Z/Rc \geq 0.5$ $Z/Rc \leq 5$	0.976	2.505	-2.721	-	-	-	-	-	-
Ec. 3.11	All	0.967	0.073	0.207	-0.017	-1.624	0.890	-	-	-
Ec. 3.12	$R/R_a Pr \leq 1$	0.942	1.002	0.003	-0.397	0.051	-0.822	1.401	-0.599	-
Ec. 3.13	All	0.980	0.980	-0.454	0.050	-0.546	4.766	-	-	-
Ec. 3.5 $B_{max}^\circ$ (Ar)	0.4L a 0.8L	0.985	-19.75	-0.017	141.2	-485.6	352	-2	-	-
Ec. 3.5 $B_{max}^\circ$ (He)	0.4L a 0.8L	0.975	-0.29	-1.42e-04	30.3	-11.009	0.91	2	-	-
Ec. 3.5 $B_{max}^\circ$ (Ar/He)	0.4L a 0.8L	0.984	2.507	-1.46e-03	-18.09	58.21	-1.27	-5.77	-	-
Ec. 3.5 $T_{max}^\circ$ (Ar)	0.3L a 0.8L	0.956	124.5	0.115	-182.3	-4026.5	-1e-05	2	-	-
Ec. 3.5 $T_{max}^\circ$ (He)	0.3L a 0.8L	0.977	77.1	0.026	239.8	-917.7	2.95e-03	2	-	-
Ec. 3.5 $T_{max}^\circ$ (Ar/He)	0.3L a 0.8L	0.973	-5.19e08	6.46e05	2.042e09	-2.68e10	3.94e04	0.5	-	-
Ec. 3.5 $V_{max}^\circ$ (Ar)	0.4L a 0.8L	0.982	-1.16e04	-83.3	1.098e05	-6.081e05	126.75	0.622	-	-
Ec. 3.5 $V_{max}^\circ$ (He)	0.4L a 0.8L	0.989	-1906	8.03	3.19e04	-4.151e05	4.75	0.828	-	-
Ec. 3.5 $V_{max}^\circ$ (Ar/He)	0.4L a 0.8L	0.973	2.9	-1.639	8145	-2.206e04	2.072	1	-	-
Ec. 3.6 $B_{max}$ (Ar)	All	0.999	0.026	1.1e-04	-0.535	-	-	-	-	-
Ec. 3.6 $B_{max}$ (He)	All	0.994	0.347	5.15e-04	-25.33	-	-	-	-	-
Ec. 3.6 $B_{max}$ (Ar/He)	All	0.966	0.038	1.14e-04	-1.76	-	-	-	-	-
Ec. 3.6 $T_{max}$ (Ar)	All	0.989	17664	19.707	25868	-	-	-	-	-
Ec. 3.6 $T_{max}$ (He)	All	0.985	19185	8.2	5889	-	-	-	-	-
Ec. 3.6 $T_{max}$ (Ar/He)	All	0.991	17559	16.877	5456	-	-	-	-	-
Ec. 3.6 $V_{max}$ (Ar)	All	0.995	38.5	1.297	1649	-	-	-	-	-
Ec. 3.6 $V_{max}$ (He)	All	0.995	31.1	3.92	889	-	-	-	-	-
Ec. 3.6 $V_{max}$ (Ar/He)	All	0.998	-68.37	1.787	-632	-	-	-	-	-
Ec. 3.14	All	0.994	1.002	0.099	0.319	-0.0398	4.873	3.448	4.809	-
Ec. 3.15	All	0.992	0.999	-0.589	0.246	-0.0235	3.241	3.884	-0.077	0.492
Ec. 3.16	All	0.994	1.012	-0.479	0.133	-0.0117	6.789	4.021	2.013	-

Ec. 3.17 $q_{\max}$ (Ar)	All	0.954	17.655	3.71e-03	-54.92	-	-	-	-	-
Ec. 3.17 $q_{\max}$ (He)	All	0.988	18.618	5.23e-03	-113.24	-	-	-	-	-
Ec. 3.17 $q_{\max}$ (Ar/He)	All	0.978	17.468	6.16e-03	-73.90	-	-	-	-	-
Ec. 3.17 $J_{\max}$ (Ar)	All	0.962	15.961	1.79e-03	-98.32	-	-	-	-	-
Ec. 3.17 $J_{\max}$ (He)	All	0.974	16.759	2.74e-03	-78.07	-	-	-	-	-
Ec. 3.17 $J_{\max}$ (Ar/He)	All	0.930	15.629	5.11e-03	-100.7	-	-	-	-	-
Ec. 3.17 $P_{\max}$ (Ar)	All	0.904	5.343	7.92e-03	-31.5	-	-	-	-	-
Ec. 3.17 $P_{\max}$ (He)	All	0.997	4.445	0.011	-115.6	-	-	-	-	-
Ec. 3.17 $P_{\max}$ (Ar/He)	All	0.992	4.576	9.78e-03	-83.7	-	-	-	-	-

Un resumen de todas las fórmulas y tablas con los valores de las constantes y rangos de validez para determinar la forma de los arcos, las características de la columna y las interacciones arco/ánodo para cualquier arco de argón y cualquier gas monoatómico se resume en el **Anexo 2**.

### 3.5 Predominancia de los Mecanismos de Transferencia de Energía Dentro de la Columna de un Arco Eléctrico

Adicionalmente a los resultados presentados anteriormente para caracterizar arcos eléctricos de soldadura ardiendo en diferentes gases y un amplio rango de condiciones de operación a través de modelado numérico y teorías de escalamiento como parte principal de esta tesis, en esta sección se presentan resultados emergentes e incipientes de un análisis profundo y cuantitativo de los mecanismos dominantes de transferencia de energía dentro de la columna del arco, los cuales surgieron de manera paralela al trabajo principal con el objetivo de entender la compleja física que involucra la formación de un arco eléctrico y poder realizar en trabajos posteriores balances de energía en zonas importantes dentro del arco. Asimismo, se realizó un análisis de proceso de la dominancia de estos mecanismos sobre las variables de proceso estudiadas en este trabajo (corriente, longitud de arco y gas de cobertura).



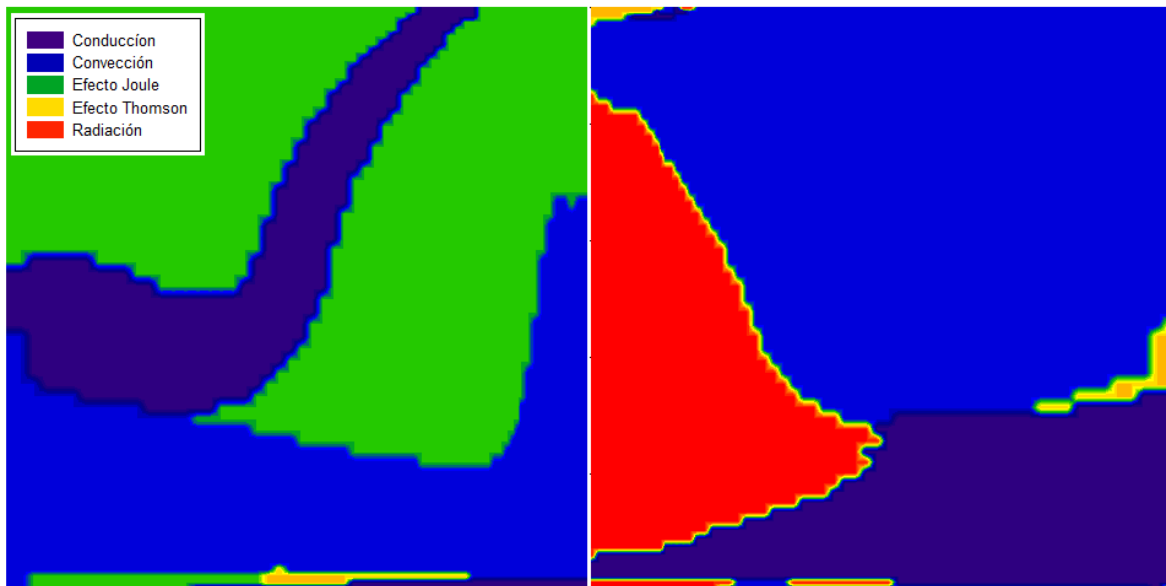
**Figura 3.32** Contribución de los mecanismos de transferencia de energía dentro de la columna de un arco eléctrico de argón a 200 A y 10 mm de longitud. a) Conducción, b) Convección, c) Efecto Joule, d) Efecto Thomson y e) Radiación.

Los mecanismos de transferencia de energía dentro de la columna del arco eléctrico pueden ser identificados a través de la ecuación de conservación de energía del modelo matemático (**Ecuación 2.7**). Se reconoce la presencia de los términos de difusión y convección, además de un término fuente (**Ecuación 2.8**) representado por el efecto Joule, efecto Thomson y la radiación. La contribución de estos 5 mecanismos presentes en las entradas y salidas de energía dentro de un arco eléctrico de argón de 200 A de corriente y 10 mm de longitud se presentan en la **Figura 3.32** en unidades de  $W/m^3$ .

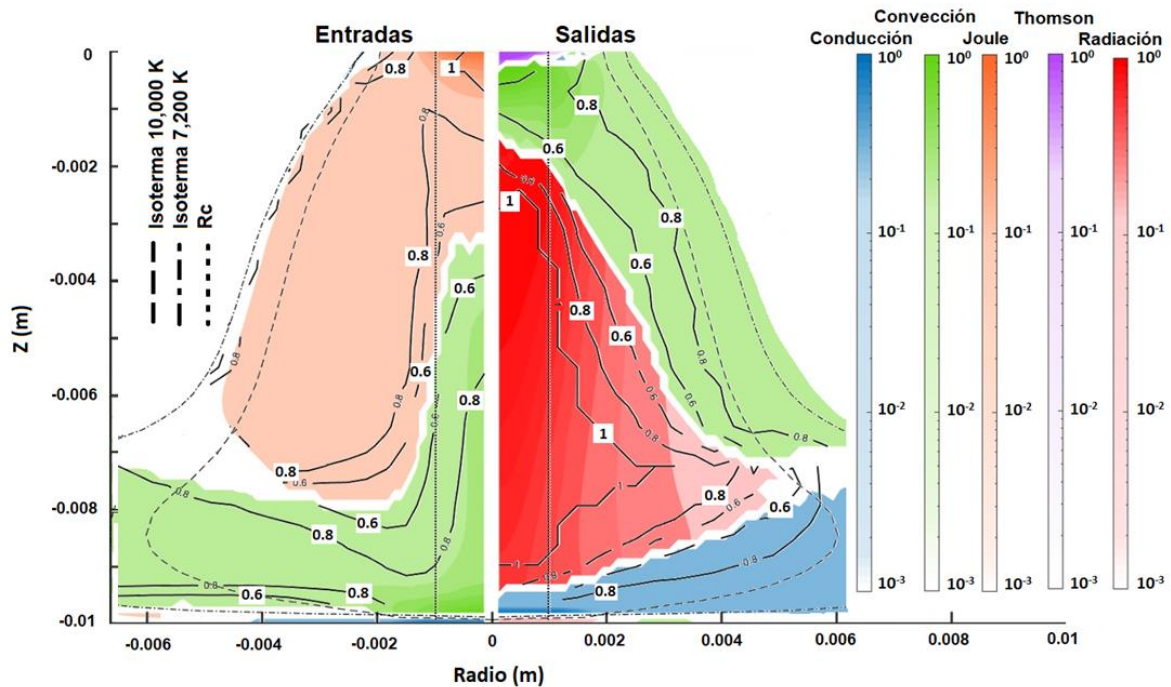
La **Figura 3.32** además de mostrar la contribución de los diferentes mecanismos de transferencia de energía en la columna del arco, también muestra con una línea negra la frontera del arco, que en este caso al ser un arco de argón representa la isoterma de 10,000 K. Las entradas de energía aparecen con valores positivos, mientras que las salidas se representan con valores negativos, en este sentido se puede identificar con facilidad que tanto la conducción, convección y efecto Thomson **Figuras 3.32 a, b y d** respectivamente, son mecanismos que tienen ambas funciones tanto de entrada como de salida de energía dependiendo de la zona del arco. La conducción y efecto Thomson solo tienen contribuciones significativas cerca de las fronteras con los electrodos, mientras que la convección actúa a lo largo de toda la columna del arco, enfriándolo cerca del cátodo con la entrada de gas frío y calentando cerca del ánodo al transportar la energía proveniente de la columna del arco mediante el jet de plasma caliente. El efecto Joule y la radiación son mecanismos que solo contribuyen ya sea como entrada o salida de energía, por ejemplo, el efecto Joule es el principal mecanismo de entrada de energía localizado muy cerca del cátodo donde las altas densidades de corriente que salen de este se transforman en energía en forma de calor por efecto Joule (ver **Figura 3.32 c**). La radiación por su parte es un mecanismo encargado solamente de la salida de energía hacia el entorno, que se sitúa a lo largo del eje de simetría donde las temperaturas son mucho más altas que hacia las fronteras del arco (ver **Figura 3.32 e**).

La **Figura 3.33** muestra mapas de dominancia tanto de entradas (izquierda) como de salidas (derecha) de energía, que indican que mecanismo tienen la mayor contribución en cada nodo del dominio computacional para un arco con las mismas características de la **Figura 3.32**. Básicamente se obtuvo el valor más alto de entrada y salida de energía para cada nodo en todo el dominio y se le asignó un número del 1 al 5 según el mecanismo dominante, y ese valor corresponde a un color dentro del mapa. Por ejemplo, para cada nodo en donde la entrada o salida de energía es dominada por la conducción, a ese nodo se le asignó un valor de 1, el cual está representado en el mapa por un color morado. Esto mismo se hizo para cada uno de los mecanismos restantes a través de un procesamiento de datos realizados con la ayuda del software Matlab R2019a. La entrada de energía está

dominada a lo largo de la columna desde el cátodo hacia el ánodo por el efecto Joule, la convección y el efecto Thomson, mientras que las salidas por el efecto Thomson, la convección, radiación y finalmente cerca de ánodo por la conducción. A pesar de que estos mapas nos ayudan a distinguir de manera general la importancia de cada mecanismo de transferencia de calor en la columna de un arco eléctrico, estos mapas no aportan información valiosa en las zonas fuera de la columna del arco eléctrico. Por ejemplo, se puede observar la presencia de tres zonas distintas en las entradas de energía en donde el mecanismo dominante es el efecto Joule. Esto no tiene sentido fuera del arco eléctrico debido al hecho de que no existe conducción de corriente eléctrica fuera del arco, del mismo modo que para las salidas de energía se nota una zona fuera del arco donde existe dominio del efecto Thomson. Estas zonas carentes de sentido físico pueden explicarse con base en el orden de magnitud de los mecanismos de transporte en estas zonas que son muy inferiores respecto a los valores dentro de la columna del arco. Finalmente, el mayor inconveniente dentro de la columna del arco eléctrico, es el hecho de que aunque un mecanismo domine en una región específica, no se sabe que tan dominante es éste sobre el resto de los mecanismos, entonces, se podría estar en una situación donde el mecanismo dominante puede contribuir con el total de la entrada o salida de energía en ese punto, es decir una contribución del 100%, o puede darse el caso de que esta contribución sea muy baja y existan dos o más mecanismos con una alta contribución en ciertas zonas del arco.



**Figura 3.33** Mapa de predominancia de mecanismos de transferencia de energía, Indicando que mecanismo tiene el valor más alto en cada nodo del dominio computaciones (Entradas graficadas del lado izquierdo y salidas del lado derecho).



**Figura 3.34** Mapa de predominancia de mecanismos de entrada y salida de energía para un arco eléctrico de argón de 200 A y 10 mm. La escala logarítmica de color de cada mecanismo representa su valor relativo respecto a su valor máximo en todo el dominio, mientras que las isóneas representan la dominancia de ese mecanismo respecto al resto de mecanismos presentes.

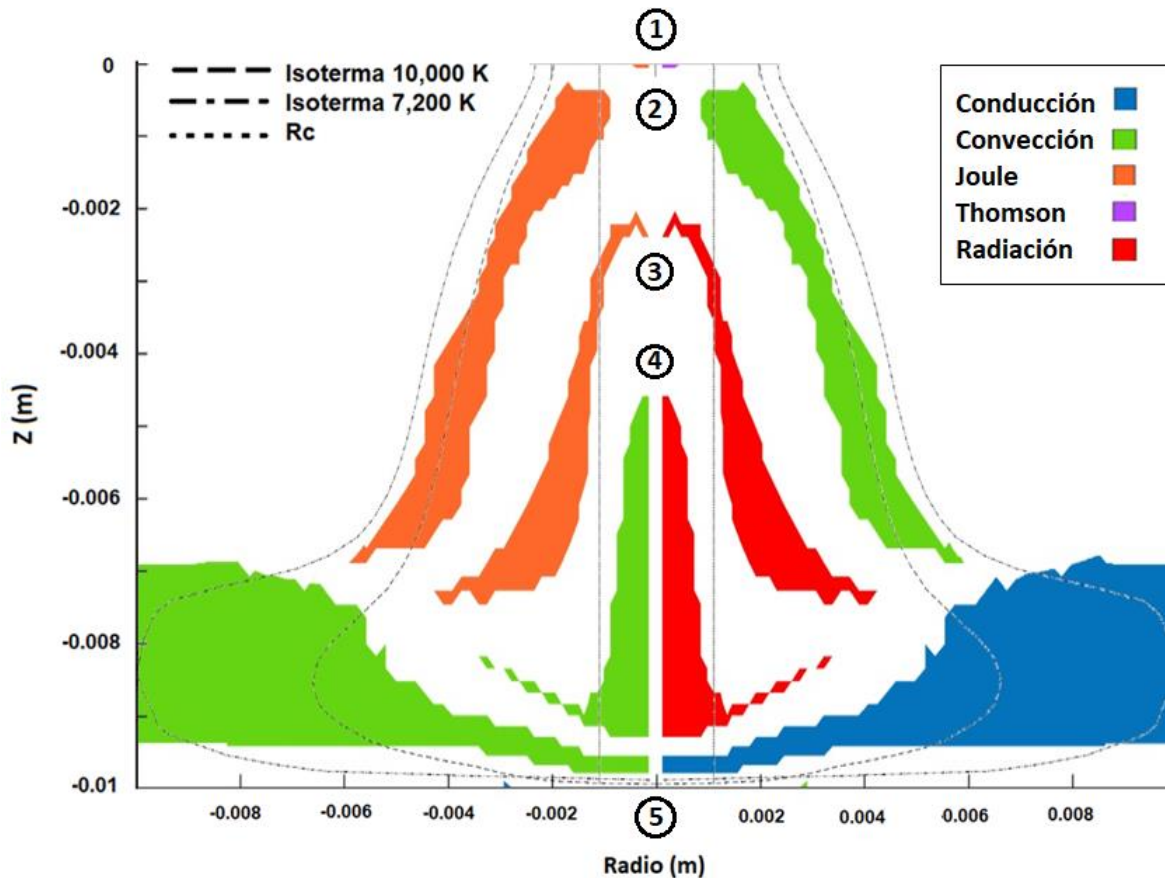
En la **Figura 3.34** se muestra nuevamente el mapa de predominancia para el mismo arco de la figura anterior, con las entradas de energía representadas del lado izquierdo de la imagen y las salidas del lado derecho. Esta figura muestra mejoras sustanciales respecto a la anterior, de las cuales las primeras mejoras consistieron en incorporar la forma de arco a través de dos isótermas. La primera, es la isoterma de 7,200 K (línea punteada exterior) que representa la temperatura a la cual la conductividad eléctrica deja de ser cero y existe un cambio brusco de pendiente indicando el incremento de la conductividad eléctrica. La segunda línea punteada representa la isoterma de 10,000 K, la cual ha sido usada por diversos investigadores como el límite visible del arco. Estas dos mejoras permiten observar de mejor forma cada una de las zonas dentro del arco eléctrico. La tercera mejora tiene que ver con las zonas fuera del arco, que fueron eliminadas a través de dividir el valor de cada mecanismo dominante en cada nodo por el valor máximo de ese mecanismo en todo el dominio, es decir, cada mecanismo dominante tendrá una escala entre 0 y 1, que será relativamente alta dentro de arco y muy baja fuera del mismo, este rango se representa a través de una escala de color que va de blanco (0), al color sólido seleccionado para cada mecanismo (1). Por ejemplo, la conducción va de un color blanco para valores de cero o muy cercanos a cero, a un color azul sólido para valores de 1, si a esto le agregamos que esta escala se



representa de forma logarítmica para cada mecanismo el resultado es la desaparición de color en las zonas fuera del arco (color blanco). Finalmente, la última mejora tiene que ver con las isolíneas presentes, que indican la dominancia de cada mecanismo respecto al resto de mecanismos en cada nodo del dominio, es decir, se divide el valor del mecanismo dominante por la suma de los mecanismos restantes, dando como resultado isolíneas de dominancia de ese mecanismo respecto a los mecanismos restantes. Por ejemplo, para las salidas de energía en la región dominada por la radiación (zona roja), se observan tres isolíneas con valores de 1, 0.8 y 0.6, que indican un dominio de ese mecanismo del 100%, 80% y 60% respectivamente respecto al resto de mecanismos.

Con base en las mejoras realizadas al mapa de predominancia de mecanismos de transferencia de energía, se puede obtener información sumamente útil, ya que no solo es posible ver qué mecanismos dominan las entradas y salidas de energía dentro de la columna de un arco eléctrico, sino que además se pueden observar zonas de interés donde en futuros trabajos se podrán realizar balances de energía tomando en cuenta solo los mecanismos dominantes dentro de la ecuación general de conservación de energía y descartando los mecanismos restantes. En este sentido se busca encontrar zonas donde la dominancia del mecanismo dominante sea muy grande y así evitar errores significativos al descartar los mecanismos restantes simplificando mucha la ecuación de energía a solo 2 mecanismos (uno de entrada y otro de salida).

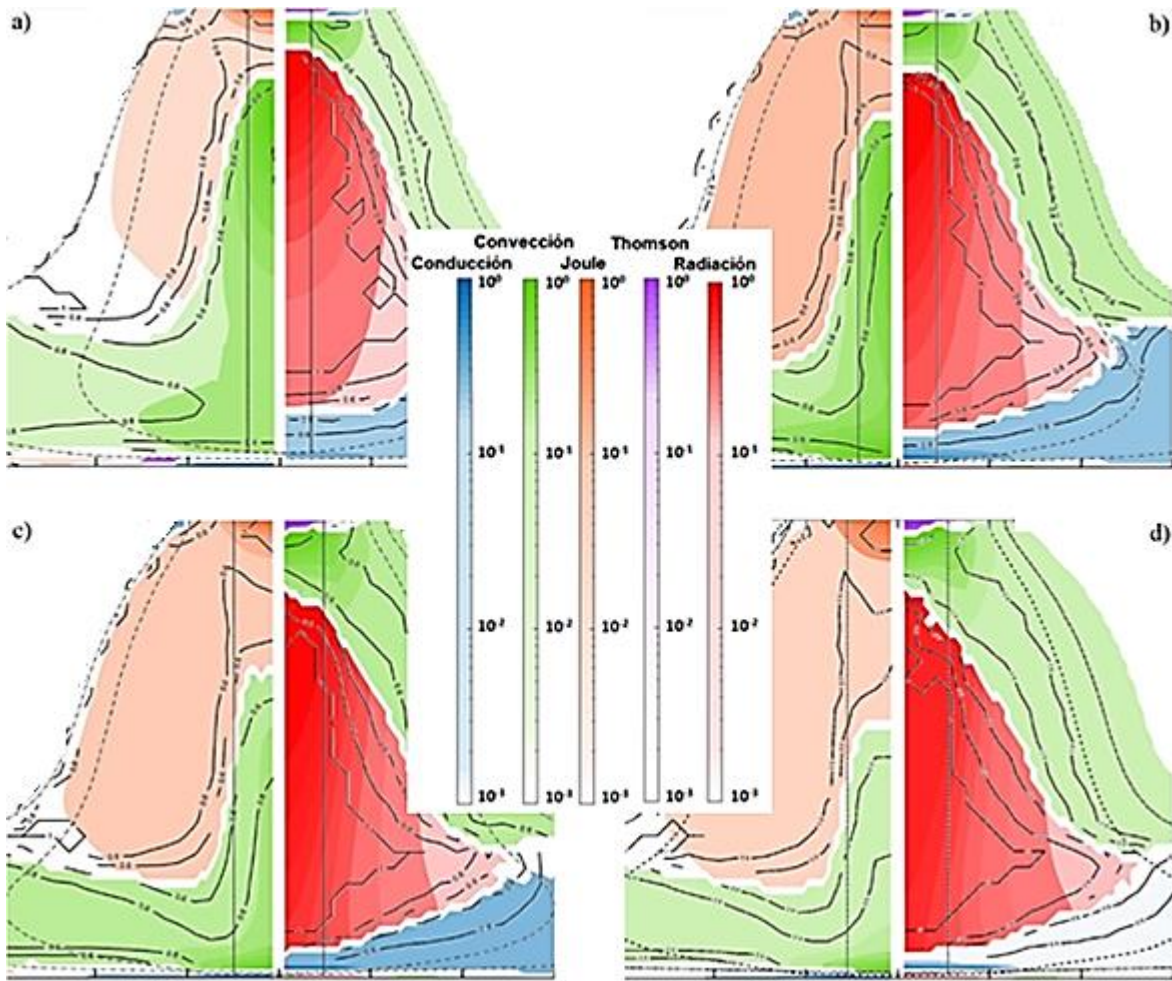
La **Figura 3.35** muestra precisamente las zonas donde el mecanismo de entrada y salida dominantes son ambos mayores al 80%, y de inmediato se identifican cinco zonas de interés, recorriendo la columna del arco desde el cátodo hacia el ánodo, y mencionando en primera instancia el mecanismo de entrada de energía tenemos: 1) capa catódica: un balance entre el efecto Joule y el efecto Thomson; 2) parte superior de la columna: en esta zona regularmente se tiene la temperatura máxima en un arco de argón, aquí el balance está dado entre el efecto Joule y la convección; 3) parte media de la columna: aquí generalmente el jet desarrolla la velocidad máxima y el balance está dado entre el efecto Joule y la radiación; 4) la parte inferior de la columna del arco está dominada por la convección y la radiación; y 5) finalmente, la capa anódica muestra un balance entre la convección y la conducción. En estas cinco zonas, se pueden realizar simplificaciones de la ecuación de conservación de energía con solo un término de entrada y un término de salida y así resolver y predecir varias características de arco a partir de estos balances de energía simplificados.



**Figura 3.35** Mapa de predominancia igual o mayor al 80% de mecanismos de entrada y salida de energía para un arco eléctrico de argón de 200 A y 10 mm.

### 3.5.1 Efecto de la intensidad de corriente

La **Figura 3.36** muestra el efecto de variar la corriente aplicada sobre los mecanismos de dominancia de entradas y salidas de energía en arcos de argón y una longitud fija de 10 mm, la corriente se varía en a) 150 A, b) 200 A, c) 250 A y d) 300 A. Se puede observar claramente que no existe un cambio respecto al cambio de dominancia de los mecanismos, las entradas de energía mantienen el arreglo del dominio del efecto Joule y la convección desde el cátodo al ánodo, mientras que las salidas mantienen el arreglo del efecto Thomson, la convección, radiación y conducción. Sin embargo, a pesar de que no exista un reacomodo de estos mecanismos, sí cambia tanto el tamaño de las zonas que dominan como la intensidad de dominio de esas zonas. Por ejemplo, el efecto Joule domina una mayor zona que se extiende unos 3 mm con el aumento de la corriente, esto resulta congruente con el aumento de la densidad de corriente a lo largo de todo el arco, y que a su vez hace que el mecanismo aporte una mayor cantidad de energía. En el caso de las salidas de energía no se observa un cambio substancial del tamaño de las zonas de dominio, sin embargo, está claro que aumentan en intensidad todos los mecanismos como resultado de un aumento de la temperatura en todo el arco.

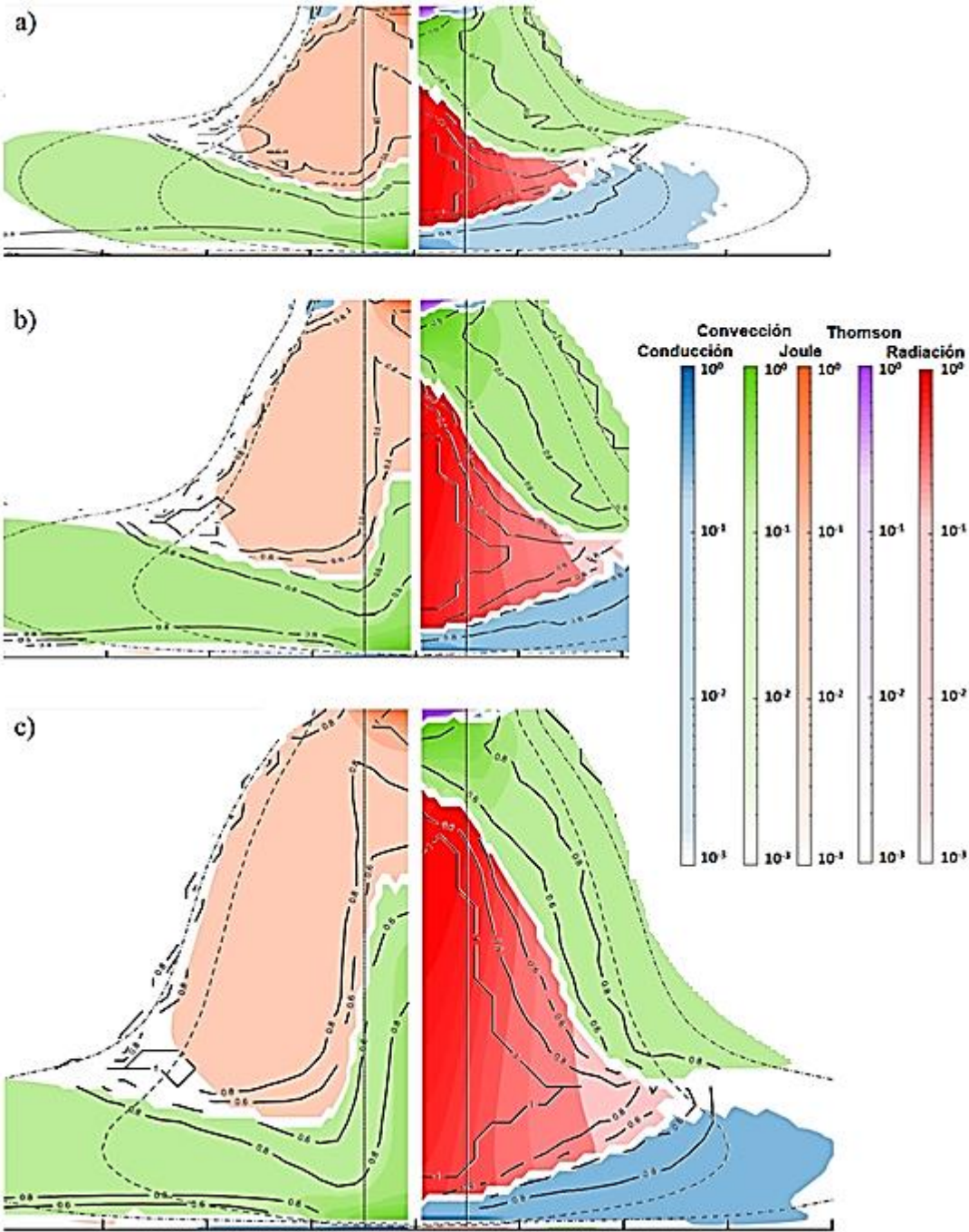


**Figura 3.36** Efecto de la intensidad de corriente en la predominancia de los mecanismos de transferencia de energía de arcos eléctricos de argón de 10 mm de longitud y a) 150 A, b) 200 A, c) 250 A y d) 300 A.

### 3.5.2 Efecto de la longitud de arco

La **Figura 3.37** muestra el efecto de variar la longitud de arco sobre los mecanismos dominantes de entrada y salida de energía en arcos de argón, una corriente fija de 200 A y una longitud de arco de: a) 5 mm, b) 7 mm y c) 10 mm. En este caso no existe un cambio significativo de la intensidad de dominio de cada mecanismo, esto como resultado de no existir cambio alguno de la corriente aplicada y en consecuencia de las temperaturas del arco. El único cambio significativo que puede observarse es en relación con el tamaño de la zona de dominio de los mecanismos de entrada de energía, en este caso se tiene el efecto contrario al aumento de la corriente, ya que un aumento de la longitud promueve un aumento de la zona dominada por la convección, esto resulta congruente ya que al mantener la corriente fija, la zona dominada por efecto Joule se mantendrá constante y toda distancia adicional será dominada por la convección. Los

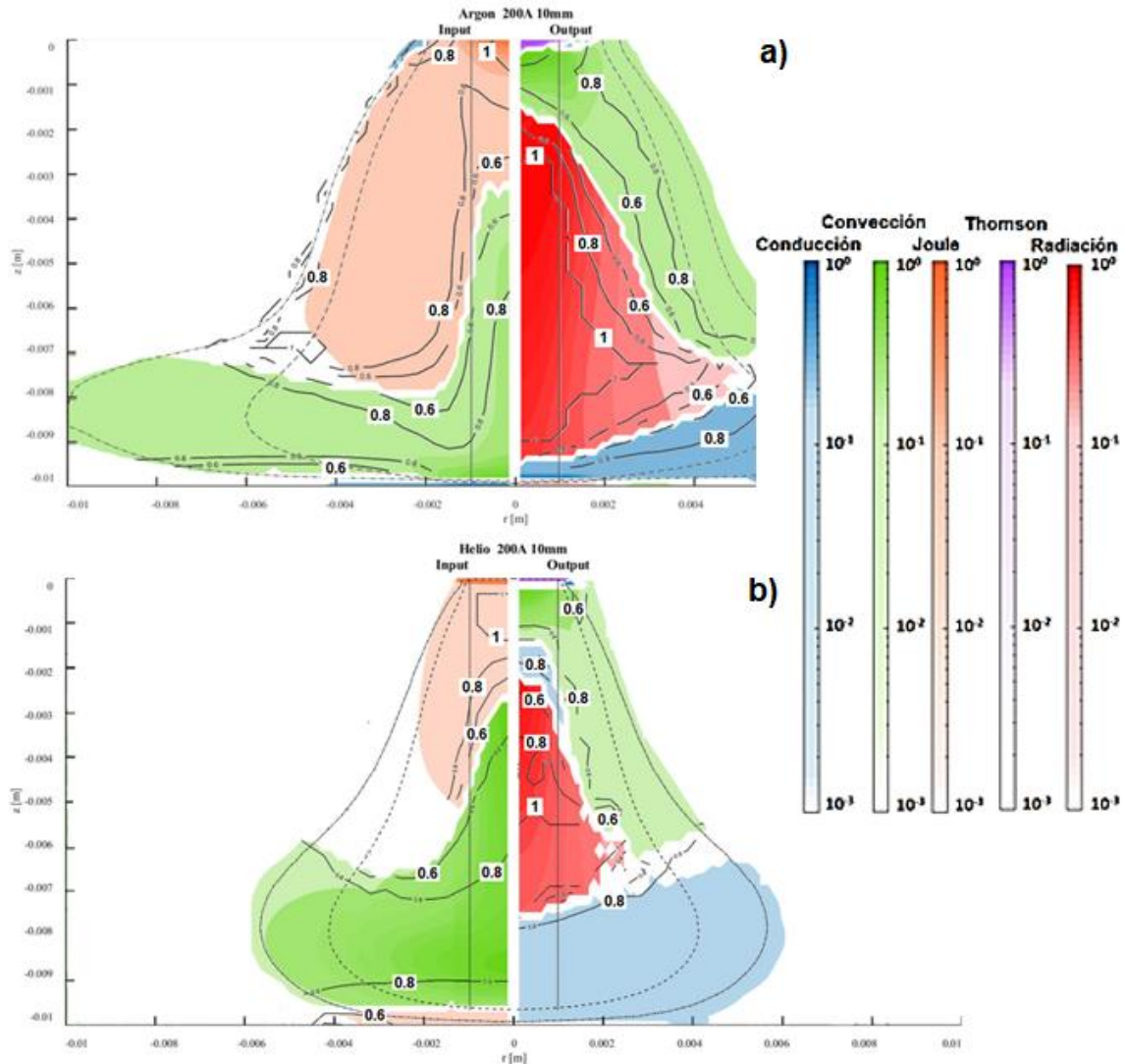
mecanismos encargados de la salida de energía no tienen ningún cambio significativo respecto al orden, intensidad o tamaño de dominio.



**Figura 3.37** Efecto de la longitud de arco en la predominancia de los mecanismos de transferencia de energía de arcos eléctricos de argón de 200 A y a) 5 mm, b) 7 mm y c) 10 mm.



### 3.5.3 Efecto del gas de cobertura



**Figura 3.38** Efecto del gas de cobertura en la predominancia de los mecanismos de transferencia de energía de arcos eléctricos de 200 A, 10 mm, y ardiendo en a) Ar, y b) He.

Finalmente, la **Figura 3.38** presenta el efecto del gas de cobertura sobre los mecanismos dominantes de entrada y salida de energía dentro de la columna de un arco eléctrico, así como su predominancia relativa dentro del dominio, para arcos ardiendo a 200 A de corriente, 10 mm de longitud, y ardiendo en a) Ar, y b) He. El tipo de gas de cobertura resultó ser el efecto más significativo en la configuración de los mapas de predominancia de los mecanismos de transferencia de calor en un arco eléctrico. Las entradas de energía no cambian de forma significativa respecto del orden de aparición o el tamaño e intensidad de los mecanismos dominantes, se observa claramente que para ambos arcos existe la entrada de energía por efecto Joule cerca del cátodo y posteriormente existe una zona de convección hasta llegar

al ánodo, la diferencia más notable la podemos encontrar en la zona dominada por la convección, donde el arco ardiendo en helio muestra una mayor zona de dominancia, así como una mayor dominio relativo (intensidad de color) respecto a uno ardiendo en argón, esto puede explicarse debido a que para un arco de helio obtenemos velocidades mayores en la columna del arco, lo que intensifica este mecanismo. En el caso de las salidas de energía se observan cambios más considerables que en el caso de las entradas, lo primero que podemos observar a simple vista es la diferencia en el orden de aparición de los mecanismos dominantes de energía, para el argón tenemos el efecto Thomson, convección, radiación y conducción desde el cátodo hacia el ánodo respectivamente, mientras que para un arco ardiendo en helio se observa el mismo orden excepto una pequeña zona dominada por la conducción después de la zona dominada por la convección. Otro efecto notable es la reducción de la zona dominada por las pérdidas por radiación, en el caso de un arco ardiendo en helio esta zona es mucho menor en comparación con un arco de argón y esto resulta obvio debido a la mucho menor emisión radiativa que presenta el helio respecto al argón.

### **3.6 Discusión de Resultados**

La importancia del presente trabajo radica en la obtención de fórmulas algebraicas simples, capaces de predecir de buena manera tanto las características más importantes de la columna del arco, así como las principales interacciones con el charco de soldadura, para procesos de soldadura por arco eléctrico GTAW de corriente directa DC. Las expresiones reportadas en este trabajo son válidas para arcos ardiendo en gases monoatómicos o mezclas de gases monoatómicos y condiciones de operación de entre 200 y 300 A de corriente y 5 a 10 mm de longitudes de arco. La mezcla propuesta en este trabajo Ar-He 50/50 se comporta de manera similar a un arco de argón puro, como es de esperarse para mezclas con menos de 70% de helio [46]. El comportamiento de arcos de helio puro es muy diferente al de un arco de argón, pero es bien predicho por las relaciones propuestas en este trabajo.

El conjunto de perfiles universales de arcos ardiendo en gases monoatómicos se basa en la relación existente entre la entalpía volumétrica y la temperatura de los gases ideales hasta que se hacen presentes los efectos de ionización. El inicio del proceso de ionización para cada gas o mezcla de gas corresponde con la temperatura que representa el límite del arco (zona de conducción). El graficar este límite del arco de una forma adimensional apropiada conduce a una forma universal de arcos de soldadura ardiendo en cualquier gas monoatómico para las condiciones de operación presentadas en este trabajo, que a su vez conduce a la posibilidad de

encontrar expresiones universales para las características de la columna del arco, así como de las interacciones arco/charco de soldadura.

Si bien el comportamiento térmico de los arcos se puede generalizar con la isoterma de ionización, el comportamiento hidrodinámico tiene una relación mucho más débil con la ionización. La relación entre el flujo de fluido y la transferencia de calor está fuertemente ligada al número de Prandtl, que relaciona el transporte de cantidad de movimiento a través de fuerzas viscosas con el transporte de calor por conducción. El número de Prandtl da una medida cuantitativa de la relación entre la velocidad de expansión del jet del arco y la expansión térmica del jet, expresando el tamaño relativo de las capas límite tanto térmica como de momentum en la columna del arco.

Las expresiones algebraicas generadas en este trabajo serán útiles para los ingenieros en soldadura, ya que podrían determinar fácilmente y con precisión parámetros de operación. Las consideraciones para determinar estos parámetros pertinentes requieren del conocimiento de la distribución del calor en el ánodo [97], así como de las distribuciones de presión [98] para evitar la formación de defectos de soldadura. Finalmente, estas correlaciones pueden complementar el conocimiento empírico en el desarrollo de manuales o procedimientos, y proporcionar cantidades físicamente significativas como entradas y condiciones de frontera en modelos integrados de soldadura.

### **3.7 Trabajo Futuro**

Las expresiones propuestas en este trabajo tienen un amplio rango de mejora, comenzando por algunas limitaciones del modelo matemático. La principal limitante de modelo es la geometría del electrodo, ya que el uso de electrodos planos en procesos reales de soldadura es prácticamente nulo, sin embargo, los mapas de temperatura y velocidades dentro de la columna del arco, así como los flujos de calor y corriente hacia el ánodo están en un excelente acuerdo con trabajos experimentales y numéricos de diversos investigadores que reportan el uso de electrodos con punta cónica de  $60^\circ$  típicos en procesos de soldadura reales.

El uso de un valor fijo de la densidad de corriente en un punto del cátodo es otra suposición importante, ya que esta se determinó empíricamente para un electrodo de tungsteno con torio en arcos eléctricos de argón [18], sin embargo, este valor puede requerir una revisión profunda para otro tipo de electrodos y gases de cobertura. La validación con otros gases se generó a partir de un número limitado de trabajos, ya que la mayoría de los trabajos existentes reportan arcos de argón.

Además de estas limitaciones del modelo, futuros trabajos deben incluir el efecto del vapor metálico en la columna del arco como resultado de las altas

temperaturas alcanzadas en el ánodo, ya que se ha demostrado que, para materiales ferrosos, el vapor de hierro aumenta la conductividad eléctrica y la radiación del plasma a bajas temperaturas [50], por lo que se espera que la conductividad eléctrica aumente cerca del ánodo, y por lo tanto exista un aumento correspondiente de la densidad de corriente y del flujo de calor hacia el ánodo. Otras mejoras pueden incluir el uso de más variables de proceso como pueden ser el ángulo de inclinación del electrodo, un flujo de entrada de gas a través de una campana y finalmente que el electrodo se mueva a través del ánodo con una velocidad constante.

Finalmente, los mapas de predominancia de mecanismos de entrada y salida de energía dentro del arco comparten las limitantes del modelo matemático mencionadas anteriormente, sin embargo, estas limitantes no impiden tener un excelente acuerdo con otros trabajos desarrollados por diversos investigadores. Estos mapas de predominancia pueden ser complementados en futuros trabajos con la obtención de mapas que reflejen el segundo mecanismo más importante en cada zona y el porcentaje de aporte al balance de energía, esto repercutirá en un mejor entendimiento de la física involucrada, así como minimizar los errores al solo considerar un mecanismo de entrada o salida de energía. Estos trabajos futuros se enfocarán en realizar balances simplificados de la ecuación de conservación de energía en zonas de interés para proporcionar expresiones analíticas que permitan obtener propiedades de interés.



## CONCLUSIONES

Las características más importantes de la columna de un arco eléctrico, así como las interacciones arco/charco de soldadura, para arcos eléctricos en procesos de soldadura GTAW ardiendo en gases monoatómicos (Ar, He y mezclas entre ambos) se presentan a través de expresiones algebraicas simples. Las correlaciones obtenidas se basan en el hecho de la existencia de una forma adimensional única o universal de arcos de gases o mezclas de gases monoatómicos que incluye el número de Prandtl.

Se determinó el límite de un arco eléctrico para cualquier gas o mezcla de gases monoatómicos a partir del límite de un arco de argón (zona visible del arco) usado por diversos autores a través de la isoterma a 10,000 K. Se trasladó el valor de la conductividad eléctrica a esa temperatura en argón ( $\approx 2850$  S/m), dando como resultado isotermas de 14,850 y 10,500 K para helio y una mezcla de Ar-He (50/50) respectivamente.

Las expresiones desarrolladas involucran: la forma del arco, los perfiles radiales a cualquier distancia axial y los valores máximos locales y globales de las siguientes características de la columna de arco: i) campo magnético, ii) temperatura del arco, y iii) velocidad axial de arco. De manera similar, se desarrollaron expresiones de los perfiles radiales en el ánodo y los valores máximos de las siguientes interacciones arco/ánodo: i) flux de calor, ii) flux de corriente, y iii) presión.

Finalmente, los resultados de procesamiento de datos obtenidos han sido comparados y validados con otros resultados experimentales y numéricos. La geometría plana de cátodo considerada en este trabajo, así como descartar la presencia de vapores metálicos no afecta de manera significativa las características de arcos eléctricos de soldadura en procesos GTAW.

En el caso de los mapas de predominancia de los mecanismos de transferencia de calor en la columna de arcos eléctricos en soldadura se obtuvo que las entradas de energía están dominadas por efecto Joule cerca del cátodo como resultado de la alta densidad de corriente en esa zona, mientras que la convección domina cerca del ánodo debido a las altas velocidades desarrolladas dentro del jet. Las pérdidas están dominadas por la radiación en la mayor parte de la columna de arco donde las temperaturas son más altas, cerca de los electrodos dominan el efecto Thomson y la convección cerca de cátodo, mientras que la conducción domina cerca del ánodo.

Las variables de proceso como la corriente y longitud de arco no modifican la estructura de entradas y salidas de energía dentro del arco, es decir se mantiene el orden de dominio de cada mecanismo, estas variables solo modifican el tamaño de la zona de dominio de algunos mecanismos, sobre todo las entradas de energía, ya

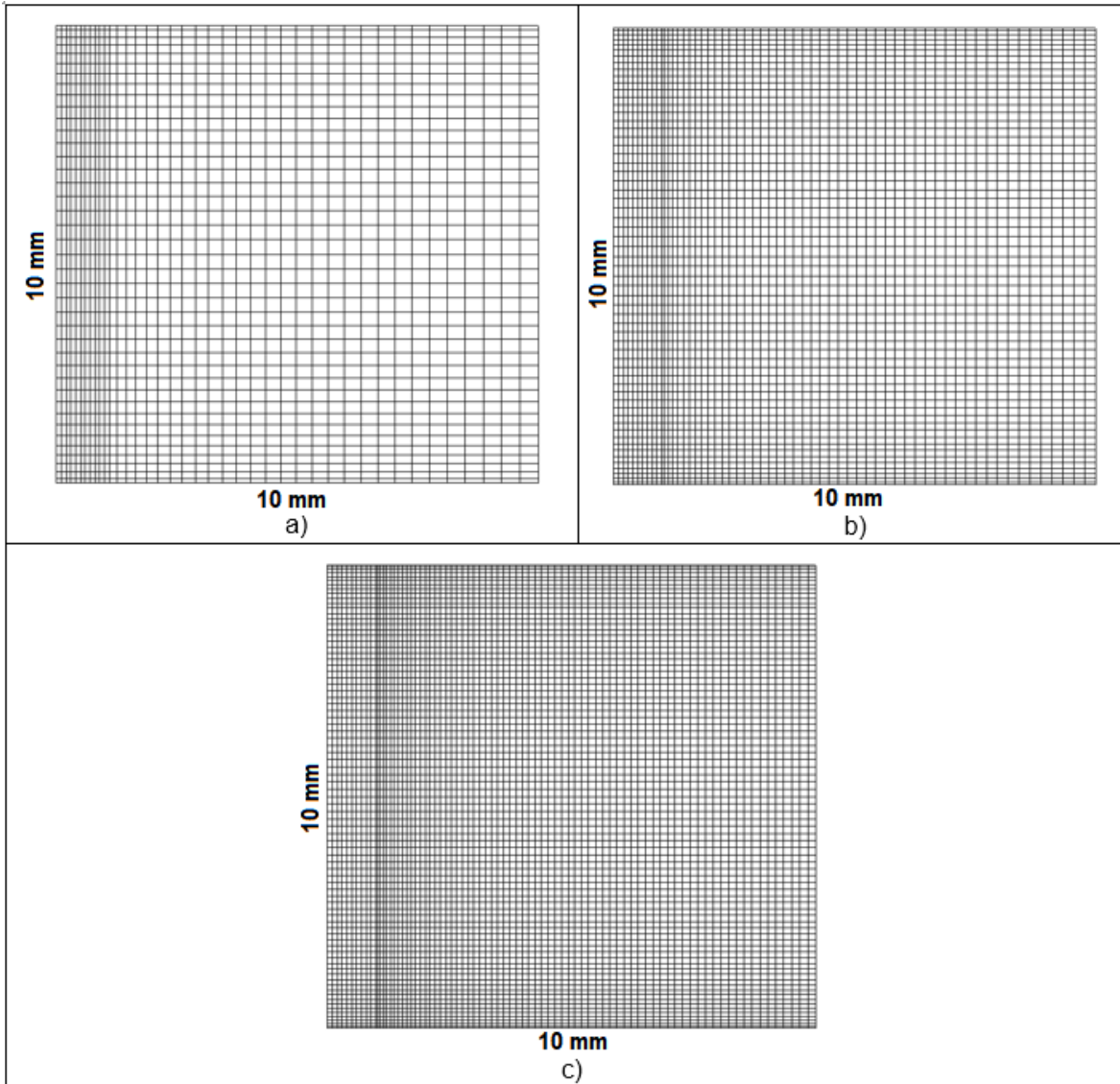
que un aumento de la corriente aumenta la zona dominada por efecto Joule y disminuye el dominio de la convección, caso contrario al aumento de la longitud de arco que aumenta la zona de dominio de la convección respecto al efecto Joule. Las salidas de energía no ven modificadas sus zonas de dominio de manera significativa. Por otra parte, el aumento de la corriente provoca un aumento de la intensidad de dominio de todos los mecanismos, es decir un aumento de la corriente aumenta las entradas y salidas de energía de todos los mecanismos debido a un aumento de la temperatura, mientras que un aumento de la longitud de arco solo disminuye la intensidad de los mecanismos dominantes cerca del ánodo, como resultado de una disminución de la temperatura en esta zona con el aumento de la longitud.

El efecto del gas de cobertura resultó ser el efecto más significativo, ya que a pesar de no modificar de forma sustancial las zonas de dominio de cada mecanismo, el tamaño e intensidad de estos si cambia de manera considerable de un arco de argón a uno de helio, estos cambios están dados principalmente por la gran diferencia en las propiedades físicas de ambos gases. La zona dominada por la convección para las entradas de energía es mayor para un arco de helio debido a las mayores velocidades presentes en la columna del arco y en el caso de las perdidas de energía, la zona dominada por las perdidas por radiación es mucho más pequeña debido a la mucho menor emisión radiativa del helio respecto a la de argón.

Finalmente, estos mapas de dominio de los mecanismos de transferencia de energía dentro de la columna del arco pueden ayudar a simplificar el análisis en ciertas regiones del arco realizando balances simplificados de la ecuación de conservación de energía que pueden proporcionar expresiones analíticas que permitan obtener propiedades de interés.

## ANEXO 1: Estudio de sensibilidad de la malla

La **Figura A1** muestra el dominio computacional para las mallas no uniformes en 2D y coordenadas cilíndricas comparadas en este estudio: a) 40 x 40, b) 60 x 60 y c) 80 x 80.

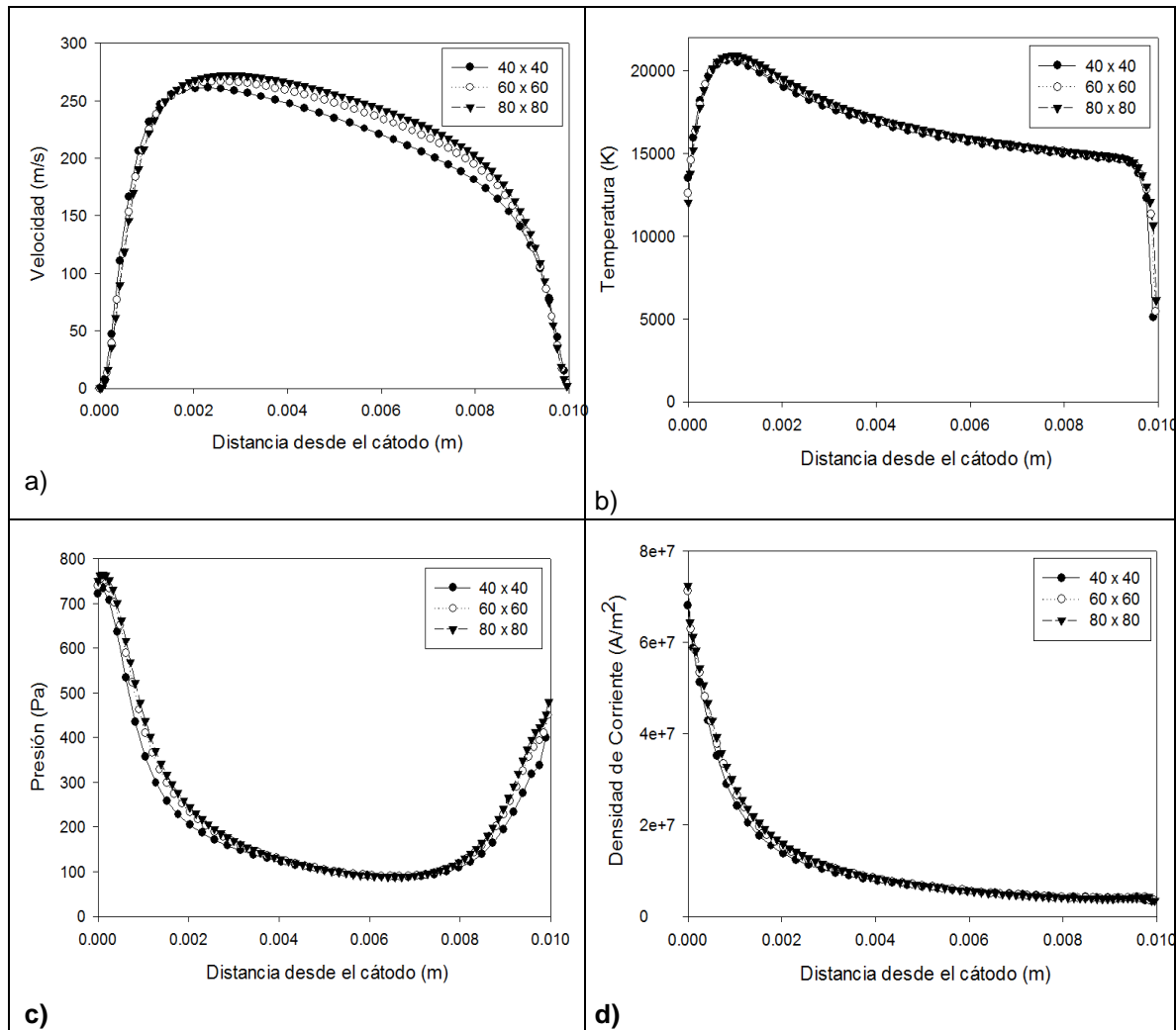


**Figura A1** Dominio computacional de las mallas usadas en el estudio de la sensibilidad de malla: a) 40 x 40, b) 60 x 60 y c) 80 x 80.

Se observa claramente que existe un refinamiento en tres zonas críticas (cátodo, ánodo y columna del arco) donde una buena resolución de la malla es fundamental para describir con propiedad los diversos fenómenos que ocurren en estas, sin embargo un excesivo refinamiento de todo el dominio puede tener un efecto negativo debido a la dificultad en la convergencia por la no linealidad del

mismo ya mencionada anteriormente y como consecuencia de esto un aumento substancial en los tiempos de cómputo.

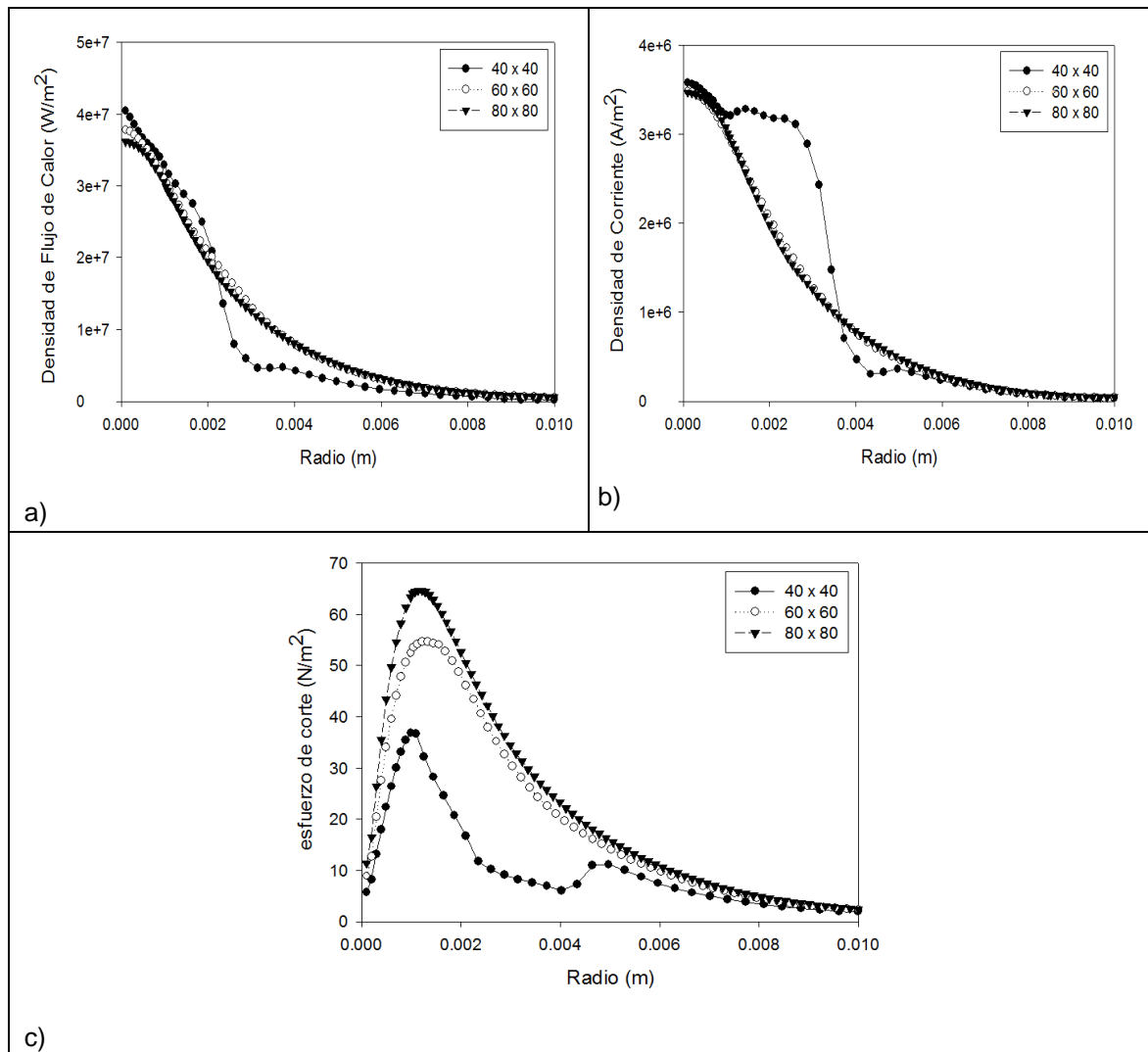
El efecto de la refinación de la malla sobre las características en la columna del arco para un caso estándar de 10 mm de longitud, 200 A de corriente y ardiendo en una atmósfera de argón como gas de cobertura se pueden observar en la **Figura A2**, donde se comparan los perfiles de a) velocidad, b) temperatura, c) presión y d) densidad de corriente a lo largo del eje de simetría.



**Figura A2** Estudio de sensibilidad de malla para a) velocidad, b) temperatura, c) presión y d) densidad de corriente, a lo largo del eje de simetría.

Se puede observar de manera clara que las tres mallas usadas en el estudio no tienen una repercusión significativa sobre las características en la columna del arco eléctrico. Sin embargo, es evidente que la malla de menor resolución (40 x 40) se encuentra desfasada de los resultados obtenidos con mallas más finas, las cuales prácticamente se empalman una con la otra, descartando así la posibilidad del uso de una malla aún más fina. El uso de una malla de menor resolución predice valores

más bajos de temperaturas, presiones y sobre todo velocidades dentro de la columna del arco.



**Figura A3** Estudio de sensibilidad de malla para a) densidad de flujo de calor, b) densidad de corriente y c) esfuerzos de corte, en la superficie del ánodo.

La **Figura A3**, muestra el efecto de la refinación de la malla sobre algunas de las interacciones presentes entre el arco eléctrico y el ánodo para las mismas condiciones de la **Figura A2**, como: a) densidad de flujo de calor, b) densidad de corriente y c) esfuerzos de corte. De manera inmediata podemos percatarnos que a diferencia de las características en la columna del arco, la refinación de la malla tiene un efecto mucho más significativo en estas interacciones, la malla más gruesa (40 x 40) muestra un fuerte desfase respecto a las mallas más finas, esto se hace más evidente después de un milímetro, esto probablemente se deba a que en esta zona y para esta malla en particular (ver **Figura A1 a**) existe un cambio brusco del tamaño de los nodos, ya que antes de un milímetro hay un refinamiento en la columna del arco y después de un milímetro los nodos son mucho más grandes

provocando alguna discontinuidad en la solución. Por su parte las dos mallas más finas muestran un comportamiento prácticamente idéntico en la densidad de flujo de calor hacia la superficie y la densidad de corriente, la única diferencia significativa podría darse en los esfuerzos de corte en el ánodo donde una malla más fina da como resultado valores más bajos en los esfuerzos de corte.

Como resultado del estudio de sensibilidad de malla, se optó por seleccionar la malla intermedia (60 x 60), ya que se observó que una malla más gruesa (40 x 40) afecta de manera significativa el acoplamiento entre el arco eléctrico y el ánodo, mientras que el uso de una malla más fina (80 x 80) no tiene mucho significado debido a que el acoplamiento entre las soluciones de ambas es prácticamente idéntico, pero a un costo mayor de tiempo de cómputo.

## ANEXO 2: Resumen de fórmulas y tablas para la obtención de las características de la columna del arco y las interacciones arco/ánodo derivadas del presente trabajo

A continuación, se presenta un resumen de las ecuaciones y tablas derivadas del presente trabajo para la obtención de la forma del arco, las principales características de la columna y las interacciones arco/ánodo de arcos ardiendo en argón y gases monoatómicos:

Argón:

- Forma del arco:

$$\frac{R_a}{R_c} = \left( a - b \frac{Z}{R_c} \right)^{1/2} \dots\dots\dots \text{(Ec. 3.1)}$$

- Características de la columna del arco:

$$\frac{B_{\theta}}{B_{max}^{\circ}} = a + b \left( \frac{R}{R_a} \right) + c \left( \frac{R}{R_a} \right)^2 + d \left( \frac{R}{R_a} \right)^3 + e \left( \frac{R}{R_a} \right)^4 + f \left( \frac{R}{R_a} \right)^5 + g \left( \frac{R}{R_a} \right)^6 + h \left( \frac{R}{R_a} \right)^7 + i \left( \frac{R}{R_a} \right)^8 \dots\dots\dots \text{(Ec. 3.2)}$$

$$\frac{T}{T_{max}^{\circ}} = a + b \left( \frac{R}{R_a} \right)^2 + c \left( \frac{R}{R_a} \right)^4 + d \left( \frac{R}{R_a} \right)^6 + e \left( \frac{R}{R_a} \right)^8 + f \left( \frac{R}{R_a} \right)^{10} + g \left( \frac{R}{R_a} \right)^{12} + h \left( \frac{R}{R_a} \right)^{14} + i \left( \frac{R}{R_a} \right)^{16} + j \left( \frac{R}{R_a} \right)^{18} \dots\dots\dots \text{(Ec. 3.3)}$$

$$\frac{V_z}{V_{max}^{\circ}} = \frac{1}{\left( a + b \left( \frac{R}{R_a} \right) + c \left( \frac{R}{R_a} \right)^2 + d \left( \frac{R}{R_a} \right)^3 \right)} \dots\dots\dots \text{(Ec. 3.4)}$$

*Propiedad física*<sub>max</sub><sup>°</sup> =

$$(a + (b * I) + (c * L) + (d * Z) + (e * Propiedad\ física_{max}))^f \dots\dots \text{(Ec. 3.5)}$$

$$Propiedad\ física_{max} = a + (b * I) + (c * L) \dots\dots\dots \text{(Ec. 3.6)}$$

- Interacciones arco/ánodo:

$$\frac{Interacción}{Interacción_{max}} = \frac{1}{\left( a + b \left( \frac{R}{(RaL)^{0.5}} \right) + c \left( \frac{R}{(RaL)^{0.5}} \right)^2 + d \left( \frac{R}{(RaL)^{0.5}} \right)^3 + e \left( \frac{R}{(RaL)^{0.5}} \right)^4 + f \left( \frac{R}{(RaL)^{0.5}} \right)^5 \right)} \dots\dots\dots \text{(Ec. 3.7)}$$

$$\frac{\tau}{\tau_{max}} = \frac{\left( a + b \ln \left( \frac{R}{(RaL)^{0.5}} \right) + c \left( \ln \left( \frac{R}{(RaL)^{0.5}} \right) \right)^2 \right)}{\left( 1 + d \ln \left( \frac{R}{(RaL)^{0.5}} \right) + e \left( \ln \left( \frac{R}{(RaL)^{0.5}} \right) \right)^2 \right)} \dots\dots\dots \text{(Ec. 3.8)}$$

$$Interacción_{max} = a + bL + cI \dots\dots\dots \text{(Ec. 3.9)}$$

Tabla 3.3 Rangos de validez, R<sup>2</sup> y coeficientes de las **Ecuaciones 3.1 – 3.9** para arcos de argón.

Ecuación	Rango de validez	R <sup>2</sup>	a	b	c	d	e	f	g	h	i	j
Ec. 3.1	0.5 ≤ Z/Rc ≤ 4.5	0.959	2.368	2.544	-	-	-	-	-	-	-	-
Ec. 3.2	All	0.988	0.082	1.830	1.109	-5.069	4.617	-2.039	0.488	-0.061	0.003	-
Ec. 3.3	R/Ra ≤ 1.5	0.996	1.007	-1.345	1.101	1.147	-2.939	2.231	-0.839	0.168	-0.017	6.5e-04
Ec. 3.4	All	0.99	1.017	-0.415	4.757	21.524	-	-	-	-	-	-
Ec. 3.5 B <sub>max</sub> °	0.4L a 0.8L	0.985	-19.75	-0.017	141.2	-485.6	352	-2	-	-	-	-
Ec. 3.5 T <sub>max</sub> °	0.3L a 0.8L	0.956	124.5	0.115	-182.3	-4026.5	-1e-05	2	-	-	-	-
Ec. 3.5 V <sub>max</sub> °	0.4L a 0.8L	0.982	-1.16e04	-83.3	1.098e05	-6.081e05	126.75	0.622	-	-	-	-
Ec. 3.6 B <sub>max</sub>	All	0.999	0.026	1.1e-04	-0.535	-	-	-	-	-	-	-
Ec. 3.6 T <sub>max</sub>	All	0.989	17664	19.707	25868	-	-	-	-	-	-	-



Ec. 3.6 $V_{max}$	All	0.995	38.5	1.297	1649	-	-	-	-	-	-	-
Ec. 3.7 $q/q_{max}$	All	0.991	0.989	0.223	3.183	-0.510	1.292	1.353	-	-	-	-
Ec. 3.7 $J/J_{max}$	All	0.992	0.989	0.283	-0.09	6.497	-5.539	3.772	-	-	-	-
Ec. 3.7 $P/P_{max}$	All	0.989	1.008	-0.817	17.884	-12.474	6.131	11.437	-	-	-	-
Ec. 3.8 $\tau/\tau_{max}$	All	0.981	0.222	-0.211	-0.039	0.887	0.346	-	-	-	-	-
Ec. 3.9 $Q_{max}$	All	0.981	2.777E+7	270399	-4.45E+9	-	-	-	-	-	-	-
Ec. 3.9 $J_{max}$	All	0.930	5.513E+6	19004.1	-6.13E+8	-	-	-	-	-	-	-
Ec. 3.9 $P_{max}$	All	0.983	-378.617	6.102	-30122	-	-	-	-	-	-	-
Ec. 3.9 $\tau_{max}$	All	0.975	-39.160	0.823	-5678.61	-	-	-	-	-	-	-

Gases monoatómicos:

- Forma del arco:

$$\frac{R_a}{R_c} Pr^{0.85} = \ln \left( a + b \left( \frac{Z}{R_c} Pr^{0.85} \right) \right) \dots \dots \dots \text{(Ec. 3.10)}$$

- Características de la columna del arco:

$$\frac{B_{\theta}}{B_{max}^{\circ}} = \frac{a + b \left( \frac{R}{R_a} Pr^{-0.5} \right)^{0.5} + c \left( \frac{R}{R_a} Pr^{-0.5} \right)}{1 + d \left( \frac{R}{R_a} Pr^{-0.5} \right)^{0.5} + e \left( \frac{R}{R_a} Pr^{-0.5} \right)} \dots \dots \dots \text{(Ec. 3.11)}$$

$$\frac{T}{T_{max}^{\circ}} = a + b \left( \frac{R}{R_a} Pr^{-1} \right) + c \left( \frac{R}{R_a} Pr^{-1} \right)^2 + d \left( \frac{R}{R_a} Pr^{-1} \right)^3 + e \left( \frac{R}{R_a} Pr^{-1} \right)^4 + f \left( \frac{R}{R_a} Pr^{-1} \right)^5 + g \left( \frac{R}{R_a} Pr^{-1} \right)^6 \dots \dots \dots \text{(Ec. 3.12)}$$

$$\frac{V_z}{V_{max}^{\circ}} = \frac{a + b \left( \frac{R}{R_a} Pr^{-1} \right) + c \left( \frac{R}{R_a} Pr^{-1} \right)^2}{1 + d \left( \frac{R}{R_a} Pr^{-1} \right) + e \left( \frac{R}{R_a} Pr^{-1} \right)^2} \dots \dots \dots \text{(Ec. 3.13)}$$

Propiedad física<sub>max</sub><sup>o</sup> =

$$(a + (b * I) + (c * L) + (d * Z) + (e * Propiedad\ física_{max}))^f \dots\dots \text{(Ec. 3.5)}$$

$$Propiedad\ física_{max} = a + (b * I) + (c * L) \dots\dots\dots \text{(Ec. 3.6)}$$

$$\frac{q}{q_{max}} = \frac{a+b\left(\frac{R}{(R_aL)^{0.5}Pr^{0.2}}\right)^2 + c\left(\frac{R}{(R_aL)^{0.5}Pr^{0.2}}\right)^4 + d\left(\frac{R}{(R_aL)^{0.5}Pr^{0.2}}\right)^6}{1+e\left(\frac{R}{(R_aL)^{0.5}Pr^{0.2}}\right)^2 + f\left(\frac{R}{(R_aL)^{0.5}Pr^{0.2}}\right)^4 + g\left(\frac{R}{(R_aL)^{0.5}Pr^{0.2}}\right)^6} \dots\dots\dots \text{(Ec. 3.14)}$$

$$\frac{J}{J_{max}} = \frac{a+b\left(\frac{R}{(R_aL)^{0.5}Pr^{0.3}}\right)^2 + c\left(\frac{R}{(R_aL)^{0.5}Pr^{0.3}}\right)^4 + d\left(\frac{R}{(R_aL)^{0.5}Pr^{0.3}}\right)^6}{1+e\left(\frac{R}{(R_aL)^{0.5}Pr^{0.3}}\right)^2 + f\left(\frac{R}{(R_aL)^{0.5}Pr^{0.3}}\right)^4 + g\left(\frac{R}{(R_aL)^{0.5}Pr^{0.3}}\right)^6 + h\left(\frac{R}{(R_aL)^{0.5}Pr^{0.3}}\right)^8} \dots\dots \text{(Ec. 3.15)}$$

$$\frac{P}{P_{max}} = \frac{a+b\left(\frac{R}{(R_aL)^{0.5}Pr^{0.8}}\right)^2 + c\left(\frac{R}{(R_aL)^{0.5}Pr^{0.8}}\right)^4 + d\left(\frac{R}{(R_aL)^{0.5}Pr^{0.8}}\right)^6}{1+e\left(\frac{R}{(R_aL)^{0.5}Pr^{0.8}}\right)^2 + f\left(\frac{R}{(R_aL)^{0.5}Pr^{0.8}}\right)^4 + g\left(\frac{R}{(R_aL)^{0.5}Pr^{0.8}}\right)^6} \dots\dots\dots \text{(Ec. 3.16)}$$

$$Interaction_{max} = \exp(a + (b * I) + (c * L)) \dots\dots\dots \text{(Ec. 3.17)}$$

**Tabla 3.5** Rangos de validez, R<sup>2</sup> y coeficientes de las **Ecuaciones 3.5, 3.6, 3.10 – 3.17** para arcos de gases monoatómicos.

Ecuación	Rango de validez	R2	a	b	c	d	e	f	g	h
Ec. 3.10	Z/Rc ≥ 0.5 Z/Rc ≤ 5	0.976	2.505	-2.721	-	-	-	-	-	-
Ec. 3.11	All	0.967	0.073	0.207	-0.017	-1.624	0.890	-	-	-
Ec. 3.12	R/RaPr ≤ 1	0.942	1.002	0.003	-0.397	0.051	-0.822	1.401	-0.599	-
Ec. 3.13	All	0.980	0.980	-0.454	0.050	-0.546	4.766	-	-	-
Ec. 3.5 Bmax <sup>o</sup> (Ar)	0.4L a 0.8L	0.985	-19.75	-0.017	141.2	-485.6	352	-2	-	-
Ec. 3.5 Bmax <sup>o</sup> (He)	0.4L a 0.8L	0.975	-0.29	-1.42e-04	30.3	-11.009	0.91	2	-	-

Ec. 3.5 Bmax° (Ar/He)	0.4L a 0.8L	0.984	2.507	-1.46e- 03	-18.09	58.21	-1.27	-5.77	-	-
Ec. 3.5 Tmax° (Ar)	0.3L a 0.8L	0.956	124.5	0.115	-182.3	-4026.5	-1e-05	2	-	-
Ec. 3.5 Tmax° (He)	0.3L a 0.8L	0.977	77.1	0.026	239.8	-917.7	2.95e-03	2	-	-
Ec. 3.5 Tmax° (Ar/He)	0.3L a 0.8L	0.973	-5.19e08	6.46e05	2.042e0 9	-2.68e10	3.94e04	0.5	-	-
Ec. 3.5 Vmax° (Ar)	0.4L a 0.8L	0.982	-1.16e04	-83.3	1.098e0 5	-6.081e05	126.75	0.622	-	-
Ec. 3.5 Vmax° (He)	0.4L a 0.8L	0.989	-1906	8.03	3.19e04	-4.151e05	4.75	0.828	-	-
Ec. 3.5 Vmax° (Ar/He)	0.4L a 0.8L	0.973	2.9	-1.639	8145	-2.206e04	2.072	1	-	-
Ec. 3.6 Bmax (Ar)	All	0.999	0.026	1.1e-04	-0.535	-	-	-	-	-
Ec. 3.6 Bmax (He)	All	0.994	0.347	5.15e-04	-25.33	-	-	-	-	-
Ec. 3.6 Bmax (Ar/He)	All	0.966	0.038	1.14e-04	-1.76	-	-	-	-	-
Ec. 3.6 Tmax (Ar)	All	0.989	17664	19.707	25868	-	-	-	-	-
Ec. 3.6 Tmax (He)	All	0.985	19185	8.2	5889	-	-	-	-	-
Ec. 3.6 Tmax (Ar/He)	All	0.991	17559	16.877	5456	-	-	-	-	-
Ec. 3.6 Vmax (Ar)	All	0.995	38.5	1.297	1649	-	-	-	-	-
Ec. 3.6 Vmax (He)	All	0.995	31.1	3.92	889	-	-	-	-	-
Ec. 3.6 Vmax (Ar/He)	All	0.998	-68.37	1.787	-632	-	-	-	-	-
Ec. 3.14	All	0.994	1.002	0.099	0.319	-0.0398	4.873	3.448	4.809	-
Ec. 3.15	All	0.992	0.999	-0.589	0.246	-0.0235	3.241	3.884	-0.077	0.492
Ec. 3.16	All	0.994	1.012	-0.479	0.133	-0.0117	6.789	4.021	2.013	-
Ec. 3.17 qmax (Ar)	All	0.954	17.655	3.71e-03	-54.92	-	-	-	-	-
Ec. 3.17 qmax (He)	All	0.988	18.618	5.23e-03	-113.24	-	-	-	-	-
Ec. 3.17 qmax (Ar/He)	All	0.978	17.468	6.16e-03	-73.90	-	-	-	-	-
Ec. 3.17 Jmax (Ar)	All	0.962	15.961	1.79e-03	-98.32	-	-	-	-	-
Ec. 3.17 Jmax (He)	All	0.974	16.759	2.74e-03	-78.07	-	-	-	-	-
Ec. 3.17 Jmax (Ar/He)	All	0.930	15.629	5.11e-03	-100.7	-	-	-	-	-
Ec. 3.17 Pmax (Ar)	All	0.904	5.343	7.92e-03	-31.5	-	-	-	-	-

Ec. 3.17 Pmax (He)	All	0.997	4.445	0.011	-115.6	-	-	-	-	-
Ec. 3.17 Pmax (Ar/He)	All	0.992	4.576	9.78e-03	-83.7	-	-	-	-	-

### **ANEXO 3: Producción derivada del presente estudio**

Artículo publicado en revista NO indexada: Prisma Tecnológico, Panamá, [99].

## Efecto de la corriente y longitud de arco en soldadura por arco eléctrico en CO<sub>2</sub> mediante simulación numérica

José Alfredo Delgado<sup>1</sup>, Patricio Méndez<sup>2</sup>,  
Marco Aurelio Ramírez-Argáez<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Departamento de Metalurgia, Facultad de Química, Universidad Nacional Autónoma de México; <sup>2</sup>Department of Chemical and Materials Engineering, University of Alberta, Edmonton, AB T6G 2V4, Canada.  
jalfredo\_231\_5@hotmail.com; marco.ramirez@unam.mx  
pmendez@ualberta.ca



**Resumen:** Se desarrolló un modelo matemático 2D para un proceso de soldadura por arco eléctrico en CO<sub>2</sub>. Se presentan resultados de simulaciones computacionales basadas en los principios de conservación de masa, cantidad de movimiento y leyes de Maxwell, resueltas simultáneamente con la ayuda del software comercial PHOENICS. El modelo predice las propiedades eléctricas de la columna del arco, los patrones de flujo, contornos de temperatura, flujo de calor y potencial eléctrico, al variar la longitud de arco y la corriente aplicada. Al incrementar la corriente, el jet del arco es más intenso, el arco es más caliente y transfiere más calor a la pieza de trabajo, mientras que al incrementar la longitud del arco la temperatura máxima, la velocidad máxima y el flujo de calor no cambian aunque un arco corto focaliza más el calor que un arco largo.

**Palabras claves:** arco eléctrico, transferencia de calor, flujo de fluidos, modelado matemático.

**Title:** Effect of current and arc length in electric arc welding in CO<sub>2</sub> by numerical simulation

**Abstract:** A 2D mathematical model was developed for an arc welding process in CO<sub>2</sub>. Computational simulations were performed by using the commercial software PHOENICS based on mass and momentum conservation equations as well as on Maxwell equations. The model predicts the electric characteristics of the arc column, flow patterns, temperature contours, heat flux, total heat flow and the electrical potential, by varying the arc length and current applied. By increasing the current the arc jet is stronger, hotter and provides more heat to the weld pool, while by increasing the arc length the maximum temperature, maximum velocity and heat flow are unchanged, although a short arc focuses the heat in a small area and a long arc spreads the heat in a wider area of the work piece.

26 | Tecnológico | Vol. 9, n.º 1, edición 2018.

**Key Words:** electric arc, heat transfer, fluid flow, mathematical modeling.

Tipo de artículo: original

Fecha de recepción: 6 de agosto de 2018

Fecha de aceptación: 17 de octubre de 2018

### 1. Introducción

Dentro de los procesos alternos de manufactura la soldadura es uno de los métodos más rápidos, eficaces y económicos para la unión entre metales, y a nivel industrial tiene una importancia enorme especialmente en sectores como la industria metalmeccánica, de autopartes y construcción. Dentro de los diversos procesos de soldadura, la soldadura por arco eléctrico es un proceso complejo que requiere la comprensión de los fenómenos magneto-hidrodinámicos del sistema como la única forma cuantitativa de poder optimizar las diversas variables del proceso que den un desempeño óptimo del proceso de soldadura sin defectos.

Existen numerosos y diversos trabajos de modelado matemático sobre procesos de soldadura con arco eléctrico. El primer intento por describir la física involucrada en los arcos eléctricos fue hecho por Maecker [1] quien fue el primero en explicar la generación del jet de alta intensidad producido por fuerzas electromagnéticas a altas corrientes y derivó expresiones para la máxima velocidad y presión dentro del arco a través de las ecuaciones de Maxwell, posteriormente investigaciones realizadas por Lowke y Ludwig [2], Ramakrishnan y Nuon [3] y Allum [4] derivaron expresiones analíticas para relacionar las características del arco como el voltaje, el campo eléctrico, el radio del arco y la velocidad del plasma en función de la longitud del arco, la corriente, la temperatura y la presión del gas. Sin embargo estas expresiones analíticas simples se obtuvieron despreciando los efectos viscosos y asumiendo arcos isotérmicos, propiedades físicas constantes y forma simple del arco, es decir, son aproximaciones poco apegadas a la naturaleza de un arco.

Con el incremento de las capacidades de cómputo, las soluciones numéricas como herramienta para la descripción de un arco eléctrico de forma realista fueron posibles a través de, Hsu et al. [5], Mckelliget y Szekely [6], y Kim et al. [7] por mencionar algunos. Estos trabajos simularon arcos eléctricos con argón como gas de cobertura, usando una densidad de corriente en un punto del cátodo,  $J_c$ , como el único parámetro ajustable, estos trabajos reproducen campos de temperatura, corrientes y densidades de flujo de calor en la superficie del ánodo y todos ellos están en buen acuerdo con mediciones experimentales de Néstor, [8] y Hsu et al. [5].

Actualmente y debido a la complejidad matemática del problema, los modelos matemáticos de arcos eléctricos en soldadura se centran en problemas específicos como la fusión del charco de soldadura [9], [10], la influencia del gas o mezclas de gases de cobertura sobre las propiedades del arco [11]-[13], así como fenómenos en las interfaces de los electrodos y el arco [14], [15] entre otros. Este trabajo tiene como objetivo analizar cómo se ven afectadas las propiedades eléctricas del arco variando la longitud del arco y la corriente del mismo, para lo cual se

presentan simulaciones en estado estacionario de arcos eléctricos ardiendo en atmósferas de  $\text{CO}_2$ .

## 2. Modelo matemático

La formulación matemática general de este modelo se puede encontrar en el trabajo de Ramírez et al. [16], aquí se presenta la formulación matemática resumida. Las suposiciones más significativas consideradas en este modelo son: i) se considera que el arco está en el Equilibrio Termodinámico Local (LTE) [17], ii) se supone que la densidad de corriente en el cátodo es constante con un valor de  $6.5 \times 10^7 \text{ A/m}^2$  sobre la base de las mediciones experimentales disponibles [6], iii) Se considera que la superficie del ánodo es plana. Esto es ciertamente una simplificación excesiva, ya que la depresión de la piscina de soldadura es un problema muy bien documentado. Las ecuaciones que gobiernan incluyen: i) la ecuación de continuidad, ii) las ecuaciones turbulentas de Navier-Stokes en 2D, iii) la ecuación de conservación de energía que incluye como términos fuente el efecto de calentamiento Joule, el efecto Thompson y las pérdidas de radiación del plasma caliente, iv) las ecuaciones de Maxwell, v) la ley de Ohm y vi) la ecuación de conservación de carga.



Figura 1. Dominio de cómputo en 2D

La figura 1 muestra un esquema del dominio computacional (cátodo-arco-ánodo). En cuanto a las condiciones de frontera, la lista completa requerida para todas las variables también se puede encontrar en el trabajo de Ramírez et al. [16]. Una parte importante del modelo matemático es la representación de las regiones cercanas a los electrodos (cátodo y ánodo). En esas posiciones se establece la salida de LTE y se necesita cuidado especial para representar el sistema. Para representar la región del cátodo, se supone que la caída de tensión en esa área puede estar relacionada con un término de flujo de calor denominado "caída catódica". En el ánodo, se consideran tres interacciones: flujo de calor del arco al ánodo, flujo de la densidad de corriente que entra en el ánodo y un esfuerzo de cizalla debido al chorro que impacta en el ánodo. En realidad, la presión debida a este choque del chorro de arco (que causa una deformación de la superficie) se descuida en este estudio. El flujo de calor del arco tiene cuatro contribuciones diferentes: un flujo de calor debido a

una caída de voltaje cerca del ánodo llamada "caída del ánodo", condensación de electrones, radiación y convección. Este modelo ha sido validado con éxito contra medidas experimentales de temperatura y velocidad a través de datos encontrados en la literatura tales como los realizados por Nestor [8] y Hsu et al. [5], y los detalles de la validación se pueden encontrar en el trabajo de Ramírez et al. [18].

El modelo matemático anteriormente presentado fue resuelto utilizando la técnica de volumen de control propuesta por Patankar e implementado en el software comercial de dinámica de fluidos PHOENICS versión 3.2. Subrutinas de FORTRAN fueron escritas para describir el problema magnético, los términos fuente que aparecen en cada ecuación, así como algunas condiciones de contorno especiales.

Se obtuvieron soluciones convergidas cuando los desbalances de las ecuaciones de conservación en el dominio son inferiores al 1% para todas las ecuaciones de conservación. El número de iteraciones necesarias para lograr la convergencia fue de alrededor de 3000 para un dominio computacional en una malla de  $60 \times 60$ , y también según las condiciones específicas de los cálculos.

## 3. Resultados y discusión

Los resultados del arco eléctrico basados en la representación matemática de la región del arco se describen en este capítulo. De igual manera en este capítulo se analiza el efecto de las variables aquí empleadas y las repercusiones que tienen sobre las propiedades físicas y eléctricas del plasma, dentro de las cuales algunas de las más importantes son los patrones de flujo y contornos de temperatura.

### 3.1 Efecto de la intensidad de corriente

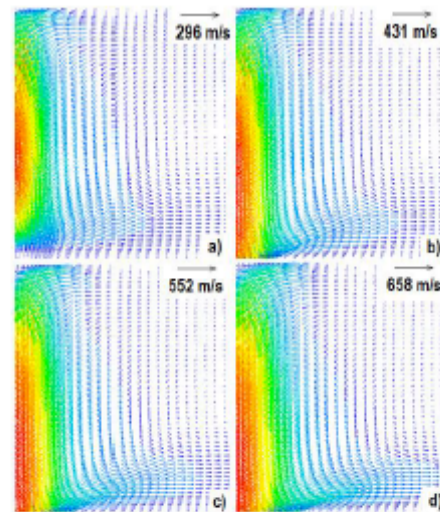


Figura 2. Vectores de velocidad para arcos eléctricos de  $\text{CO}_2$  y 5 mm de longitud para a) 100 A, b) 150 A, c) 200 A y d) 250 A.



En la figura 2 se presentan los patrones de flujo en 2D del chorro de plasma de CO<sub>2</sub> con la misma longitud de arco de 5 mm y variando las corrientes del arco en a) 100 A, b) 150 A, c) 200 A y d) 250 A. Claramente se aprecia que el jet es más intenso (mayores velocidades) al aumentar la corriente del arco. La máxima velocidad del arco se duplica al aumentar la corriente de 100 a 250 A (ver tabla 1). Estos resultados son el producto de una mayor magnitud de las fuerzas de Lorentz que son proporcionales a la densidad de corriente. También se aprecia que el jet de 100 A no choca sobre el ánodo con fuerza a diferencia del de 250 A que llega mucha cantidad de movimiento. Estas consideraciones de la presión del arco se deben tomar en cuenta para correlacionar defectos de la soldadura.

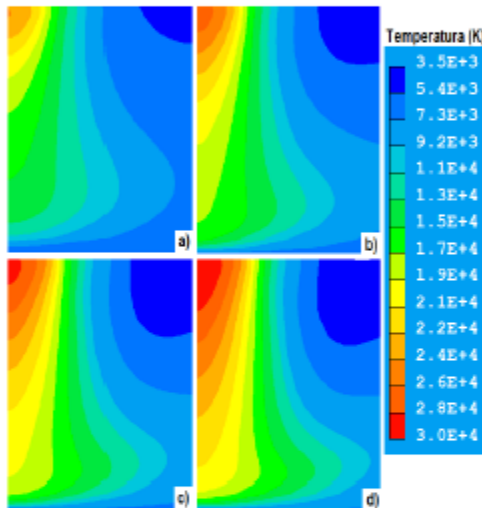


Figura 3. Contornos de Temperatura para arcos eléctricos de CO<sub>2</sub> y 5 mm de longitud para a) 100 A, b) 150 A, c) 200 A y d) 250 A.

En la figura 3 se presentan los contornos de temperatura del arco en 2D del plasma de CO<sub>2</sub> con la misma longitud de arco de 5 mm y variando las corrientes del arco en a) 100 A, b) 150 A, c) 200 A y d) 250 A. El arco está más caliente al aumentar la corriente del arco, y son casi 5500 K el incremento de la máxima temperatura al variar la corriente de 100 a 250 A (ver Tabla 1). Esto resulta de un mayor calor Joule y efecto Thompson al aumentar la corriente que calienta más al plasma. También se aprecia que la campana del arco se hace más ancha al aumentar a corriente, lo cual resulta de una mayor convección que trae el jet de plasma. Entonces, un plasma de mayor intensidad de corriente transfiere mayor calor por mecanismos electrónicos, por convección y por radiación que un plasma de baja corriente.

### 3.2 Efecto de la longitud de arco

En la figura 4 se presentan los patrones de flujo en 2D del jet de plasma de CO<sub>2</sub> con la misma corriente de arco de 200 A y variando las longitudes del arco en a) 3 mm, b) 5 mm, c) 7 mm y

d) 10 mm. La máxima velocidad del arco permanece prácticamente constante al aumentar la longitud del arco de 3 a 10 mm (ver tabla 1). Estos resultados confirman que las fuerzas de Lorentz son las responsables de darle la cantidad de movimiento al jet y como no cambia la corriente tampoco cambia la fuerza del jet. Sin embargo, la longitud del arco influye en definir la cantidad de movimiento con la que el jet golpea el charco de soldadura, siendo mayor para arcos cortos que para largos y nuevamente, esto se puede asociar a posibles defectos de soldadura.

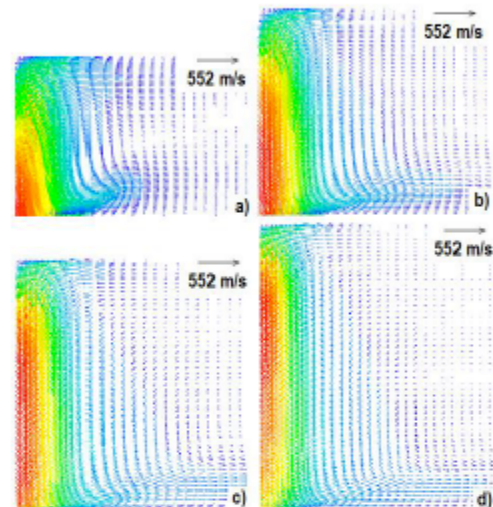


Figura 4. Vectores de velocidad para arcos eléctricos de CO<sub>2</sub> y 200 A de corriente para diferentes longitudes de arco a) 3 mm, b) 5 mm, c) 7 mm y d) 10 mm.

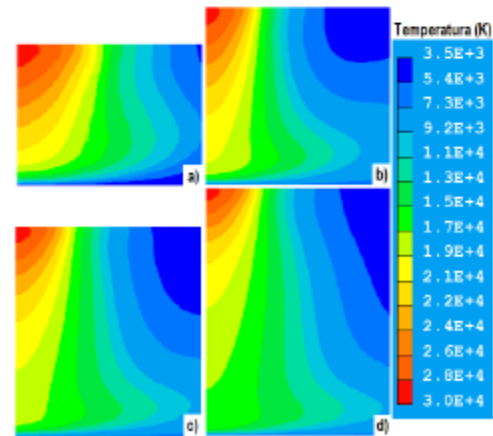


Figura 5. Vectores de velocidad para arcos eléctricos de CO<sub>2</sub> y 200 A de corriente para diferentes longitudes de arco a) 3 mm, b) 5 mm, c) 7 mm y d) 10 mm.

En la Figura 5 se presentan los contornos de temperatura del arco en 2D del plasma de CO<sub>2</sub> con la misma corriente del arco de 200 A y variando las longitudes del arco en a) 3 mm, b) 5 mm, c) 7 mm y d) 10 mm. El arco está igualmente caliente al aumentar la longitud del arco y su máxima temperatura es de aproximadamente 28,800 K sin importar la longitud del arco (ver tabla 1). Esto confirma que el calor Joule y el efecto Thompson son los mecanismos responsables de calentar al arco y dependen de la corriente del mismo, por lo que al tener la misma corriente el arco presentan temperaturas máximas casi idénticas.

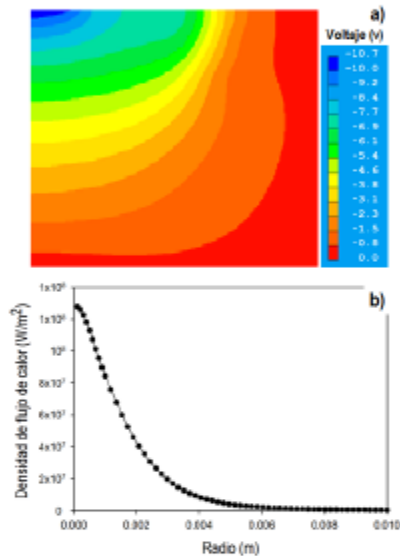


Figura 6. Otras características de un arco de CO<sub>2</sub> a 200 A y longitud de 5 mm, a) voltaje y b) densidad de flujo de calor.

Otras características de los arcos son importantes, tales como el voltaje del arco, y sobre todo la densidad de flujo de calor transferido a la pieza de trabajo. En la figura 6 se presentan a manera de ilustración a) el voltaje en volts y b) la densidad de flujo de calor sobre la pieza de trabajo en W/m<sup>2</sup> para un arco con corriente de 200 A y 5 mm de longitud. Se aprecia un voltaje de 10.7 V (ver figura 6a), el perfil radial de la densidad de flujo de calor con un máximo en el centro geométrico y un decaimiento parabólico conforme aumenta el radio (ver figura 6b).

La tabla 1 presenta voltajes, temperatura y velocidad máxima, así como la densidad de flujo de calor máxima transferida hacia la pieza de trabajo de cada arco simulado en este trabajo. Ya se ha discutido el efecto de la corriente y longitud de arco sobre velocidades y temperaturas. Respecto a los voltajes, estos aumentan al aumentar tanto la corriente como la longitud de arco. Sin embargo, es la longitud de arco la variable que afecta más el voltaje. Esto se explica por una simple relación óhmica que relaciona al voltaje con la corriente y la resistencia que a su vez depende de la longitud de arco (longitud del conductor) y la

conductividad eléctrica. Se ve que la longitud del conductor es el factor más influyente en el voltaje del arco. Finalmente, la densidad de flujo de calor máxima aumenta con el aumento de la corriente debido al aumento en la temperatura del arco y en el caso del efecto de la longitud del arco se tiene que para arcos cortos el calor tiene un pico alto en el centro y está focalizado en una pequeña región circular del ánodo, mientras que para arcos largos el máximo flux de calor es menor pero su distribución es más extendida en el radio, es decir, abarca una mayor área circular. Estos aspectos se deben tomar en cuenta a la hora de realizar una soldadura ajustando la longitud de arco más conveniente.

Tabla 1. Características de los arcos eléctricos reportados en este trabajo.

Corriente de Arco (A)	Longitud de Arco (m)	Velocidad máxima (m/s)	Temperatura máxima (K)	Voltaje máximo (V)	Densidad de flujo de calor máximo (W/m <sup>2</sup> )
100	0.005	296	24,462	8.97	4.11e 07
150	0.005	431	27,103	9.82	9.41e 07
200	0.005	552	28,740	10.7	1.27e 08
250	0.005	658	29,911	11.5	1.52e 08
200	0.003	534	28,979	7.16	1.53e 08
200	0.005	552	28,740	10.7	1.27e 08
200	0.007	536	28,814	13.1	1.14e 08
200	0.01	538	28,741	16.1	9.32e 07

#### 4. Conclusiones

La corriente del arco produce fuerzas electromagnéticas más intensas que provocan un jet de plasma más intenso (alrededor de dos veces más rápido con corriente de 250 A que con 100 A), un efecto Joule mayor y por ende plasmas más calientes (casi 5500 K más caliente el arco). También aumenta de manera lineal tanto el voltaje como el flujo de calor total hacia la pieza de trabajo.

La longitud del arco no influye ni en las fuerzas electromagnéticas ni en el efecto Joule por lo que los jets presentan los mismos flujos totales de calor y las mismas temperaturas y velocidades máximas independientemente de la longitud del arco (a corriente constante). También aumenta el voltaje de manera lineal con la longitud de arco. Sin embargo, y aunque el flujo de calor no cambia con la longitud del arco, un arco corto focaliza el calor del arco en un área pequeña del ánodo y también promueve un jet de alta intensidad sobre el ánodo en comparación con un arco largo.

#### Agradecimientos

A la DGAPA de la UNAM por soporte financiero a través del proyecto PAPIIT IN115617 "Determinación de las características magnetohidrodinámicas de plasmas de soldadura mediante simulación numérica y teorías de escalamiento".



## Referencias

- [1] Maecker, H., Plasmasströmungen in Lichtbögen infolge eigenmagnetischer Kompression. *Zeitschrift für Physik*, 1955. 141(1-2): p. 198-216.
- [2] Lowke, J.J. and H.C. Ludwig, A simple model for high-current arcs stabilized by forced convection. *Journal of Applied Physics*, 1975. 46(8): p. 3352-3360.
- [3] Ramakrishnan, S. and B. Nuon, Prediction of properties of free burning welding arc columns. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 1980. 13(10): p. 1845-1853.
- [4] Allum, C.J., Gas flow in the column of a TIG welding arc. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 1981. 14(6): p. 1041-1059.
- [5] Hsu, K.C., K. Elamed, and E. Pfender, Study of the free-burning high-intensity argon arc. *Journal of Applied Physics*, 1983. 54(3): p. 1293-1301.
- [6] McKelliget, J. and J. Szekely, Heat transfer and fluid flow in the welding arc. *Metallurgical Transactions A*, 1986. 17(7): p. 1139-1148.
- [7] Kim, W.H., H.G. Fan, and S.J. Na, A mathematical model of gas tungsten arc welding considering the cathode and the free surface of the weld pool. *Metallurgical and Materials Transactions B: Process Metallurgy and Materials Processing Science*, 1997. 28(4): p. 679-686.
- [8] Nestor, O.H., Heat Intensity and Current Density Distributions at the Anode of High Current, Inert Gas Arcs. *Journal of Applied Physics*, 1962. 33(5): p. 1638-1648.
- [9] Mougnot, J., et al., Plasma-weld pool interaction in tungsten inert-gas configuration. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 2013. 46(13).
- [10] Wang, X., et al., Investigation of heat transfer and fluid flow in activating TIG welding by numerical modeling. *Applied Thermal Engineering*, 2017. 113: p. 27-35.
- [11] Tanaka, M., et al., Influence of shielding gas composition on arc properties in TIG welding. *Science and Technology of Welding and Joining*, 2008. 13(3): p. 225-231.
- [12] Ramirez-Argáez, M.A., C. González-Rivers, and G. Trapaga, Mathematical modeling of high intensity electric arcs burning in different atmospheres. *ISIJ International*, 2009. 49(6): p. 796-803.
- [13] Murphy, A.B., et al., A computational investigation of the effectiveness of different shielding gas mixtures for arc welding. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 2009. 42(11).
- [14] Heberlein, J., J. Mentel, and E. Pfender, The anode region of electric arcs: A survey. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 2010. 43(2).
- [15] Javidi Shirvan, A., I. Choquet, and H. Nilsson, Effect of cathode model on arc attachment for short high-intensity arc on a refractory cathode. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 2016. 49(48).
- [16] Ramirez, M.A., G. Trapaga, and J. McKelliget, A comparison between two different numerical formulations of welding arc simulation. *Modelling and Simulation in Materials Science and Engineering*, 2003. 11(4): p. 675-695.
- [17] Boulos, M.J., P. Fauchets, and E. Pfender, *Thermal plasmas - Fundamentals and applications*. Vol. 1. 1994, New York: Plenum press. 452.
- [18] Ramirez, M., *Mathematical Modeling of D.C. Electric Arc Furnace Operations*. 2000, Ph.D. Thesis, Massachusetts Institute of Technology: Boston, USA.

## Dimensionless representation of the column characteristics and weld pool interactions for a DC argon arc

Alfredo Delgado-Álvarez<sup>a</sup>, Patricio F. Mendez<sup>b</sup> and Marco A. Ramírez-Argáez<sup>a</sup>

<sup>a</sup>Metallurgical Engineering Department, School of Chemistry, UNAM, Mexico City, México; <sup>b</sup>Department of Chemical and Materials Engineering, University of Alberta, Edmonton, Canada

### ABSTRACT

The column characteristics and weld pool interactions for a DC argon arc in a GTAW configuration are represented by dimensionless correlations. Arc was described by a numerical model, considering currents between 200–300 A and arc lengths between 5–10 mm. The arc, defined as the loci of the 10,000 K isotherm, was found to display a parabolic shape; whose parameters are independent of current and arc length. Arc column temperature, velocity, and magnetic field are scaled with the width of the arc and a maximum that can also be predicted with a dimensionless approach. Arc-melt interactions include arc pressure, heat and current fluxes, and shear stress are also captured in dimensionless form. Scaling results compare well to numerical and experimental results reported.

### ARTICLE HISTORY

Received 12 November 2018  
Revised 4 February 2019  
Accepted 12 February 2019

### KEYWORDS

Welding arc; mathematical modelling; dimensionless numbers; arc-weld pool interactions; DC argon arc

### Introduction

Arc welding processes are widely used to join metallic pieces, and no matter the specific arc welding process, all of them have in common the presence of a high-intensity DC electric arc providing heat to achieve the joint by localised fusion with or without added material. Through the years, there has been enormous interest in trying to describe the complex physics involved in an electric arc. In the 1950s Squire [1] derived an analytical expression to correlate the velocity of the laminar jet as a function of the axial distance from the point source of electromagnetic body forces. Maecker [2] explained for the first time the generation of a high-intensity jet produced by electromagnetic body forces and was able to derive expressions for the maximum velocity and maximum pressure by using the Navier-Stokes and the Maxwell equations. Then, in the 1970s and 1980s, research works by Lowke and Ludwig [3], Ramakrishnan and Nuon [4] and Allum [5] proposed analytical expressions correlating arc characteristics like the arc voltage, the electric field, the arc radius as a function of the length, temperature, pressure and current of the arc. However, these simple expressions were obtained by oversimplifying the physics through non-realistic assumptions, namely such as neglecting the viscous effects on the fluid flow or by assuming an isothermal arc or by using constant physical properties, and therefore the resulted expressions lack on realism and are of limited use.

Due to the increasing computer capacity over the last 3 decades, the number of research works based

on numerical models, solving in a more realistic manner the main conservation equations governing the arc physics, has steadily grown from the pioneer works by Hsu et al. [6] and Mckelliget and Szekely [7]. These works simulated electric arcs burning in argon gas to provide temperature fields, vector velocity maps, electromagnetic characteristics, as well as current and heat fluxes profiles at the anode surface.

More recently, the mathematical models of electric arcs in welding have evolved and now they are more specialised to describe specific unsolved topics in the electric arc such as a detailed description of the cathodic and anodic regions that do not meet the Local Thermodynamic Equilibrium condition that prevails in the arc column [8]. Besides, specific issues in welding have been studied such as the depression of the weld pool [9,10], the effect of the type of material and geometry of the electrodes [11,12], the effect of the cover gas composition and mixture of gases [13,14], and the formation of droplets in consumable electrodes [15], among other issues. However, due to the high complexity of the arc physics, these numerical models have not been used yet to summarise the knowledge generated by the models in the form of simple equations or simple graphs to be used in practice by welders.

In this aim to summarise and generalise the information coming out from the numerical models, there are just a few research works published like the one by Mendez et al. [16], who developed an asymptotic solution of the governing equations based on an analysis of the order of magnitude to describe the maximum

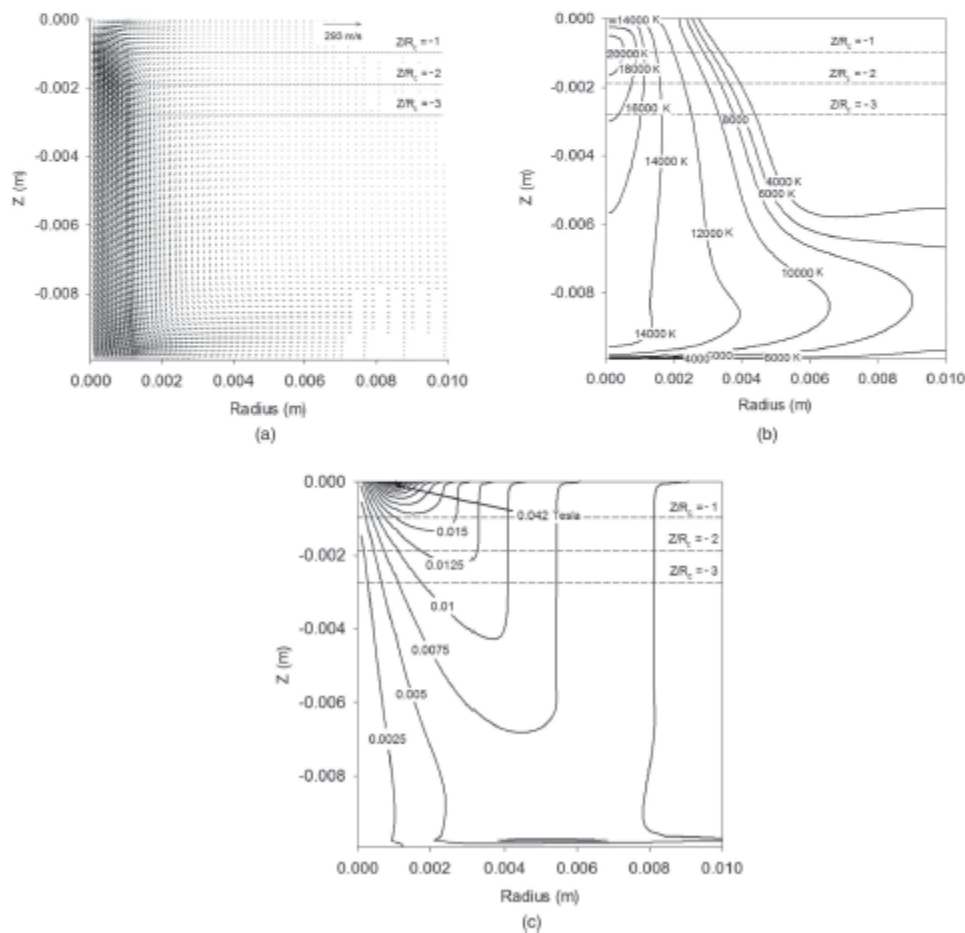
pressure and velocity near the cathode through simple algebraic equations. Another study by Ramírez and Trapaga [17] developed a dimensionless representation of the arc characteristics and arc-liquid melt interactions through algebraic expressions based on the unique dimensionless shape of the arc. They proposed dimensionless groups to describe the main arc characteristics in the arc column (temperature, velocity, magnetic field, etc.) and arc-liquid interactions (current, heat, and momentum fluxes and arc pressure). However, the analysis was carried out for electric arcs in Electric Arc Furnaces in Steelmaking, which are bigger and more intense than welding arcs and the arc jet flow regime in EAF is turbulent, while in welding is laminar, so these expressions cannot be used to describe an arc in welding. Wu et al. [18] report some arc-weld pool interactions in Ar, through simple algebraic equations, such as pressure, current density and heat flux density, taking into account three variables: length, current and arc

radius. However, their correlations do not match with the plots they present in their article.

The aim of this work is to show the existence of a unique dimensionless shape of a welding electric arc that allows providing accurate and simple algebraic dimensionless equations of the main arc column characteristics as well as arc-weld pool interactions without the need to perform a numerical simulation. These simple equations are the first attempt to provide a summarised and generalised practical knowledge coming out from a numerical model of an electric arc useful for welders and welding scientists.

### Methodology

A numerical model of argon arc at atmospheric pressure with a non-consumable DC-negative electrode was created and validated in previous work [19]. The model is based on the conservation equations that govern the



**Figure 1.** Arc column characteristics for an arc of 10 mm and 200A: (a) vector velocity map, (b) temperature map, (c) Magnetic field map. In the plots, the horizontal lines correspond to dimensionless axial distances,  $Z/R_c$ , of  $-1$ ,  $-2$  and  $-3$ .

physics under the assumption of a steady state, cylindrical symmetry, Local Thermodynamic Equilibrium (LTE) [20], and optically transparent plasma. The equations involved are mass continuity, axial and radial components of the Navier Stokes equations and energy conservation equation, which are coupled and solved simultaneously. To solve the electromagnetic component, the 'potential approach' [19] was used in which an additional conservation equation is solved for the electric potential. Other electromagnetic equations include Maxwell's equations, Ohm's law, and charge conservation, used to calculate the axial and radial components of the current density and the azimuthal magnetic field.

The problem is highly coupled because the Lorentz forces in the Navier-Stokes equations, the Joule heat, and the Thomson effect require the electromagnetic problem being solved to compute the fluid flow and the heat transfer in the arc. Conversely, the electrical component of the model is dependent on heat transfer. This model considers the temperature dependence of transport and physical properties of the plasma using values from Murphy and Arundell [21]. The temperature-dependent properties make the numerical problem highly non-linear and difficult to converge.

The model was implemented in the Commercial Fluid Dynamics (CFD) code Phoenix version 2017 with a  $60 \times 60$  mesh after a grid sensitivity study [22] and each simulation took around 15,000 iterations under an hour of CPU time to obtain the converged solution.

The most influential boundary condition is considering a cathode spot area of radius  $R_c$ , where the current density has an assumed constant value of  $J_c = 6.5 \times 10^7 \text{ A/m}^2$ . This value has been determined empirically to match previous experiments and simulations and has also been used in other work [7]. This value is consistent with the current density for thermionic emission of a thoriated tungsten electrode around 200 K below its melting temperature ( $T = 3493 \text{ K}$ , work function 3.5 V) [23]. The radius  $R_c$  of the cathode area can be estimated as:

$$R_c = \left( \frac{I}{\pi J_c} \right)^{0.5} \quad (1)$$

The model was used to simulate a plasma arc at three currents (200 A, 250 A and 300 A) and three arc lengths of (5 mm, 7 mm and 10 mm), which are representative of a broad variety of parameters typical of GTAW (gas tungsten arc welding).

The main arc column characteristics explored were temperature, velocity, and magnetic field. For each dependent variable, contours graphs were made for the entire domain and radial profiles were made at several axial positions. Figure 1, shows an example of such a procedure where vector plots of plasma velocity (Figure 1(a)), contours of temperature (Figure 1(b)), and magnetic field (Figure 1(c)) are shown for a plasma

arc of 10 mm and 200 A. Each graph has drawn horizontal lines at different dimensionless axial positions ( $Z/R_c$ ) in the arc column far from the impingement region.

The universal characteristics of the arc were obtained by correlating the size of the arc radius ( $R_a$ ) which is defined by the 10,000 K isotherm for argon arcs. At this temperature, the argon plasma has enough electric conductivity to keep the current flow and it was used widely in the past to set the arc boundary [6,7,22].

## Results

### Arc shape

Figure 2 shows the loci of the 10,000 K isotherm for each case run in this work. Instead of using the axial and radial distances with dimensions, dimensionless parameters were defined by dividing each position over the cathode spot radius,  $R_c$ . The isotherms do not include the region near the anode where the plasma jet impinges on the weld pool and flows radially creating the well-known bell shape of the arc that deviates the 10,000 K isotherm from Equation (2). Also, the region very close the cathode is not included. When plotted in this way, the arc column boundary coincides in the same position of this 2D map. Then, it is concluded that the arc radius in dimensionless form is the same regardless the arc current and arc length of the welding process, i.e. the shape of the arc column is universal. The arc radius increases proportionally to the square root of the axial distance corrected by an offset; this means that the current spreads in a wider conduction area with axial distance, and consequently the current density decreases. The arc shape can then be expressed as:

$$\frac{R_a}{R_c} = \left( a - b \frac{Z}{R_c} \right)^{1/2}; \quad R^2 = 0.959 \quad (2)$$

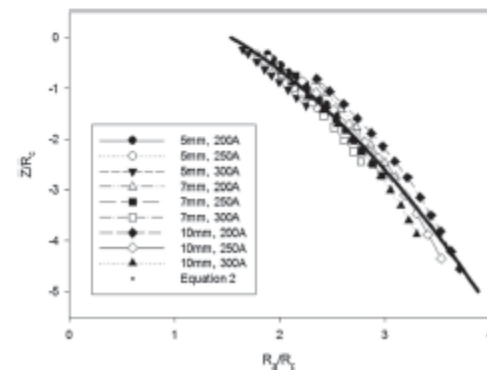


Figure 2. Dimensionless axial distance ( $Z/R_c$ ) as a function of dimensionless arc radius ( $R_a/R_c$ ) for various currents and arc lengths, showing a parabolic behaviour.



The value of the offset is  $z = 0.9310 R_c$ , which can be expressed as the rule of thumb that the vertex of the parabola lies inside the electrode at a depth equal to the radius of the cathode area. Several authors have proposed similar arc shapes by a quadratic behaviour of the arc radius as a function of the axial distance [17,24], but Equation (2) describing the arc radius has not been proposed before.

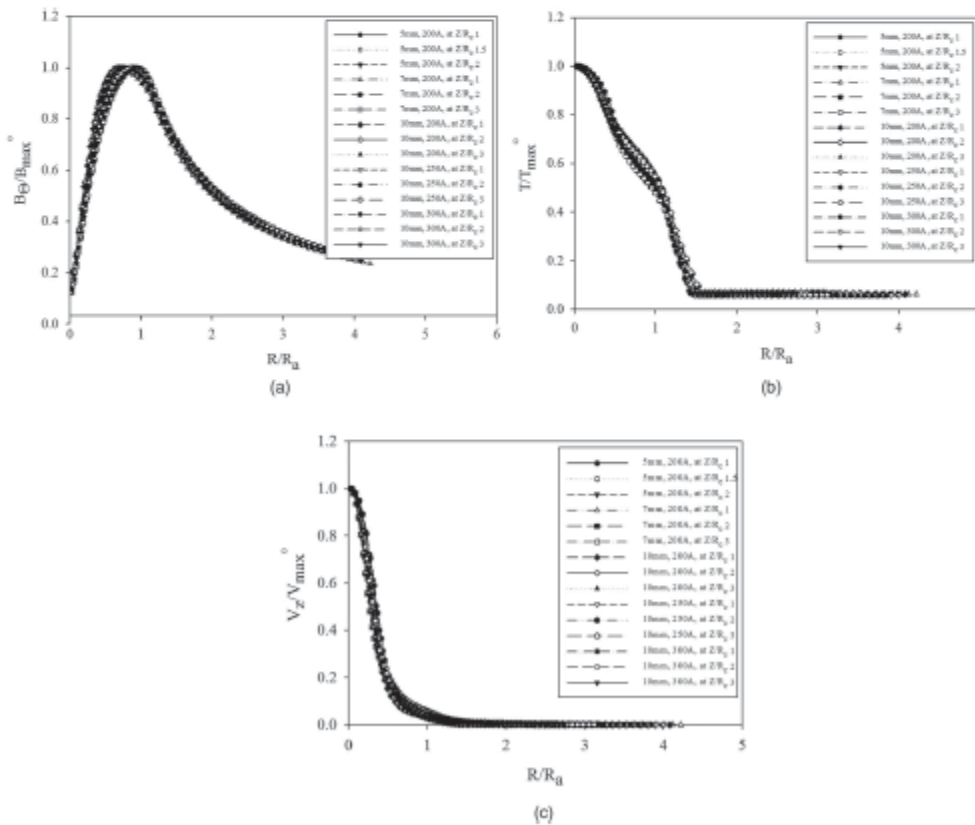
### Characteristics of the arc column

Since the boundary of the arc region has a unique shape, if every arc characteristic is plotted in dimensionless form along the dimensionless radius  $R/R_a$  at any axial distance (as shown, for example, in Figure 1), a single universal velocity, magnetic field and temperature radial profiles can be obtained. Dimensionless arc characteristics are obtained by dividing the value of that characteristic over its maximum value at that axial distance. Universal radial profiles of velocity, temperature and magnetic field are shown in Figure 3(a–c), respectively, regardless of the arc current, the arc length, and the axial position. The shape of the radial velocity

profile and temperature show a Gaussian shape which are typical of the jets. The magnetic field presents a linear ascending radial profile inside the arc, reaches a maximum value at the edge of the arc and outside the arc regions shows a decay with the radius, whose shape is in concordance with Ampere's law. The radial profiles profiles can be expressed as:

$$\frac{B_{\theta}}{B_{\max}^{\circ}} = a + b \left( \frac{R}{R_a} \right) + c \left( \frac{R}{R_a} \right)^2 + d \left( \frac{R}{R_a} \right)^3 + e \left( \frac{R}{R_a} \right)^4 + f \left( \frac{R}{R_a} \right)^5 + g \left( \frac{R}{R_a} \right)^6 + h \left( \frac{R}{R_a} \right)^7 + i \left( \frac{R}{R_a} \right)^8 \quad (3)$$

$$\frac{T}{T_{\max}^{\circ}} = a + b \left( \frac{R}{R_a} \right)^2 + c \left( \frac{R}{R_a} \right)^4 + d \left( \frac{R}{R_a} \right)^6 + e \left( \frac{R}{R_a} \right)^8 + f \left( \frac{R}{R_a} \right)^{10} + g \left( \frac{R}{R_a} \right)^{12} + h \left( \frac{R}{R_a} \right)^{14} + i \left( \frac{R}{R_a} \right)^{16} + j \left( \frac{R}{R_a} \right)^{18} \quad (4)$$



**Figure 3.** Dimensionless representation of arc characteristics as a function of dimensionless radius. (a) magnetic flux density ( $B_{\theta}/B_{\max}^{\circ}$ ); (b) temperature ( $T/T_{\max}^{\circ}$ ); (c) axial velocity ( $V_z/V_{\max}^{\circ}$ ).

$$\frac{V_z}{V_{max}^o} = \frac{1}{\left( a + b \left( \frac{R}{R_a} \right) + c \left( \frac{R}{R_a} \right)^2 + d \left( \frac{R}{R_a} \right)^3 \right)} \quad (5)$$

where  $R$  is the radial position (m),  $B_{\theta}$ ,  $V_z$ , and  $T$  are the magnetic field (tesla), axial velocity (m/s) and temperature (K) inside the arc column respectively, while  $B_{max}^o$ ,  $T_{max}^o$ , and  $V_{max}^o$  are the maximum values of the magnetic field, axial velocity and temperature at each axial position, which depend on the maximum values of these parameters in the entire domain ( $B_{max}$ ,  $T_{max}$ , and  $V_{max}$ ). Values of the constants  $a$ ,  $b$ ,  $c$ ,  $d$ ,  $e$ ,  $f$ ,  $g$ ,  $h$ ,  $i$  and  $j$  appearing in Equations (3)–(5) are given in Table 2. Maximum velocities and temperatures are at the symmetry axis, while the maximum magnetic field always stays at the arc radius.

Maximum values of velocity and temperature in the welding domain are presented in Figure 4(a,b), respectively. Besides the simulations done in this study in this

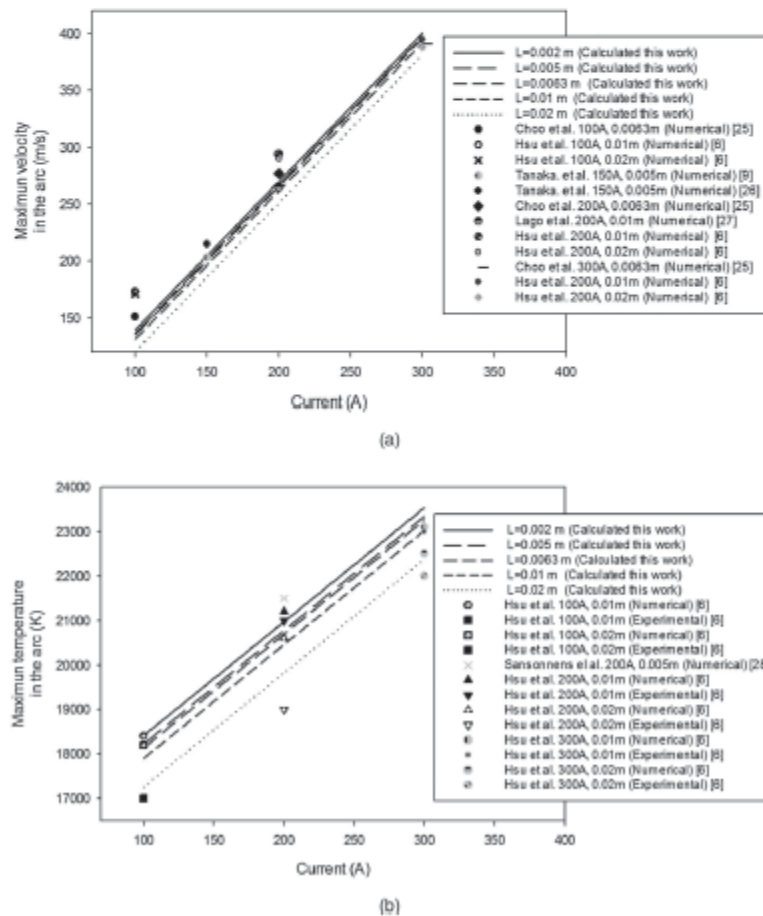
figure computed or measured (only temperatures) maximum values from other studies are included to validate our estimations.

These results are important since the entire arc anatomy can be computed with algebraic expressions. To get the entire fields, maximum values of the magnetic field, temperature and velocity need to be estimated as a function of the axial position (see Table 1 for estimations of  $B_{max}^o$ ,  $T_{max}^o$ , and  $V_{max}^o$ ,  $B_{max}$ ,  $T_{max}$ , and  $V_{max}$ ).

Finally, equations for the velocity, temperature and magnetic field to be found in the entire arc domain with precision by using only Equations (3)–(13) in Table 1.

### Arc-weld pool interactions

The arc column is important but from the practical point of view, the arc – weld pool interactions are even more important. In this sense, the arc pressure ( $P$ ), the heat flux ( $q$ ), the current flux ( $J$ ) and the shear stress

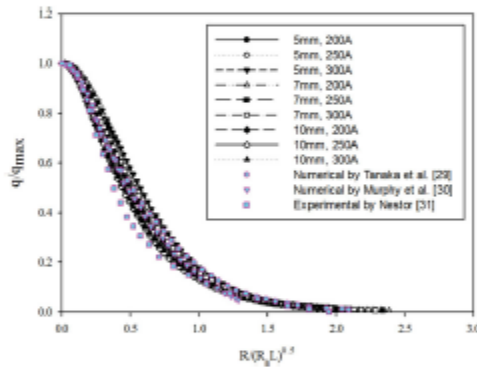


**Figure 4.** Comparison of Equation (13) for maximum velocity in the centreline and Equation (12) for maximum temperature in the centreline against previous work.

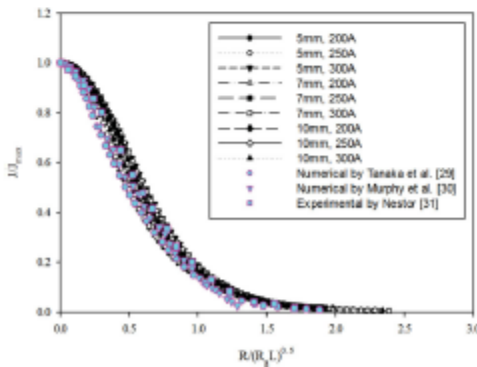
**Table 1.** Estimations of global and transversal (marked with an °) maximum values.

Physical quantity	Dimensionless correlation	Equations
$B_{max}^{\circ}$ , at each Z	$B_{max}^{\circ} = a + (b \bullet l) + (c \bullet L) + (d \bullet B_{max}) + (e \bullet Z)$	6
$T_{max}^{\circ}$ , at each Z	$T_{max}^{\circ} = \left[ a + b \left( \frac{r}{(R_0 L)^{0.5}} \right)^{0.5} - c \left( \frac{r}{(R_0 L)^{0.5}} \right) + d \left( \frac{r}{(R_0 L)^{0.5}} \right)^{1.5} - e \left( \frac{r}{(R_0 L)^{0.5}} \right)^2 + f \left( \frac{r}{(R_0 L)^{0.5}} \right)^{2.5} - g \left( \frac{r}{(R_0 L)^{0.5}} \right)^3 \right] \bullet T_{max}$	7
	$T_{max}^{\circ} = \left[ a + b \ln \left( \frac{r}{L} \right) + \frac{c}{\ln \left( \frac{r}{L} \right)} + d \left( \ln \left( \frac{r}{L} \right) \right)^2 + \frac{e}{\left( \ln \left( \frac{r}{L} \right) \right)^2} + f \left( \ln \left( \frac{r}{L} \right) \right)^3 + \frac{g}{\left( \ln \left( \frac{r}{L} \right) \right)^2} + h \left( \ln \left( \frac{r}{L} \right) \right)^4 \right] \bullet \left( \frac{B_{max}^{0.5} \bullet l^{0.1}}{200} \right)$	8
$V_{max}^{\circ}$ , at each Z	$V_{max}^{\circ} = \left[ \frac{(-a + b \left( \frac{r}{(R_0 L)^{0.5}} \right)^2)}{\left( 1 + c \left( \frac{r}{(R_0 L)^{0.5}} \right)^2 + d \left( \frac{r}{(R_0 L)^{0.5}} \right)^4 \right)} \right] \bullet V_{max}$	9
	$V_{max}^{\circ} = \left[ a - b \left( \frac{r}{L} \right) - \frac{c}{\left( \frac{r}{L} \right)} + d \left( \frac{r}{L} \right)^2 + \frac{e}{\left( \frac{r}{L} \right)^2} - f \left( \frac{r}{L} \right)^3 \right] \bullet \left( \frac{R_0^{0.5} \bullet l^{0.2}}{100} \right)$	10
$B_{max}$	$B_{max} = a + (b \bullet l) + (c \bullet L)$	11
$T_{max}$	$T_{max} = a + (b \bullet l) + (c \bullet L)$	12
$V_{max}$	$V_{max} = a + (b \bullet l) + (c \bullet L)$	13

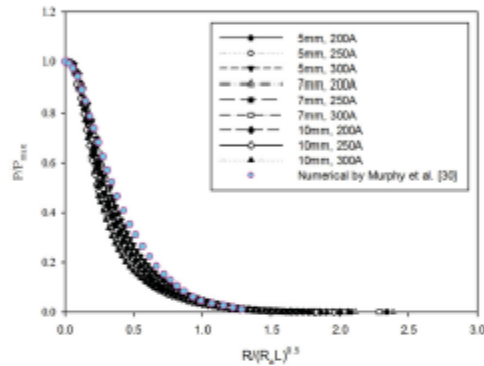
( $\tau$ ) from the arc to the weld pool are interactions of the most important interest in welding since these quantities determine the quality of the welding and they can be used for welders to predict defects or sound practices. Figures 5–8 are the dimensionless radial profiles at the weld pool surface of the heat flux ( $q/q_{max}$ ), current flux ( $I/I_{max}$ ), arc pressure ( $P/P_{max}$ ) and shear stress



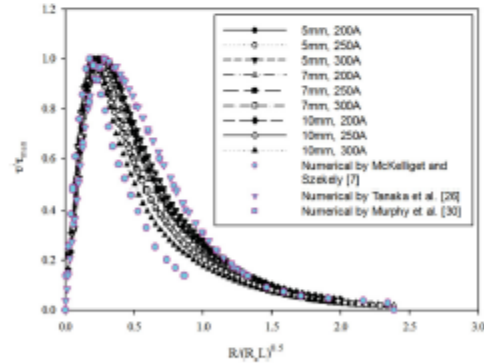
**Figure 5.** Dimensionless radial profiles of the heat density at the bath surface for various currents and arc lengths, showing consistency with previous work.



**Figure 6.** Dimensionless radial profiles of current density at the bath surface for various currents and arc lengths, showing consistency with previous work.



**Figure 7.** Dimensionless radial profiles of arc pressure at the bath surface for various currents and arc lengths, showing consistency with previous work.



**Figure 8.** Dimensionless radial profiles of shear stress from the arc to the bath for various currents and arc lengths, showing consistency with previous work.

( $\tau/\tau_{max}$ ), respectively, along the radius in dimensionless form. This time the dimensionless radial distance is  $R/(R_0 L)^{0.5}$ , involving both the arc radius (computed by Equation (2) with  $Z = L$ ) but also the arc length. In this case, both the arc length and the arc radius

have the same importance in forming the dimensionless group  $R/(R_a L)^{0.5}$ . The explanation in including  $L$  in the group is because any interaction spreads over the weld pool depending on the arc length, i.e. the smaller the arc length, the greater the interaction at the symmetry axis but the interaction is narrower. On the other hand the greater the arc length, the lower but wider the interaction. Reported data measured and computed from other studies are included for heat and current fluxes at the anode and plotted in the same dimensionless way (Figures 5 and 6), as well as for arc pressure and shear stress at the weld pool (Figures 7 and 8), and these data also lie in the same universal profiles, showing the validity of our correlations to available reported results.

The Gaussian shape of the universal pressure, heat and current fluxes is defined due to the nature of the charge distribution at the anode. In the case of heat flux, the shape is also due to the fact that the main mechanisms of heat transfer are convection and electronic mechanisms (Thompson effect and condensation of electrons) and both current and arc velocity have Gaussian-like radial profiles. The profile of the shear stress may be explained as follows: at the stagnation point arc pressure is maximum but in that point, the shear stress is zero. After the stagnation point, the jet deviates in the radial direction developing a hydrodynamic boundary layer and when the velocity reaches the maximum value, the shear is maximum, then as the flow loses momentum and the velocity decreases, the shear stress decays with an increment in the radial position.

Quantitatively  $q/q_{max}, J/J_{max}, P/P_{max}$ , radial profiles at the anode are expressed by the same equation as:

$$\frac{\text{Interaction}}{\text{Interaction}_{max}} = \frac{1}{\left( a + b \left( \frac{R}{(R_a L)^{0.5}} \right) + c \left( \frac{R}{(R_a L)^{0.5}} \right)^2 + d \left( \frac{R}{(R_a L)^{0.5}} \right)^3 + e \left( \frac{R}{(R_a L)^{0.5}} \right) + f \left( \frac{R}{(R_a L)^{0.5}} \right) \right)} \tag{6}$$

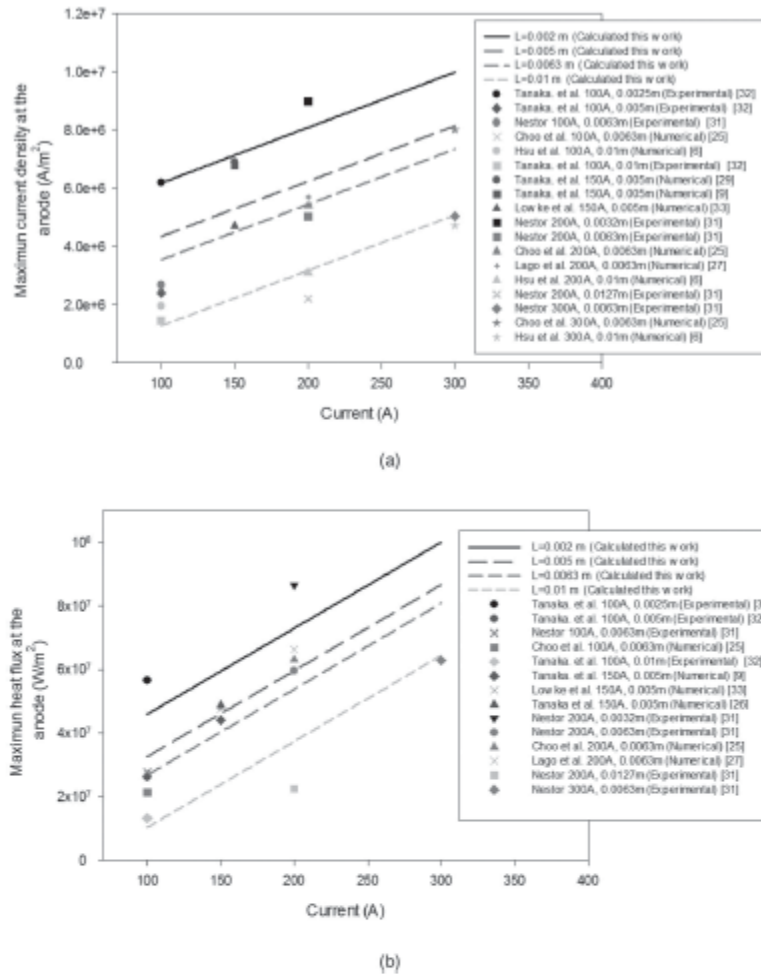
$$\frac{\tau}{\tau_{max}} = \frac{\left( a + b \ln \left( \frac{R}{(R_a L)^{0.5}} \right) + c \left( \ln \left( \frac{R}{(R_a L)^{0.5}} \right) \right)^2 \right)}{\left( 1 + d \ln \left( \frac{R}{(R_a L)^{0.5}} \right) + e \left( \ln \left( \frac{R}{(R_a L)^{0.5}} \right) \right)^2 \right)} \tag{7}$$

Since the heat and current fluxes, as well as the arc pressure radial profiles at the anode, fit the same Equation (14), then Interaction/Interaction<sub>max</sub> to be replaced by  $q/q_{max}, J/J_{max}, P/P_{max}$ , if heat flux, current flux or arc pressure radial profile at the anode is to be computed and the coefficients for each interaction may be taken from Table 2. Again the closure of these expressions are

Table 2. Validity ranges, R<sup>2</sup>, and coefficients for Equations (2)-(16).

Equations	Validity range	R <sup>2</sup>	a	b	c	d	e	f	g	h	i	j
2	Z/R <sub>a</sub> ≥ 0.5Z/R <sub>a</sub> ≤ 4.5	0.959	2.366	2.544	-	-5.069	4.619	-2.039	0.488	-0.061	0.003	6.5E-04
3	All	0.988	0.082	1.830	1.109	1.147	-2.939	2.231	-0.839	0.168	-0.017	-
4	R/R <sub>a</sub> ≤ 1.5	0.996	1.007	-1.345	1.101	21.524	-	-	-	-	-	-
5	All	0.990	1.017	-0.415	4.757	0.788	-3.144	84.301	-	-	-	-
6	All	0.969	-0.013	-2.00E-05	0.389	19.032	67.229	1.153E+05	37.000	-	-	3.583E+04
7	Z/L < 0.3	0.975	0.553	0.451	0.157	1.324E+05	10.138	-	0.035	-	-	-
8	Z/L ≥ 0.3	0.981	1.205E+06	4.211E+04	1.163E+03	7.997E+07	-	-	-	-	-	-
9	Z/L < 0.5	0.906	0.010	2.164E+05	1.99E+05	3.620E+08	1.119E+07	1.150E+08	-	-	-	-
10	Z/L ≥ 0.5	0.979	2.880E+08	4.570E+08	8.977E+07	-	-	-	-	-	-	-
11	All	0.994	0.023	1.230E-04	-0.060	-	-	-	-	-	-	-
12	All	0.979	1.598E+04	25.592	-6.38E+04	-	-	-	-	-	-	-
13	All	0.997	11.227	1.303	1.044E+03	-	-	-	-	-	-	-
14 (q/q <sub>max</sub> )	All	0.991	0.989	0.223	3.183	-0.510	1.292	-	-	-	-	-
14 (J/J <sub>max</sub> )	All	0.992	0.989	0.283	-0.090	6.497	-5.539	3.772	-	-	-	-
14 (P/P <sub>max</sub> )	All	0.989	1.008	-0.817	17.894	-12.474	6.131	11.437	-	-	-	-
15	All	0.981	0.222	-0.211	-0.039	0.887	0.346	-	-	-	-	-
16 (τ <sub>max</sub> )	All	0.981	2.777E+7	2.700E+06	-4.400E+9	-	-	-	-	-	-	-
16 (J <sub>max</sub> )	All	0.930	5.513E+6	1.900E+04	-6.130E+8	-	-	-	-	-	-	-
16 (P <sub>max</sub> )	All	0.983	-3.78617	6.102	-3.012E+04	-	-	-	-	-	-	-
16 (τ <sub>max</sub> )	All	0.975	-391.60	0.823	-5.679E+03	-	-	-	-	-	-	-





**Figure 9.** Comparison of Equation (16) for maximum current density at the anode (a) and Equation (16) for maximum heat flux at the anode (b) against previous work.

the estimations of the maximum values of pressure, heat flux, current flux and shear stress at the weld pool ( $q_{max}$ ,  $J_{max}$ ,  $P_{max}$ ,  $\tau_{max}$ ), which are expressed by the same linear dependence with the arc current ( $I$ ) and arc length ( $L$ ) by Equation (16):

$$\text{Interaction}_{max} = a + bL + cI \quad (8)$$

Where  $\text{Interaction}_{max}$  represents any of  $q_{max}$ ,  $J_{max}$ ,  $P_{max}$ ,  $\tau_{max}$  while  $a$ ,  $b$  and  $c$  can be found in Table 2.

Figure 9 presents maximum current and heat fluxes computed in this work (lines) along with measured or computed values reported in different research works (symbols) to further validate our simulations. Then, by using Equations (14)–(16) the arc-weld pool interactions can be determined as a function of the arc length and arc current. Finally, in order validate the dimensionless representations we included some data reported by three different authors regarding heat fluxes

at the anode [29–31] and their results when plotted in our proposed dimensionless form agrees well with the correlations presented in this work.

## Discussion

The proposed expressions are general for an argon arc in situations representative of GTAW welding. Although the electrode considered is blunt (a very uncommon choice in welding), the values of temperature and velocity obtained are consistent with values in real electrodes with a conical shape. The variation of arc behaviour with cathode tip geometry is small compared to the variation with current or arc length, for typical welding parameters.

The current density in the cathode has been determined empirically and is consistent with the current density for thermionic emission of a thoriated tungsten

electrode. Different types of electrodes (e.g. ceriated tungsten) or different gases (e.g. helium-argon mixtures) might require a revision of this current density.

The radial variation of temperature and axial velocity show a maximum at the centre, with a radial decay. The radial decay of velocity (i.e. the radius of the plasma jet) is much narrower than the radial decay of temperature (i.e. the hot area surrounding the jet). This is consistent with the low value of Prandtl number in argon (of the order of 0.02 at 20,000 K) and suggests that the fluid flow in the argon arc happens at temperatures near the maximum at the centreline. The Prandtl number in helium is of the order of 1 at typical arc temperatures, and the fluid flow would involve significant temperature gradients.

Some of the expressions proposed to make intuitive sense are expected to have broad generality (e.g. radial distributions collapse when normalised by the arc radius), while other expressions are less intuitive and likely to be valid only for argon in the conditions considered (e.g. maximum values along the axis). The choice of the dimensionless radius at the anode  $R/(R_a L)^{0.5}$  is not immediately intuitive and does not come from fundamental analysis, but it is common in the analysis of jets [34], and when applied to this problem it showed to be very effective. Future work would be needed to determine the mathematical underpinning of this normalisation approach. Additionally, for future work, the parametrisation of the model must consider the presence of metal vapours. It is known Fe vapour increases the electric conductivity at low temperatures and the radiation emission coefficient [13], i.e. the electric conductivity would increase near the anode at large radii, and then the current density at the axis must be lower in the presence of metal vapour than in its absence. This in turn would decrease the electronic heat flux contribution at the axis. Consequently, it is likely that the proposed expressions in this work (especially the interactions) present a deviation in real practices in the presence of metal vapours.

Ultimately, the expressions proposed here are useful to welding engineers to determine welding parameters in a simple, general, and accurate way. The consideration of moving distributed heat sources requires knowledge of the distribution of heat [35], and the consideration of the formation of welding defects require knowledge of the distribution of pressure [36]. The expressions proposed here are also consistent with previous purely empirical expressions [37].

## Conclusions

Technologically relevant characteristic values of an axisymmetric GTAW argon arc can be predicted accurately in a simple and general way based on dimensionless scaling. Characteristic values predicted include:

width of the arc as a function of distance from the electrode (Equation (2)), maximum temperature (Equation (12)), maximum axial velocity (Equation (13)), maximum magnetic field (Equation (14)) as a function of distance from the electrode, maximum value and distribution for arc pressure (Equations (14) and (16)), heat density (Equations (14) and (16)), current density (Equations (14) and (16)), and shear stress (Equations (15) and (16)).

The scaling results obtained are consistent with the simpler analysis of boundary layers and jet impingement. The numerical model has been verified and validated by comparison with other experimental and numerical results. The simple geometry considered cannot capture the effect of different electrode tip cone angles, but the results are consistent with tungsten cathodes with tip angles of 60°, typical of GTAW without considering the presence of metal vapours.

## Acknowledgements

Authors would like to thank DGAPA-UNAM for financial support through the Project IN115617. José Alfredo Delgado Álvarez is a Ph.D. student in the 'Programa de Doctorado en Ingeniería Química', at the Universidad Nacional Autónoma de México (UNAM) and is receiving fellowship CVU 446967 from CONACYT. Finally, authors thank Murphy AB for providing data on physical properties of the gases.

## Disclosure statement

No potential conflict of interest was reported by the authors.

## Funding

This work was supported by Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología: [Grant Number 446967]; Dirección General de Asuntos del Personal Académico, Universidad Nacional Autónoma de México: [Grant Number IN115617].

## References

- [1] Squire HB. The round laminar jet. *Q J Mech Appl Math.* 1951;4(3):321–329.
- [2] Maecker H. Plasmaströmungen in Lichtbögen infolge eigenmagnetischer Kompression. *Zeitschrift für Physik.* 1955;141(1–2):198–216.
- [3] Lowke JJ, Ludwig HC. A simple model for high-current arcs stabilized by forced convection. *J Appl Phys.* 1975;46(8):3352–3360.
- [4] Ramakrishnan S, Nuon B. Prediction of properties of free burning welding arc columns. *J Phys D Appl Phys.* 1980;13(10):1845–1853.
- [5] Allum CJ. Gas flow in the column of a TIG welding arc. *J Phys D Appl Phys.* 1981;14(6):1041–1059.
- [6] Hsu KC, Etemadi K, Pfender E. Study of the free-burning high-intensity argon arc. *J Appl Phys.* 1983;54(3):1293–1301.
- [7] McKelliget J, Szekely J. Heat transfer and fluid flow in the welding arc. *Metallurg Trans A.* 1986;17(7):1139–1148.
- [8] Shirvan AJ, Choquet I. A review of cathode-arc coupling modeling in GTAW. *Welding World.* 2016;60(4):821–835.

- [9] Tanaka M, Yamamoto K, Tashiro S, et al. Time-dependent calculations of molten pool formation and thermal plasma with metal vapour in gas tungsten arc welding. *J Phys D Appl Phys*. 2010;43(43):434009.
- [10] Hertel M, Füssel U, Schnick M. Numerical simulation of the plasma-MIG process – interactions of the arcs, droplet detachment and weld pool formation. *Welding World*. 2014;58(1):85–92.
- [11] Urusov RM, Urusova TE. Numerical investigation of the effect of the cathode geometry on the characteristics of an electric arc. *High Temp*. 2005;43(3):352–360.
- [12] Shirvan AJ, Choquet I, Nilsson H. Effect of cathode model on arc attachment for short high-intensity arc on a refractory cathode. *J Phys D Appl Phys*. 2016;49(48):485201.
- [13] Murphy AB, Tanaka M, Yamamoto K, et al. Modelling of thermal plasmas for arc welding: The role of the shielding gas properties and of metal vapour. *J Phys D Appl Phys*. 2009;42(19):194006.
- [14] Ogino Y, Hirata Y, Murphy AB. Numerical simulation of GMAW process using Ar and an Ar–CO<sub>2</sub> gas mixture. *Welding World*. 2016;60(2):345–353.
- [15] Hertel M, Rose S, Füssel U. Numerical simulation of arc and droplet transfer in pulsed GMAW of mild steel in argon. *Welding World*. 2016;60(5):1055–1061.
- [16] Mendez PF, Eagar TW, Ramirez MA, et al. Order-of-magnitude scaling of the cathode region in an axisymmetric transferred electric arc. *Metallurg Mater Trans B Proc Metall Mater Proc Sci*. 2001;32(3):547–554.
- [17] Ramirez M, Trapaga G. Mathematical modeling of a DC electric Arc – dimensionless representation of a DC Arc. *ISIJ Int*. 2003;43(8):1167–1176.
- [18] Wu C, Zhao H, Wen P, et al. Modeling on heat flux, current density and arc pressure distribution of arc in TIG welding. *International Conference on Welding Science and Engineering Proceedings*. Jinan, People's Republic of China. 2017.
- [19] Ramirez MA, Trapaga G, McKelliget J. A comparison between two different numerical formulations of welding arc simulation. *Model Simul Mater Sci Eng*. 2003;11(4):675–695.
- [20] Boulos MI, Fauchais P, Pfender E. *Thermal plasmas – fundamentals and applications*. Vol. 1. New York: Plenum press; 1994, p. 452.
- [21] Murphy AB, Arundelli CJ. Transport coefficients of argon, nitrogen, oxygen, argon-nitrogen, and argon-oxygen plasmas. *Plasma Chem Plasma Process*. 1994; 14(4):451–490.
- [22] Ramirez M. *Mathematical modeling of D.C. electric arc furnace operations* [Ph.D. Thesis], Massachusetts Institute of Technology; Boston, USA, 2000.
- [23] Lancaster JF. *The physics of welding*. Second edition Great Britain: Pergamosn press; 1986. p. 350.
- [24] Ramirez M, Trapaga G, Garduño-Esquivel J. Mathematical modeling of a direct current electric arc: Part II. dimensionless representation of a direct current arc. *Metallurg Mater Trans B Process Metall Mater Process Sci*. 2004;35(2):373–380.
- [25] Choo RTC, Szekely J, Westhoff RC. On the calculation of the free surface temperature of gas-tungsten-arc weld pools from first principles: Part I. modeling the welding arc. *Metallurg Trans B*. 1992;23(3):357–369.
- [26] Tanaka M, Tashiro S, Satoh T, et al. Influence of shielding gas composition on arc properties in TIG welding. *Sci Technol Welding Joining*. 2008;13(3): 225–231.
- [27] Lago F, Gonzalez JJ, Freton P, et al. A numerical modelling of an electric arc and its interaction with the anode: Part I. The two-dimensional model. *J Phys D Appl Phys*. 2004;37(6):883–897.
- [28] Sansonnens L, Haidar J, Lowke JJ. Prediction of properties of free burning arcs including effects of ambipolar diffusion. *J Phys D Appl Phys*. 2000;33(2):148–157.
- [29] Tanaka M, Terasaki H, Ushio M, et al. A unified numerical modeling of stationary tungsten-inert-gas welding process. *Metallurg Mater Trans A: Phys Metall Mater Sci*. 2002;33(7):2043–2052.
- [30] Murphy AB, Tanaka M, Tashiro S, et al. A computational investigation of the effectiveness of different shielding gas mixtures for arc welding. *J Phys D Appl Phys*. 2009;42(11):115205.
- [31] Nestor OH. Heat intensity and current density distributions at the anode of high current, Inert Gas arcs. *J Appl Phys*. 1962;33(5):1638–1648.
- [32] Tanaka M, Terasaki H, Ushio M. Effect of anode heat transfer on melted penetration in welding process by free-burning argon arc. *ISIJ Int*. 2002;42(9):1005–1009.
- [33] Lowke JJ, Tanaka M. 'LTE-diffusion approximation' for arc calculations. *J Phys D Appl Phys*. 2006;39(16):3634–3643.
- [34] Reichardt H. Impuls- und Wärmeaustausch in freier Turbulenz. *ZAMM - J Appl Math Mechanics / Zeitschrift für Angewandte Mathematik und Mechanik*. 1944;24(5–6):268–272.
- [35] Eagar TW, Tsai NS. Temperature fields produced by traveling distributed heat sources. *Welding J (Miami, Fla)*. 1983;62(12):346–355.
- [36] Mendez PF, Eagar TW. Penetration and defect formation in high-current arc welding. *Welding J (Miami, Fla)*. 2003;82(10):296/S–306/S.
- [37] Delgado-Álvarez JA, Mendez PF, Ramirez MA. Observations in similarity behavior in the GTAW Arc. *International Conference Advanced Welding and Smart Fabrication Technologies for Efficient Manufacturing Processes*. Bali, Indonesia. 2018.

# Generalized representation of arc shape, arc column characteristics and arc-weld pool interactions for DC electric arcs burning in monoatomic gases

Alfredo Delgado-Álvarez<sup>1</sup>, Patricio F Mendez<sup>2</sup>, Anthony B Murphy<sup>3</sup> and Marco A Ramírez-Argáez<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Metallurgical Engineering Department, School of Chemistry, UNAM, Mexico City, México

<sup>2</sup> Department of Chemical and Materials Engineering, University of Alberta, Edmonton, Canada

<sup>3</sup> CSIRO Manufacturing, PO Box 218, Lindfield NSW 2070, Australia

E-mail: [marco.ramirez@unam.mx](mailto:marco.ramirez@unam.mx)

Received 8 August 2020, revised 24 September 2020

Accepted for publication 9 October 2020

Published 10 November 2020



## Abstract

The shape of a DC electric arc in arc welding with monoatomic shielding gases (Ar, He and Ar/He blends) is generalized in dimensionless form with algebraic correlations. The novel expressions capture the main magnetohydrodynamic arc characteristics (temperature, velocity, magnetic field) and also yield the main arc-weld-pool interactions (heat flux, current density and pressure). The proposed correlations are validated against numerical results presented in this work and numerical and experimental results found in the literature. Simulated electric arcs conditions considered include arc currents and arc lengths in the range of 200–300 A and 5–10 mm respectively, burning in Ar and Ar-He mixtures and arc lengths ranging from 7–10 mm for He.

Keywords: DC electric arc, shape of the arc, arc characteristics, arc-weld pool interactions

(Some figures may appear in colour only in the online journal)

## List of symbols

$v_z$	Axial velocity component	$\vec{B}$	Magnetic flux density vector
$v_r$	Radial velocity component	$\phi$	Electric potential
$\rho$	Density	$V_c$	Voltage drop at the cathode
$\mu$	Dynamic viscosity	$J_a$	Current at the anode
$J_z$	Axial current density component	$V_a$	Voltage drop at the anode
$J_r$	Radial current density component	$Q_c$	Heat flux by the cathode fall
$B_\theta$	Azimuthal magnetic flux density	$Q_a$	Heat flux by anode fall
$h$	Enthalpy	$Q_{conv}$	Heat flux by convective heating
$C_p$	Specific heat	$Q_{rad,l}$	Heat flux by radiative heat transfer
$S_r$	Radiative loss	$Q_e$	Heat flux by Thomson effect
$k_B$	Boltzmann constant	$Q_{cond}$	Heat flux by condensation of electrons
$e$	Electronic charge	$\lambda$	Prandtl number
$\vec{E}$	Electric field vector	$w$	Subscript denoting property values on the work-piece surface
$\vec{H}$	Magnetic field vector	$b$	Subscript denoting property values at the edge of the boundary layer
$\vec{J}$	Current density vector		



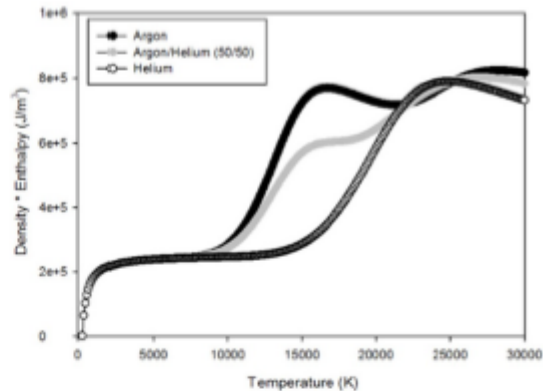
$r_{ij}$	Vector linking each surface element at the anode to each volume element in the arc
$\psi$	Solid angle between $r_{ij}$ and the vector normal to the anode surface
$\alpha$	Ratio of electron temperature and plasma temperature at anode fall
$\Phi_w$	Work function of the workpiece

## 1. Introduction

Nowadays, numerous numerical models and experimental trials try to describe the complex phenomena present in a DC electric arc used for arc welding. From the great diversity of research works studying the electric arcs, there are those focused in the material and shape of the electrodes [1, 2], shielding gases [3, 4], weld pool depression [5, 6], and metallic vapor formation [7, 8], among many other subjects. These works have helped to gain significant insights into the physical phenomena and contribute to technological advances in arc welding processes. However, the subjects of the majority of papers are targeted to specific but isolated areas of interest. Such studies do not attempt to generalize and synthesize the knowledge generated to describe the fundamentals of arc physics in arc welding in a form that can be used by practitioners. Ideally, this would be done by generating simple formulas to predict arc characteristics and arc-weld pool interactions as a function of the main operating parameters in the welding arc.

Several attempts have been reported to include all the knowledge obtained in a comprehensive and universal way, such as the work by Mendez *et al* [9], who proposed, through an order of magnitude analysis, algebraic equations describing the maximum pressure and velocity near the cathode. Ramírez and Trápaga [10] developed a dimensionless representation of the arc characteristics and the arc-liquid bath interactions in electric arc furnaces used for steelmaking. However, the physics involved in the electric arcs in electric arc furnaces is quite different from that present in welding arcs. Recently, simple algebraic equations were developed to represent the main arc characteristics (temperature, velocity, magnetic field) and arc-weld-pool interactions (heat and current fluxes, and arc pressure) in shielded arcs with argon gas [11].

Ar gas is the most used shielding gas in arc welding arc processes and therefore the most studied by the researchers in welding. Many works have defined arc characteristics and arc-weld-pool interactions [12–14], and many of them present arcs burning in other gases and mixtures of gases different than Ar. In the case of the gas tungsten arc welding (GTAW) process, the most common gases are Ar, He and several Ar/He mixtures. Suga and Hasui [15], pioneers in studying welding arcs burning in He, measured the effect of the ambient pressure on several arc characteristics, including the arc shape, the voltage drop, and the weld pool penetration depth. In the 1990s, several investigations investigated the differences between pieces welded using argon and helium arcs [16, 17]. Subsequent articles reported physical properties of plasmas of interest for welding (Ar and He), but also data on physical properties for uncommon shielding gases ( $O_2$ ,  $N_2$ ,  $CO_2$ ,  $H_2$ , air, and mixtures



**Figure 1.** Dependence of the product of mass density and specific enthalpy on temperature for argon, helium and a 50/50 argon-helium mixture at atmospheric pressure.

of several gases with Ar) [18–21]. These data stimulated the application of the mathematical models to predict the effects of these gases on the welding processes, highlighting the differences in the properties of arcs burning in these gases compared to Ar arcs [7, 22, 23]. Consequently, temperature contour maps, velocity patterns and heat fluxes by using many different gases or mixtures of gases were reported.

The main contribution of the current work is to show the existence of a unique dimensionless shape of an electric arc that is valid not only for Ar but also for He and any Ar/He mixture. As noted above, these two gases and their mixtures are the most common gases used in GTAW welding processes. The underlying idea came from the kinetic theory of gases, which establishes that the volumetric enthalpy is the same for all gases with close to ideal behavior (figure 1). This applies for monoatomic gases near atmospheric pressure at temperatures below the first ionization temperature, when the gas starts conducting electrical current. This is in contrast with diatomic or molecular gases, which dissociate before ionizing, which involves a significant amount of enthalpy. Consequently, the edge region of all arcs in monoatomic gases must be the same, i.e. the shape of the arc in dimensionless coordinates, must be identical for all monoatomic gases. The task was then to provide proper treatment of the data to provide a dimensionless representation of the arc. The data was obtained from the results of numerical modeling, also performed in this work.

The ultimate goal of the work is to provide a general representation of an electric arc burning in any monoatomic gas through simple equations that are useful for practitioners and research scientists in welding.

## 2. Methodology

The results of the arcs under different operating conditions are obtained from a previously developed and validated numerical model of a DC electric arc at atmospheric pressure that is relevant to the GTAW process [24]. The model represents

**Table 1.** Governing equations of the electric arc model.

Name of equation	Equation
Conservation of mass	$\frac{\partial}{\partial z}(\rho v_z) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(\rho r v_r) = 0$
Conservation of axial momentum	$\frac{\partial}{\partial z}(\rho v_z^2) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(\rho r v_r v_z) = -\frac{\partial p}{\partial z} + \frac{2\mu}{r} \left( \mu \frac{\partial v_z}{\partial z} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \mu \left( \frac{\partial v_z}{\partial r} + \frac{\partial v_r}{\partial z} \right) \right) - B_{\theta} J_r$
Conservation of radial momentum	$\frac{\partial}{\partial z}(\rho v_r v_z) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(\rho r v_r^2) = -\frac{\partial p}{\partial r} + \frac{\partial}{\partial z} \left\{ \mu \left( \frac{\partial v_z}{\partial z} + \frac{\partial v_r}{\partial z} \right) \right\} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( \mu r \frac{\partial v_r}{\partial r} \right) - \frac{2v_r}{r} \mu + B_{\theta} J_z$
Conservation of energy	$\frac{\partial}{\partial z}(\rho v_z h) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(\rho r v_r h) = \frac{\partial}{\partial z} \left\{ \frac{k}{c_p} \frac{\partial h}{\partial z} \right\} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left\{ \frac{kr}{c_p} \frac{\partial h}{\partial r} \right\} + S_t$
The source term $S_t$ is represented by	$S_t = \left( \frac{J_z^2 + J_r^2}{\sigma} \right) - S_r + \frac{5}{2} \frac{ka}{e} \left\{ \frac{J_z}{c_p} \frac{\partial h}{\partial z} + \frac{J_r}{c_p} \frac{\partial h}{\partial r} \right\}$
Maxwell equations	$\nabla \times \vec{E} = 0$ $\nabla \times \vec{H} = \vec{J}$ $\nabla \times \vec{B} = 0$
Charge conservation equation	$\nabla \times \vec{J} = 0$
Ohm's law	$\vec{J} = \sigma \vec{E}$

a steady-state DC electric arc and considers the continuity equation, the Navier–Stokes equations, the energy conservation equation (including Joule heating, the Thomson effect, and radiation losses), the Maxwell equations, Ohm's law and the charge conservation equation. The model assumes a two-dimensional axisymmetric system, the existence of local thermodynamic equilibrium [25], and an optically thin plasma. All electric quantities were derived through the solution of the electromagnetic problem solved by the so-called 'potential approach' [24], and the Faraday law together with the Ohm's law are used to obtain the magnetic field and the current densities components. A complete list of the governing equations used in the mathematical model can be found in table 1.

There is a high degree of coupling between all the conservation equations since the electromagnetic quantities appear in the Navier–Stokes equations as the body forces, known as Lorentz forces, that drive the fluid flow, and also in the Joule heating and Thomson effect terms in the energy conservation equation. The problem is also highly non-linear because of the complex dependence of all the physical properties and emitted radiation power of the plasma on the temperature [26]. Both these features of the model, i.e. highly coupled phenomena and strong non-linearity, make convergence a numerical issue that must be carefully addressed.

The most relevant boundary condition is the circular spot at the cathode, with a radius  $R_c$ , where the current density is assumed to have a parabolic radial profile with an average current density,  $J_c$ , of  $6.5 \times 10^7 \text{ A m}^{-2}$  and an area integral equal to the arc current,  $I$ . The average current density has been experimentally determined and used in previous simulations [27]. The value is consistent with the current density due to thermionic emission from a tungsten electrode with thoria traces at around 200 K below its melting temperature ( $T = 3493 \text{ K}$ ). The parabolic current density profile captures the variations in current density associated with the temperature profile in the cathode, which is hotter near the center and colder away from it. The spot radius,  $R_c$ , may be computed as:

$$R_c = \left( \frac{I}{\pi J_c} \right)^{0.5}. \tag{1}$$

Figure 2 shows a scheme of the computational domain where the boundary conditions are presented. A complete list

of the boundary conditions used in the mathematical model can be found in table 2 and the regions referred to in the table corresponds can be seen in figure 2.

Another relevant boundary condition is the heat flux at the cathode and anode. Table 3 shows the equations used for each heat flux mechanism in the electrodes. At the anode, the heat transfer mechanisms contributing to heating and melting the welded material are convection, conduction, radiation, and electronic mechanisms like the Thomson effect, i.e. the condensation of electrons passing from the plasma into the metal. The rest of the boundary conditions and a detailed description of the model can be found in [24].

The model was cast into the computational fluid dynamics code PHOENICS, version 2017. The magnetohydrodynamic problem, some boundary conditions, some source terms and the treatment of the physical properties as a function of temperature were programmed in FORTRAN subroutines. The 2D axisymmetric computational domain was discretized in a  $60 \times 60$  mesh in an  $R$ - $Z$  plane after a grid sensitivity analysis [28]. Each simulation required around 50 000 iterations and approximately 2 h of computation time to provide a converged solution in an Intel® Xeon® CPU E31245 3.30 GHz computer. The validation of the numerical model, through comparison with various numerical models and experimental measurements reported in the literature, has been presented in previous works [24, 28].

The model was applied to GTAW arcs; the shielding monoatomic gases explored were Ar, He, and a 50% Ar–50% He mixture. Typical operating parameters were selected with currents ranging from 200 to 300 A and arc lengths between 5 and 10 mm.

Arc characteristics such as temperature, magnetic field, and velocity are reported through their distribution over the whole domain; additionally, radial profiles at different axial positions of these quantities are presented. Figure 3 is an illustrative example, showing a vector plot of the plasma velocity along with the temperature field (figure 3(a)), and also the magnetic field (figure 3(b)) contour lines for a 10 mm helium arc operating at 200 A. Figure 3 shows horizontal lines at different dimensionless axial positions ( $Z/R_c$ ) located in the arc column away from the plasma jet impingement region where the shape of the arc is deformed to give the bell-like shape.

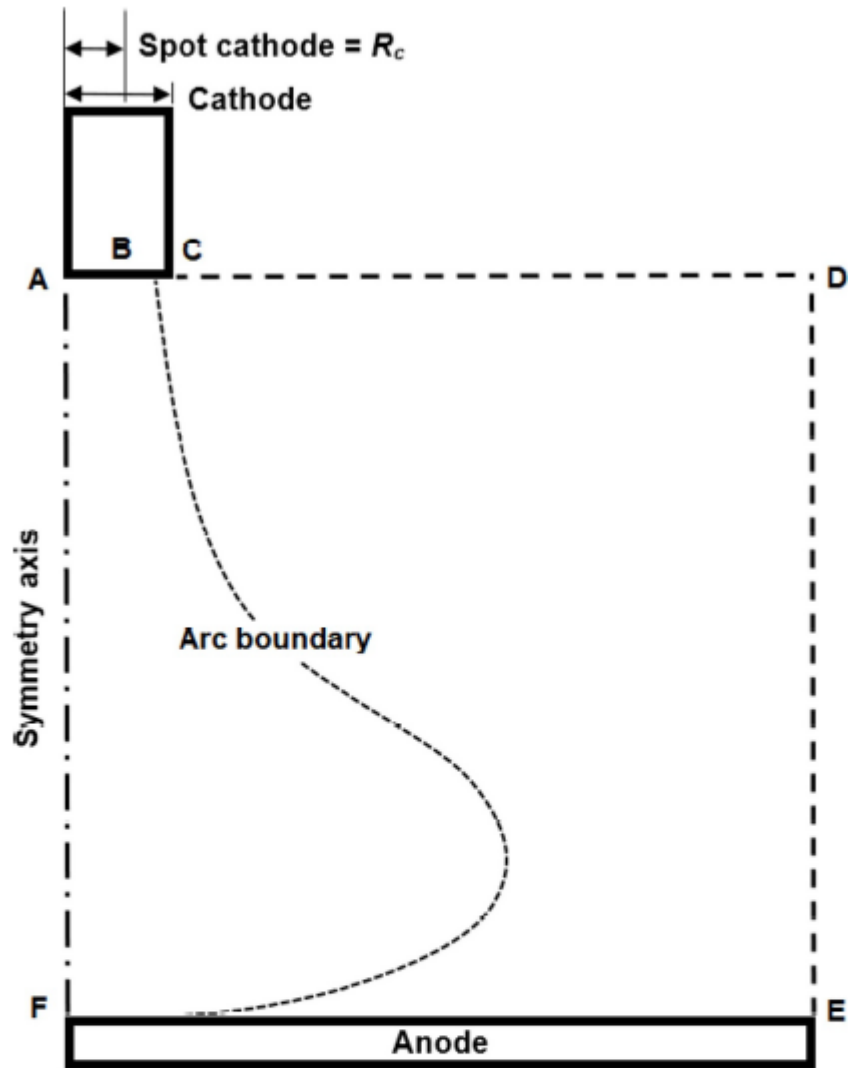


Figure 2. Computational domain of the electric arc region.

Table 2. Conditions at the boundary of the electric arc model based on the geometric arrangement of figure 2.

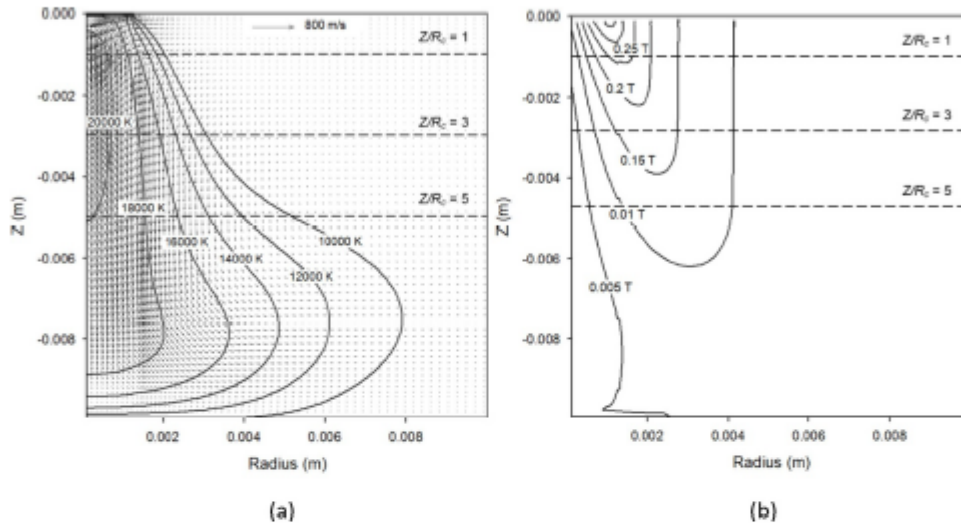
Region	$P$ (continuity)	$V_r$ (radial momentum)	$V_z$ (axial momentum)	$H$ (energy)	$\phi$ (electric potential)
AB	$\frac{\partial P}{\partial r} = 0$	0	0	$h = h_0$ ( $T = 3493$ K)	$(\frac{\partial \phi}{\partial r}) = \frac{I_c}{\sigma}$
BC	$\frac{\partial P}{\partial r} = 0$	0	0	$h = h_0$ ( $T = 3493$ K)	$(\frac{\partial \phi}{\partial r}) = 0$
CD	$P = P_{atm}$	0	$\frac{\partial}{\partial r}(\rho V_z) = 0$	$\frac{\partial h}{\partial r} = 0$	$(\frac{\partial \phi}{\partial r}) = 0$
DE	$P = P_{atm}$	$\frac{\partial V_r}{\partial r} = 0$	$\frac{\partial V_z}{\partial r} = 0$	$\frac{\partial h}{\partial r} = 0$	$(\frac{\partial \phi}{\partial r}) = 0$
EF	$\frac{\partial P}{\partial r} = 0$	0	0	$h = h_0$ ( $T = 1500$ K)	$\Phi = 0$
AF	$\frac{\partial P}{\partial r} = 0$	0	$\frac{\partial V_z}{\partial r} = 0$	$\frac{\partial h}{\partial r} = 0$	$(\frac{\partial \phi}{\partial r}) = 0$

The universal shape of the arc for monoatomic gases and their mixtures was obtained in terms of the arc radius ( $R_a$ ), defined for the Ar arc as the radius of the arc boundary that coincides with the loci formed by the 10000 K isotherm.



**Table 3.** Boundary conditions for heat fluxes at the cathode and anode.

Region	Heat flux mechanism	Equation
Cathode	Cathode fall	$Q_c =  J_c  V_c$
Anode	Anode fall	$Q_a =  J_a  V_a$
Anode	Convective heating [27]	$Q_{conv} = \frac{0.915}{\lambda_w} \left[ \left( \frac{\rho_w u_w}{\rho_w u_w} \right)^{0.43} \right] [\rho_w \mu_w \frac{du_w}{dz}] [h_b - h_w]$
Anode	Radiative heat transfer	$Q_{rad,i} = \int \frac{5\epsilon}{4\pi r_{i,j}^2} \cos \Psi dV_j$
Anode	Thomson effect	$Q_e = \frac{5}{2} k_B (\alpha T_b - T_w)$
Anode	Condensation of electrons (conduction)	$Q_{cond} = J_a \Phi_w$



**Figure 3.** Arc column characteristics for a helium arc of 10 mm and 200 A: (a) vector velocity and temperature fields, and (b) Magnetic field map. The horizontal lines correspond to dimensionless axial distances,  $Z/R_c$ , of 1, 2 and 3.

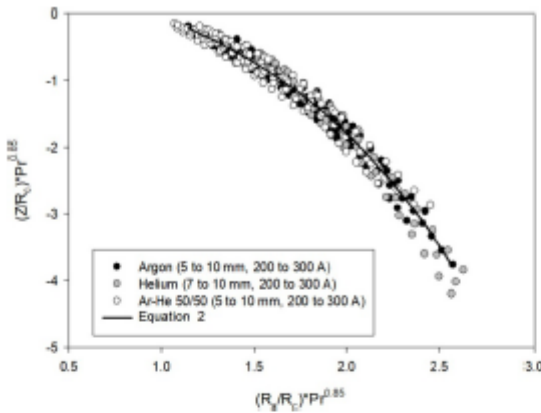
**Table 4.** Physical properties and Prandtl numbers for argon, helium and a mixture of 50% argon-50% helium at the temperature at which the electrical conductivity is  $\approx 2850$  S/m.

Gas	Electric conductivity (S/m)	Temperature (K) corresponding to 2850 S/m	Specific heat (J/kg/K)	Viscosity (kg/m/s)	Thermal conductivity (W/m/K)	Prandtl number
Argon	$\approx 2850$	10000	1480	$2.63e-04$	0.6655	0.5863
Helium	$\approx 2850$	14850	14000	$3.71e-04$	4.33	1.1995
Ar/He (50/50)	$\approx 2850$	10500	2761	$2.84e-04$	1.2653	0.6196

This temperature was chosen since the corresponding electric conductivity of Ar is enough ( $\approx 2850 \text{ S m}^{-1}$ ) to maintain current flow and since it has been used to define the boundary of the arc in previous works [27–29]. A consistent criterion for defining the arc radius for the other gases studied in this work was adopted. The arc radius,  $R_a$ , was defined as the radius of the isotherm for which the value of electric conductivity is  $2850 \text{ S m}^{-1}$ . Table 4 shows the value of the chosen temperature for each gas used in this work. Other physical properties of the gases are also presented in the table.

The curve-fitting process for the dimensionless radial profiles of each characteristic (velocity, temperature and magnetic field) at different axial positions, with different arc lengths, currents and shielding gas, as well as for many dimensionless radial profiles of each interaction (pressure, heat and current fluxes), was done by using the software TableCurve 2D® V5.01. In this way, we obtained the correlations (algebraic expressions) proposed in this work, taking care these expressions gave the highest correlation coefficient of the fitting process and requiring that they could be computed using a pocket calculator.





**Figure 4.** Dimensionless arc radius  $(R_a/R_c)Pr^{0.85}$  as a function of dimensionless axial distance  $(Z/R_c)Pr^{0.85}$  for monoatomic gases, at various currents and arc lengths.

### 3. Results

#### 3.1. Shape of the arc

Figure 4 shows the shape of the arcs burning in argon, helium and a 50% Ar- 50%He mixture for the full range of arc lengths and arc currents explored in this work. The shape of the arc is represented by a dimensionless form of the arc radius  $R_a$ . It was found that the arc shape depends exclusively on the current and the shielding gas and not on the arc length. Thus, both the axial and radial distances are presented in dimensionless form by (1) dividing each coordinate by the cathode spot radius  $R_c$ , which depends on the current (See equations (1)), and (2) multiplying by  $Pr^{0.85}$ , where  $Pr$  is the Prandtl number of each gas evaluated at its respective isotherm boundary (e.g. 10 000 K in Ar). The  $Pr$  number is the ratio of diffusivities (momentum to thermal) and defines to a certain extent the expansion of the arc jet and therefore the expansion of the electric arc. As seen in the figure, such a definition of the coordinates results in a universal arc shape that is independent of the monoatomic gas employed as well as the arc current and arc length.

Our simulations indicate that the shape of the arc can be captured by equation (2).

$$\frac{R_a}{R_c} Pr^{0.85} = \ln \left[ a + b \left( \frac{Z}{R_c} Pr^{0.85} \right) \right]; R^* = 0.976, \quad (2)$$

where constants  $a$  and  $b$  are listed in table 5 and  $R^*$  is the correlation coefficient. The exponent of 0.85 in  $Pr$  is close to 1, as would be expected from Squire’s model [30].

It must be mentioned that the universal shape of the arc is valid in the arc column but not in the region where the jet impinges on the anode and deforms the arc shape to create the well-known bell-like space. The shape is also not valid in the cathode attachment region, also known as the cathode fall.

A quadratic relationship between the arc radius and the axial distance was proposed in our previous publication, in

which the shape of the Ar arcs was presented [11], in accordance with the arc shapes reported by other authors [10, 31]. However, under the operating conditions used in this study and due to the inclusion of the Prandtl number to represent the shape of the arc, a logarithmic relationship is the best description of the arc shape. It is important to note that the expression is a convenient mathematical representation and is not the solution to any particular governing equation.

**3.1.1. Arc column characteristics.** Since a universal shape can be established for any monoatomic gas or operating condition, any arc column characteristic can also be expressed in dimensionless form along a dimensionless radial coordinate  $(R/R_a)Pr^x$  (where  $x$  is determined empirically for each arc characteristic of interest) at any axial distance from the cathode, while the radius is normalized to the radius of the arc,  $R_a$ , which will be the same regardless of operating conditions. It is therefore straightforward to obtain universal radial profiles of arc column characteristics such as temperature, velocity, and magnetic field. Arc characteristics can be made dimensionless by dividing them by their maximum value at a particular axial distance to give a full radial profile.

Universal radial profiles in the arc column for the magnetic field, arc temperature, and arc velocity are presented in figures 5(a)–(c), respectively. It can be seen that they are independent of the monoatomic gas, axial position, arc current and arc length.

The magnetic field increases linearly as the radial position increases inside the arc, reaching a maximum at the arc radius. At larger radial positions, the magnetic field has an asymptotic inverse relationship to the radial coordinate, in accordance with Ampere’s law.

The arc temperature and arc velocity show Gaussian-like shapes, which is typical of jets. The radial profile of axial velocity shows a low scatter inside and outside the arc radius in all cases. In contrast, the temperature radial profile has low scatter inside the arc radius, but significant scatter at higher radial positions. Here, each gas shows a different shape, which is consistent with the very different values of Prandtl number for Ar and He at higher temperatures. Although the temperature profiles outside the conduction region differ, the profile inside the conduction region fits a universal trend for all gases and conditions tested.

The magnetic field, temperature, and axial velocity universal profile are given by:

$$\frac{B_{\Theta}}{B_{\max}^0} = \frac{a + b \left( \frac{R}{R_a} Pr^{-0.5} \right)^{0.5} + c \left( \frac{R}{R_a} Pr^{-0.5} \right)}{1 + d \left( \frac{R}{R_a} Pr^{-0.5} \right)^{0.5} + e \left( \frac{R}{R_a} Pr^{-0.5} \right)}, \quad (3)$$

$$\frac{T}{T_{\max}^0} = a + b \left( \frac{R}{R_a} Pr^{-1} \right) + c \left( \frac{R}{R_a} Pr^{-1} \right)^2 + d \left( \frac{R}{R_a} Pr^{-1} \right)^3 + e \left( \frac{R}{R_a} Pr^{-1} \right)^4 + f \left( \frac{R}{R_a} Pr^{-1} \right)^5 + g \left( \frac{R}{R_a} Pr^{-1} \right)^6, \quad (4)$$

**Table 5.** Ranges of validity,  $R^2$  and coefficients for equations (2) to (11).

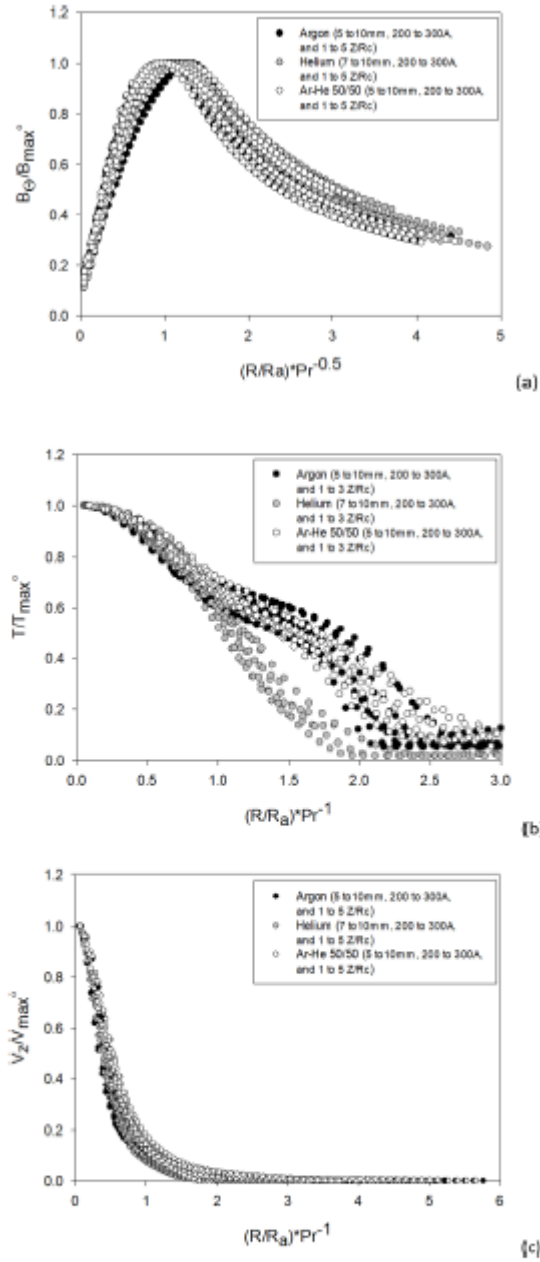
Equation	Ranges of validity	$R^2$	a	B	c	d	e	F	g	h
Equation (2)	$0.5 \leq Z/Rc \leq 5$	0.976	2.5047	-2.7214	-	-	-	-	-	-
Equation (3)	All	0.967	0.0729	0.2069	-0.0165	-1.6238	0.8898	-	-	-
Equation (4)	$R/R_0Pr \leq 1$	0.942	1.0017	0.0027	-0.3967	0.0508	-0.8219	1.4013	-0.5988	-
Equation (5)	All	0.98	0.9802	-0.4537	0.0503	-0.5459	4.7656	-	-	-
Equation (6) $B_{max}^\circ$ (Ar)	0.4 1 to 0.8 1	0.985	-19.75	-0.0171	141.2	-485.6	352	-2	-	-
Equation (6) $B_{max}^\circ$ (He)	0.4 1 to 0.8 1	0.975	-0.29	-1.42e-04	30.3	-11.009	0.91	2	-	-
Equation (6) $B_{max}^\circ$ (Ar/He)	0.4 1 to 0.8 1	0.984	2.507	-1.46e-03	-18.09	58.21	-1.27	-5.77	-	-
Equation (6) $T_{max}^\circ$ (Ar)	0.3 1 to 0.8 1	0.956	124.5	0.1153	-182.3	-4026.5	-1e-05	2	-	-
Equation (6) $T_{max}^\circ$ (He)	0.3 1 to 0.8 1	0.977	77.1	0.0255	239.8	-917.7	2.95e-03	2	-	-
Equation (6) $T_{max}^\circ$ (Ar/He)	0.3 1 to 0.8 1	0.973	-5.192e08	6.464e05	2.042e09	-2.68e10	3.946e04	0.5	-	-
Equation (6) $V_{max}^\circ$ (Ar)	0.4 1 to 0.8 1	0.982	-1.16e04	-83.3	1.098e05	-6.081e05	126.75	0.622	-	-
Equation (6) $V_{max}^\circ$ (He)	0.4 1 to 0.8 1	0.989	-1906	8.03	3.194e04	-4.151e05	4.75	0.828	-	-
Equation (6) $V_{max}^\circ$ (Ar/He)	0.4 1 to 0.8 1	0.973	2.9	-1.639	8145	-2.206e04	2.072	1	-	-
Equation (7) $B_{max}$ (Ar)	All	0.999	0.0256	1.1e-04	-0.5351	-	-	-	-	-
Equation (7) $B_{max}$ (He)	All	0.994	0.3469	5.15e-04	-25.33	-	-	-	-	-
Equation (7) $B_{max}$ (Ar/He)	All	0.966	0.0383	1.14e-04	-1.76	-	-	-	-	-
Equation (7) $T_{max}$ (Ar)	All	0.989	17 664	19.707	25 868	-	-	-	-	-
Equation (7) $T_{max}$ (He)	All	0.985	19 185	8.2	5889	-	-	-	-	-
Equation (7) $T_{max}$ (Ar/He)	All	0.991	17 559	16.877	5456	-	-	-	-	-
Equation (7) $V_{max}$ (Ar)	All	0.995	38.5	1.2967	1649	-	-	-	-	-
Equation (7) $V_{max}$ (He)	All	0.995	31.1	3.92	889	-	-	-	-	-
Equation (7) $V_{max}$ (Ar/He)	All	0.998	-68.37	1.7867	-632	-	-	-	-	-
Equation (8)	All	0.994	1.002	0.0998	0.3187	-0.0398	4.8727	3.4483	4.8094	-
Equation (9)	All	0.992	0.9998	-0.5885	0.2456	-0.0235	3.2408	3.8842	-0.0765	0.4916
Equation (10)	All	0.994	1.012	-0.4788	0.1333	-0.0117	6.7892	4.0214	2.0132	-
Equation (11) $q_{max}$ (Ar)	All	0.954	17.655	3.71e-03	-54.92	-	-	-	-	-
Equation (11) $q_{max}$ (He)	All	0.988	18.618	5.23e-03	-113.24	-	-	-	-	-
Equation (11) $q_{max}$ (Ar/He)	All	0.978	17.468	6.16e-03	-73.90	-	-	-	-	-
Equation (11) $J_{max}$ (Ar)	All	0.962	15.961	1.79e-03	-98.32	-	-	-	-	-
Equation (11) $J_{max}$ (He)	All	0.974	16.759	2.74e-03	-78.07	-	-	-	-	-
Equation (11) $J_{max}$ (Ar/He)	All	0.930	15.629	5.11e-03	-100.7	-	-	-	-	-
Equation (11) $P_{max}$ (Ar)	All	0.904	5.343	7.92e-03	-31.5	-	-	-	-	-
Equation (11) $P_{max}$ (He)	All	0.997	4.445	0.0113	-115.6	-	-	-	-	-
Equation (11) $P_{max}$ (Ar/He)	All	0.992	4.576	9.78e-03	-83.7	-	-	-	-	-

$$\frac{V_z}{V_{max}^\circ} = \frac{a + b\left(\frac{R}{R_0}Pr^{-1}\right) + c\left(\frac{R}{R_0}Pr^{-1}\right)^2}{1 + d\left(\frac{R}{R_0}Pr^{-1}\right) + e\left(\frac{R}{R_0}Pr^{-1}\right)^2}, \tag{5}$$

where  $R$  is the radial position (m),  $B_\theta$ ,  $V_z$  and  $T$  are the magnetic field (T), the axial arc velocity (m/s) and temperature (K) in the arc column respectively, while  $B_{max}^\circ$ ,  $T_{max}^\circ$  and  $V_{max}^\circ$  are the maximum values of magnetic field, axial velocity, and temperature at each axial position. These local maxima depend in turn on the global maxima in the entire domain ( $B_{max}$ ,  $T_{max}$

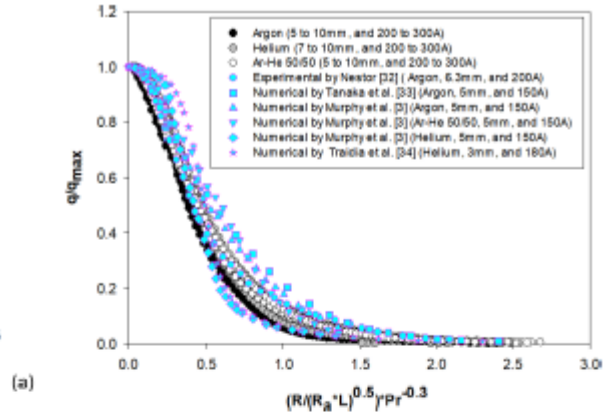
and  $V_{max}$ ). Values of all constants  $a$ ,  $b$ ,  $c$ ,  $d$ ,  $e$ ,  $f$  and  $g$  appearing in equations (3)–(5) are available in table 5. This table also shows the range of validity of the proposed expressions and the  $R^2$  of the empirical fittings. The maxima of velocity and temperature at each axial position are always located at the symmetry axis, while the maximum magnetic field at each axial position is always located at the arc radius,  $R_a$ .

Previous work showed that the maximum temperature, velocity and magnetic field at different positions along the length of the arc ( $B_{max}^\circ$ ,  $T_{max}^\circ$ ,  $V_{max}^\circ$ ) can be described well by simple algebraic equations [11]. These expressions, in turn, depend on the global maxima  $B_{max}$ ,  $T_{max}$  and  $V_{max}$ , which



**Figure 5.** Dimensionless representation of monoatomic-gas arc characteristics as a function of dimensionless radius, for different currents, arc lengths and axial positions; (a) magnetic flux density ( $B_{\theta}/B_{\max}^{\circ}$ ); (b) temperature ( $T/T_{\max}^{\circ}$ ); (c) axial velocity ( $V_z/V_{\max}^{\circ}$ ).

also have simple algebraic expressions, listed in table 5. The simple expressions developed share a general equation for the monoatomic gases studied, with the local maximum is expressed as:



**Figure 6.** Dimensionless radial profiles of the heat density at the anode surface for monoatomic gases, various currents and arc lengths, including experimental and numerical data from other works [3, 32–34].

$$\text{Physical quantity}_{\max}^{\circ} = [a + (bI) + (cL) + (dZ) + (e \cdot \text{Physical quantity}_{\max})^f], \quad (6)$$

where  $\text{Physical quantity}_{\max}^{\circ}$  is one of the quantities  $B_{\max}^{\circ}$ ,  $T_{\max}^{\circ}$ , and  $V_{\max}^{\circ}$ . The same can be said for the global maxima  $B_{\max}$ ,  $T_{\max}$ , and  $V_{\max}$ , which are represented as:

$$\text{Physical quantity}_{\max} = a + bI + cL, \quad (7)$$

where  $\text{Physical quantity}_{\max}$  is one of the quantities  $B_{\max}$ ,  $T_{\max}$ , and  $V_{\max}$ ,  $I$  is the arc current,  $L$  is the arc length,  $Z$  is the axial distance and the constants  $a$ ,  $b$ ,  $c$ ,  $d$ ,  $e$ ,  $f$  and  $g$  appearing in equations (6) and (7) are available in table 5. Finally, we note that equations (3)–(7) is the complete set of equations required to obtain the complete vector map of arc velocity and the complete contour map of arc temperature and azimuthal magnetic field in the arc column above the region where the jet impinges on the anode.

**3.12. Arc-weld-pool interactions.** Arc properties are of great interest to the welding scientific community since they provide important information to understand the underlying physics. However, from a more practical point of view, the arc-weld-pool interactions like arc pressure ( $P$ ), heat flux ( $q$ ) and current density ( $J$ ) are even more important than the arc properties. These interactions determine, to a great extent, the geometry of the bead and fusion zone, and can be used by practitioners to understand and troubleshoot welding procedures, and modelers as boundary conditions in their simulations.

Figures 6–8 present radial dimensionless profiles at the anode (weld pool surface), for each monoatomic gas and various operating conditions, of the heat flux ( $q/q_{\max}$ ), the current density ( $J/J_{\max}$ ) and the arc pressure ( $P/P_{\max}$ ), respectively. In this case, the radial dimensionless coordinate is expressed by the following term  $[R/(R_a L)^{0.5}]Pr^{\tau}$ , which involves the arc radius (obtained from equation (2) using the axial distance



$Z = L$ , i.e. at the anode surface), the Prandtl number, and the arc length. The latter is included since it directly affects all three quantities, which increase as the arc becomes shorter. The exponent  $x$  depends on the specific arc-weld-pool interaction. These figures include experimental and other numerical data reported by other researchers, which are illustrated in the same dimensionless form proposed in this work. Overall, the external and independent data show good agreement with the universal dimensionless radial profiles proposed in this work, providing a validation of these profiles. The correlations presented here are valid for currents between 200 A and 300 A, but the figures include additional data for 150 A. Qualitatively, the agreement is very good for the current density, good for the heat flux and only reasonable for the pressure

distribution; quantitatively, the predicted results have 4.82%, 8.32% and 15.62% mean deviation from the external and independent data, respectively.

Universal dimensionless radial profiles of heat and current fluxes as well as arc pressure exhibit a Gaussian-like shape as a result of the gas jet impingement on the weld pool. In particular, the shape of the heat flux profile is caused by the shape of the most important heat transfer mechanisms such as convection, and electronic heat transfer mechanisms (Thomson effect and electrons condensation) and also is due to the fact that both the current density and the arc velocity present radial Gaussian-like profiles.

The universal dimensionless radial profiles of  $q/q_{max}$ ,  $J/J_{max}$  and  $P/P_{max}$  at the anode can be expressed quantitatively in the following form:

$$\frac{q}{q_{max}} = \frac{a + b \left( \frac{R}{(R_e L)^{0.5} Pr^{0.2}} \right)^2 + c \left( \frac{R}{(R_e L)^{0.5} Pr^{0.2}} \right)^4 + d \left( \frac{R}{(R_e L)^{0.5} Pr^{0.2}} \right)^6}{1 + e \left( \frac{R}{(R_e L)^{0.5} Pr^{0.2}} \right)^2 + f \left( \frac{R}{(R_e L)^{0.5} Pr^{0.2}} \right)^4 + g \left( \frac{R}{(R_e L)^{0.5} Pr^{0.2}} \right)^6} \tag{8}$$

$$\frac{J}{J_{max}} = \frac{a + b \left( \frac{R}{(R_e L)^{0.5} Pr^{0.3}} \right)^2 + c \left( \frac{R}{(R_e L)^{0.5} Pr^{0.3}} \right)^4 + d \left( \frac{R}{(R_e L)^{0.5} Pr^{0.3}} \right)^6}{1 + e \left( \frac{R}{(R_e L)^{0.5} Pr^{0.3}} \right)^2 + f \left( \frac{R}{(R_e L)^{0.5} Pr^{0.3}} \right)^4 + g \left( \frac{R}{(R_e L)^{0.5} Pr^{0.3}} \right)^6 + h \left( \frac{R}{(R_e L)^{0.5} Pr^{0.3}} \right)^8} \tag{9}$$

$$\frac{P}{P_{max}} = \frac{a + b \left( \frac{R}{(R_e L)^{0.5} Pr^{0.8}} \right)^2 + c \left( \frac{R}{(R_e L)^{0.5} Pr^{0.8}} \right)^4 + d \left( \frac{R}{(R_e L)^{0.5} Pr^{0.8}} \right)^6}{1 + e \left( \frac{R}{(R_e L)^{0.5} Pr^{0.8}} \right)^2 + f \left( \frac{R}{(R_e L)^{0.5} Pr^{0.8}} \right)^4 + g \left( \frac{R}{(R_e L)^{0.5} Pr^{0.8}} \right)^6} \tag{10}$$

These expressions give the heat flux, current density, and arc pressure as a function of known parameters, with the exception of maximum values of the heat flux,  $q_{max}$ , current density,  $J_{max}$ , and arc pressure  $P_{max}$  at the anode surface. These values are computed through a general equation with an exponential dependence on the arc current ( $I$ ) and arc length ( $L$ ):

$$\text{Interaction}_{max} = \exp(a + bI + cL) \tag{11}$$

where  $\text{Interaction}_{max}$  stands for any of the quantities  $q_{max}$ ,  $J_{max}$ , and  $P_{max}$ . These maxima were compared against available experimental and numerical results found in the literature

for Ar arcs and validated in previous work [28]. Values of the constants  $a$ ,  $b$ , and  $c$ , together with values of all coefficients in all the equations presented in this work, can be found in table 5.

In summary, equations (8)–(11) allow the main arc-weld pool interactions for any monoatomic gas or a mixture of monoatomic gases to be obtained as a function of the arc current and arc length.

#### 4. Discussion

The reported expressions are valid for monoatomic or mixtures of monoatomic gases in DC GTAW arcs. The 50% Ar-He

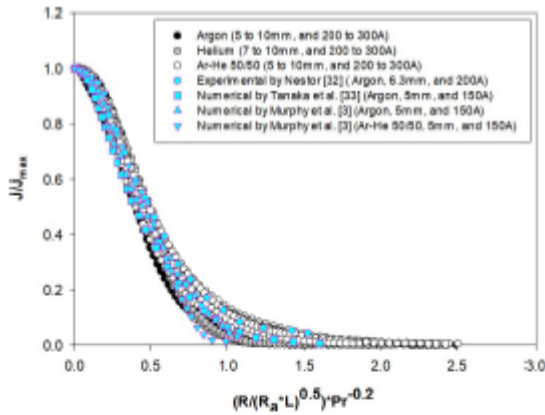


Figure 7. Dimensionless radial profiles of current density at the anode surface for monoatomic gases, various currents and arc lengths, including experimental and numerical data from other works [3, 32, 33].

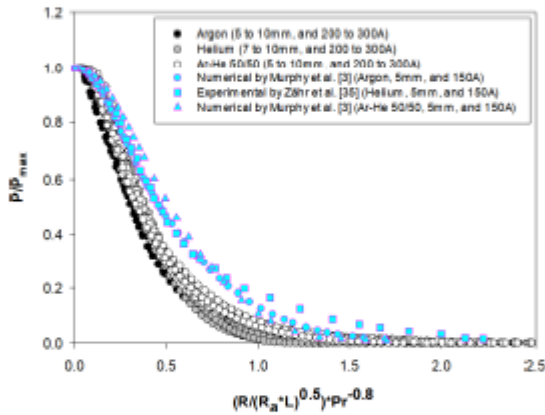


Figure 8. Dimensionless radial profiles of arc pressure at the anode surface for monoatomic gases, various currents and arc lengths, including experimental and numerical data from other works [3, 35].

mixture behaves similarly to pure Ar, as expected for blends with less than 70% He [3]. The Pure He behavior is different from Ar, but it is well captured by the relationships presented here.

However, they were derived from the results obtained from a numerical model with some limitations. One of the main limitations is the assumption of a flat cathode electrode instead of an electrode of realistic geometry. Despite this issue, the universal radial profiles of temperature and velocity in the arc column and heat flux, current density, and arc pressure at the anode proposed here are in good agreement with other authors' data obtained with simulations and experiments including the conical electrodes ( $60^\circ$ ) commonly used in the GTAW process. This good agreement supports the proposed correlations that

describe the main arc column characteristics and arc–weld-pool interactions.

Another significant assumption is the use of an empirically derived value of the current density at the cathode spot with an average value of  $6.5 \times 10^7 \text{ A m}^{-2}$ , based on the experience of thermionic emission from tungsten cathodes and argon arcs. This empirically determined value is critical in obtaining realistic arc characteristics despite the limitations of the flat cathode.

The source of universal profiles of the arc in monoatomic gases is based on the universal relationship between volumetric enthalpy and temperature for ideal gases until the effects of ionization are noticeable. The onset of ionization corresponds to a temperature that represents the arc boundary. This universal shape of a welding arc burning in any monoatomic gas, in turn, leads to the possibility of universal expressions for the arc–weld-pool interactions and arc characteristics.

While the thermal behavior of arcs can be generalized with the isotherm of ionization, the hydrodynamic behavior has a much weaker relationship to ionization. The relationship between fluid flow and heat transfer is strongly linked to the Prandtl number, which relates the transport of momentum through viscous forces to the transport of heat by conduction. With the inclusion of the effect of the Prandtl number, the dimensionless representations acquire generality. This generalization is currently limited to monoatomic gases; the inclusion of effects of dissociation in diatomic and other molecular gases requires further research.

The Prandtl number gives a quantitative measure of the relationship between the velocity of arc jet expansion and the thermal expansion of the jet, expressing the relative size of the momentum thermal boundary layers in the jet. Ar and the 50%Ar-50%He mixture have thermal diffusivities almost twice as large as their momentum diffusivity at their first ionization temperature ( $Pr_{Ar} = 0.5863$  and  $Pr_{mix} = 0.6196$ ). This is a consequence of the much higher viscosity of He at temperatures above 10000 K [7, 26]. Accordingly, the Ar and Ar–He arcs are wider than the He arc, and the Pr number is used compensates for the differences in the thermal and momentum diffusivities.

Figure 4 presents the shape of the arc, with both coordinates multiplied by the Prandtl number to the power 0.85, not far from the exponent of 1 expected from the analysis of Squire [30]. The value of the exponent applied to the Prandtl number in the coordinates used in the universal expressions (figures 5–8) was obtained through a systematic empirical procedure to give the best fit for all the gases considered.

We plan, in future work, to include the influence of metal vapor in the arc column. In welding of ferrous metals, for example, the Fe vapor increases the electric conductivity of the arc at low temperatures and also increases the radiation from the plasma [7]. The electric conductivity is expected to increase in the edge regions near the anode, causing a decrease of the current density and the heat flux from electronic mechanisms.

The expressions proposed in this work will be useful for welding engineers and technicians since they can be easily

be implemented using ubiquitous tools such as spreadsheets, and since they allow arc characteristics and arc-weld-pool interactions to be determined for common gases and mixtures used in GTAW under a wide range of working conditions. Further, the expressions supplement empirical knowledge in procedure development by providing physically meaningful quantities that can serve as inputs and boundary conditions in integrated models of welding [36, 37].

The expressions represent the typical shape and physics of a gaseous jet, which has a maximum speed at the exit of the jet and immediately begins to expand radially in the axial direction, exhibiting a Gaussian-like radial profile. The expansion, in turn, causes a decrease in the jet speed. A Gaussian-like radial profile is also observed in the fields of temperature, velocity and current density throughout the entire column of the electric arc. This Gaussian-like radial profile behavior is also seen in the arc-weld-pool interactions including pressure, heat flux and current density, since these interactions depend on the temperature, velocity and current density profiles.

## 5. Conclusions

The correlations were obtained through the dimensionless construction of a universal arc shape that uses the Prandtl number to account for different monoatomic shielding gases since this number controls the expansion of the arc jets. A generalized edge of the arc was determined based on the electrical conductivity of Ar at 10 000 K ( $\approx 2850$  S/m), which was used for He and 50%Ar-50%He mixtures. From the universal arc shape for monoatomic gases, dimensionless radial profiles in the arc column of velocity and temperature, as well as the shape of the radial profiles of the pressure, heat and current fluxes at the anode, can be derived since the arc shape determines the Gaussian-like shape of all these quantities, which are typical of impinging jets.


Expressions are given for the following arc column characteristics: (i) the shape of the arc (equation (2)), (ii) magnetic field radial profiles (equations (3) and (6)), (iii) arc temperature fields (equations (4) and (6)), and (iv) arc velocity vector field (equations (5) and (6)).

Similarly, expressions for the radial profiles at the anode of the following arc-weld-pool interactions are available: (i) heat flux (equations (8) and (11)), (ii) current density (equations (9) and (11)) and (iii) arc pressure (equations (10) and (11)).

## Acknowledgments

José Alfredo Delgado Álvarez is a Ph D student in the 'Programa de Doctorado en Ingeniería Química', at the Universidad Nacional Autónoma de México (UNAM). He thanks CONACYT for receiving a doctoral fellowship (Grant Number CVU 446967).

## ORCID IDs

Alfredo Delgado-Álvarez  <https://orcid.org/0000-0002-5422-4291>

Patricio F Mendez  <https://orcid.org/0000-0001-6730-1690>  
 Anthony B Murphy  <https://orcid.org/0000-0002-2820-2304>  
 Marco A Ramírez-Argáez  <https://orcid.org/0000-0003-0561-5218>

## References

- [1] Urusov R M and Urusova T E 2005 Numerical investigation of the effect of the cathode geometry on the characteristics of an electric arc *High Temp.* **43** 352–60
- [2] Shirvan A J, Choquet I and Nilsson H 2016 Effect of cathode model on arc attachment for short high-intensity arc on a refractory cathode *J. Phys. D: Appl. Phys.* **49** 485201
- [3] Murphy A B, Tanaka M, Tashiro S, Sato T and Lowke J J 2009 A computational investigation of the effectiveness of different shielding gas mixtures for arc welding *J. Phys. D: Appl. Phys.* **42** 115205
- [4] Ogino Y, Hirata Y and Murphy A B 2016 Numerical simulation of GMAW process using Ar and an Ar-CO<sub>2</sub> gas mixture *Weld. World* **60** 345–53
- [5] Hertel M, Füssel U and Schnick M 2014 Numerical simulation of the plasma-MIG process – interactions of the arcs, droplet detachment and weld pool formation *Weld. World* **58** 85–92
- [6] Savinov A V, Lapin I E, Poleskiy O A, Lysak V I and Krasikov P P 2016 Thermal and force effects of the arc on the weld pool in non-consumable electrode (TIG) welding in inert gas mixtures *Weld. Int.* **30** 941–4
- [7] Murphy A B, Tanaka M, Yamamoto K, Tashiro S, Sato T and Lowke J J 2009 Modelling of thermal plasmas for arc welding: the role of the shielding gas properties and of metal vapour *J. Phys. D: Appl. Phys.* **42** 194006
- [8] Schnick M, Fuessel U, Hertel M, Haessler M, Spille-Kohoff A and Murphy A B 2010 Modelling of gas-metal arc welding taking into account metal vapour *J. Phys. D: Appl. Phys.* **43** 434008
- [9] Mendez P F, Eagar T W, Ramirez M A and Trapaga G 2001 Order-of-magnitude scaling of the cathode region in an axisymmetric transferred electric arc *Metall. Mater. Trans. B* **32** 547–54
- [10] Ramírez M and Trapaga G 2003 Mathematical modeling of a DC electric Arc – dimensionless representation of a DC Arc *ISIJ Int.* **43** 1167–76
- [11] Delgado-Álvarez A, Mendez P F and Ramírez-Argáez M A 2019 Dimensionless representation of the column characteristics and weld pool interactions for a DC argon arc *Sci. Technol. Weld. Joi.* **24** 634–43
- [12] Lowke J J, Morrow R and Haidar J 1997 A simplified unified theory of arcs and their electrodes *J. Phys. D: Appl. Phys.* **30** 2033–42
- [13] Tanaka M, Yamamoto K, Tashiro S, Nakata K, Yamamoto E, Yamazaki K, Suzuki K, Murphy A B and Lowke J J 2010 Time-dependent calculations of molten pool formation and thermal plasma with metal vapour in gas tungsten arc welding *J. Phys. D: Appl. Phys.* **43** 434009
- [14] Toropchin A et al 2014 Influence of the arc plasma parameters on the weld pool profile in TIG welding *J. Phys.: Conf. Ser.* **550** 22–7
- [15] Suga Y and Hasui A 1988 On arc characteristics in high pressure helium atmosphere *Q. J. Japan Weld Soc.* **6** 86–91
- [16] Jönsson P G, Eagar T W and Szekely J 1995 Heat and metal transfer in gas metal arc welding using argon and helium *Metall. Mater. Trans. B* **26** 383–95



- [17] Nemchinsky V A 1996 The effect of the type of plasma gas on current constriction at the molten tip of an arc electrode *J. Phys. D: Appl. Phys.* **29** 1202–8
- [18] Murphy A B and Arundell C J 1994 Transport coefficients of argon, nitrogen, oxygen, argon-nitrogen, and argon-oxygen plasmas *Plasma Chem. Plasma Process.* **14** 451–90
- [19] Murphy A B 1995 Transport coefficients of air, argon-air, nitrogen-air, and oxygen-air plasmas *Plasma Chem. Plasma Process.* **15** 279–307
- [20] Murphy A B 2000 Transport coefficients of hydrogen and argon-hydrogen plasmas *Plasma Chem. Plasma Process.* **20** 279–97
- [21] Murphy A B 2001 Thermal plasmas in gas mixtures *J. Phys. D: Appl. Phys.* **34** R151–73
- [22] Tanaka M, Tashiro S, Satoh T, Murphy A B and Lowke J J 2008 Influence of shielding gas composition on arc properties in TIG welding *Sci. Technol. Weld. Joi.* **13** 225–31
- [23] Rao Z H, Hu J, Liao S M and Tsai H L 2010 Modeling of the transport phenomena in GMAW using argon-helium mixtures. Part I - The arc *Int. J. Heat Mass Transfer.* **53** 5707–21
- [24] Ramírez M A, Trapaga G and McKelliget J 2003 A comparison between two different numerical formulations of welding arc simulation *Model. Simul. Mater. Sci. Eng.* **11** 675–95
- [25] Boulos M I, Fauchats P and Pfender E 1994 *Thermal Plasmas - Fundamentals and Applications* vol 1 (New York: Plenum press) pp 452
- [26] Murphy A B 1997 Transport coefficients of helium and argon-helium plasmas *IEEE Trans. Plasma Sci.* **25** 809–14
- [27] McKelliget J and Szekely J 1986 Heat transfer and fluid flow in the welding arc *Metall. Trans. A* **17** 1139–48
- [28] Ramírez M 2000 *Mathematical Modeling of D.C. Electric Arc Furnace Operations [Ph.d. Thesis]* (Boston, USA: Massachusetts Institute of Technology)
- [29] Hsu K C, Etemadi K and Pfender E 1983 Study of the free-burning high-intensity argon arc *J. Phys. D: Appl. Phys.* **54** 1293–301
- [30] Squire H B 1951 The round laminar jet *Q. J. Mech. Appl. Math.* **4** 321–9
- [31] Ramírez M, Trapaga G and Garduño-Esquivel J 2004 Mathematical modeling of a direct current electric arc: part II. Dimensionless representation of a direct current arc *Metall. Mater. Trans. B* **35** 373–80
- [32] Nestor O H 1962 Heat intensity and current density distributions at the anode of high current, inert gas arcs *J. Phys. D: Appl. Phys.* **33** 1638–48
- [33] Tanaka M, Terasaki H, Ushio M and Lowke J J 2002 A unified numerical modeling of stationary tungsten-inert-gas welding process *Metallurg. Mater. Trans. A* **33** 2043–52
- [34] Traidia A, Roger F and Chidley A 2011 Effect of helium-argon mixtures on the heat transfer and fluid flow in Gas Tungsten Arc Welding *World Acad. Sci. Eng. Technol.* **73** 1053–9
- [35] Zähr J, Füssel U, Hertel M, Lohse M, Sende M and Schnick M 2012 Numerical and experimental studies of the influence of process gases in TIG welding *Weld. World* **56** 85–92
- [36] Eagar T W and Tsai N S 1983 Temperature fields produced by traveling distributed heat sources *Weld. J.* **62** 346–55
- [37] Mendez P F and Eagar T W 2003 Penetration and defect formation in high-current arc welding *Weld. J.* **82** 296/S 296/S

## REREFENCIAS

1. O'Brien, R.L. and S. American Welding, *Welding handbook. Volume 2, Volume 2*. 1991, Miami, Fla.: American Welding Society.
2. Society, A.W., K. Sinnes, and W.H. Committee, *AWS WHB-10. 1, Welding Handbook, 10th Edition, Volume 1, WELDING and CUTTING SCIENCE and TECHNOLOGY*. 2018: American Welding Society.
3. Hsu, K.C., K. Etemadi, and E. Pfender, *Study of the free-burning high-intensity argon arc*. *Journal of Applied Physics*, 1983. **54**(3): p. 1293-1301.
4. Gonzalez, J.J., et al., *Mathematical modeling of a free-burning arc in the presence of metal vapor*. *Journal of Applied Physics*, 1993. **74**(5): p. 3065-3070.
5. Gonzalez, J.J., et al., *The influence of iron vapour on an argon transferred arc*. *Plasma Sources Science and Technology*, 1997. **6**(1): p. 20-28.
6. Blais, A., P. Proulx, and M.I. Boulos, *Three-dimensional numerical modelling of a magnetically deflected dc transferred arc in argon*. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 2003. **36**(5): p. 488-496.
7. Bauchire, J.M., J.J. Gonzalez, and P. Proulx, *Modelling of the plasma-particle interactions in a plasma jet*. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 1999. **32**(6): p. 675-681.
8. Gleizes, A., J.J. Gonzalez, and P. Freton, *Thermal plasma modelling*. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 2005. **38**(9): p. R153-R183.
9. Fischer, E., *MODELLING OF LOW-POWER HIGH-PRESSURE DISCHARGE LAMPS*. *Philips Journal of Research*, 1987. **42**(1): p. 58-86.
10. Charrada, K., G. Zissis, and M. Aubes, *Two-temperature, two-dimensional fluid modelling of mercury plasma in high-pressure lamps*. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 1996. **29**(9): p. 2432-2438.
11. Ye, R., P. Proulx, and M.I. Boulos, *Particle turbulent dispersion and loading effects in an inductively coupled radio frequency plasma*. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 2000. **33**(17): p. 2154-2162.
12. Maecker, H., *Plasmaströmungen in Lichtbögen infolge eigenmagnetischer Kompression*. *Zeitschrift für Physik*, 1955. **141**(1-2): p. 198-216.
13. Lowke, J.J. and H.C. Ludwig, *A simple model for high-current arcs stabilized by forced convection*. *Journal of Applied Physics*, 1975. **46**(8): p. 3352-3360.
14. Squire, H.B., *The round laminar jet*. *Quarterly Journal of Mechanics and Applied Mathematics*, 1951. **4**(3): p. 321-329.
15. Ramakrishnan, S., A.D. Stokes, and J.J. Lowke, *An approximate model for high-current free-burning arcs*. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 1978. **11**(16): p. 2267-2280.



16. Ramakrishnan, S. and B. Nuon, *Prediction of properties of free burning welding arc columns*. Journal of Physics D: Applied Physics, 1980. **13**(10): p. 1845-1853.
17. Allum, C.J., *Gas flow in the column of a TIG welding arc*. Journal of Physics D: Applied Physics, 1981. **14**(6): p. 1041-1059.
18. McKelliget, J. and J. Szekely, *Heat transfer and fluid flow in the welding arc*. Metallurgical Transactions A, 1986. **17**(7): p. 1139-1148.
19. Choo, R.T.C., *Mathematical modeling of heat and fluid flow phenomena in a mutually coupled welding arc and weld pool*. 1990, Massachusetts Institute of Technology: Cambridge. p. 260.
20. Kim, W.H., H.G. Fan, and S.J. Na, *A mathematical model of gas tungsten arc welding considering the cathode and the free surface of the weld pool*. Metallurgical and Materials Transactions B: Process Metallurgy and Materials Processing Science, 1997. **28**(4): p. 679-686.
21. Lowke, J.J., R. Morrow, and J. Haidar, *A simplified unified theory of arcs and their electrodes*. Journal of Physics D: Applied Physics, 1997. **30**(14): p. 2033-2042.
22. Nestor, O.H., *Heat Intensity and Current Density Distributions at the Anode of High Current, Inert Gas Arcs*. Journal of Applied Physics, 1962. **33**(5): p. 1638-1648.
23. Herring, C. and M.H. Nichols, *Thermionic emission*. Reviews of Modern Physics, 1949. **21**(2): p. 185-270.
24. Tanaka, M., et al., *In situ measurements of electrode work functions in free-burning arcs during operation at atmospheric pressure*. Journal of Physics D: Applied Physics, 2005. **38**(1): p. 29-35.
25. Sillero, J.A., et al., *An experimental study of thoriated tungsten cathodes operating at different current intensities in an atmospheric-pressure plasma torch*. Journal of Physics D: Applied Physics, 2010. **43**(18).
26. Savage, W.F., S.S. Strunck, and Y. Ishikawa, *The effect of electrode geometry in gas tungsten arc welding*. Welding Journal, 1965. **44**(11): p. 489-496.
27. Key, J.F., *ANODE/CATHODE GEOMETRY AND SHIELDING GAS INTERRELATIONSHIPS IN GTAW*. Welding Journal (Miami, Fla), 1980. **59**(12): p. 364. s-370. s.
28. Goodarzi, M., R. Choo, and J.M. Toguri, *The effect of the cathode tip angle on the GTAW arc and weld pool: I. Mathematical model of the arc*. Journal of Physics D: Applied Physics, 1997. **30**(19): p. 2744-2756.
29. Goodarzi, M., et al., *The effect of the cathode tip angle on the gas tungsten arc welding arc and weld pool: II. The mathematical model for the weld pool*. Journal of Physics D: Applied Physics, 1998. **31**(5): p. 569-583.

30. Urusov, R.M. and T.E. Urusova, *Numerical investigation of the effect of the cathode geometry on the characteristics of an electric arc*. High Temperature, 2005. **43**(3): p. 352-360.
31. Tsai, N.S. and T.W. Eagar, *Distribution of the heat and current fluxes in gas tungsten arcs*. Metallurgical Transactions B, 1985. **16**(4): p. 841-846.
32. Lu, M. and S. Kou, *Power and current distributions in gas tungsten arcs*. Weld. J. (Miami); (United States), 1988. **67**:2.
33. Fauchais, P. and A. Vardelle, *Thermal plasmas*. IEEE Transactions on Plasma Science, 1997. **25**(6): p. 1258-1280.
34. Pfender, E., *Thermal plasma technology: Where do we stand and where are we going?* Plasma Chemistry and Plasma Processing, 1999. **19**(1): p. 1-31.
35. Tanaka, M., et al., *A unified numerical modeling of stationary tungsten-inert-gas welding process*. Metallurgical and Materials Transactions A: Physical Metallurgy and Materials Science, 2002. **33**(7): p. 2043-2052.
36. Tanaka, M., H. Terasaki, and M. Ushio, *Effect of anode heat transfer on melted penetration in welding process by free-burning argon arc*. ISIJ International, 2002. **42**(9): p. 1005-1009.
37. Toropchin, A., et al. *Influence of the arc plasma parameters on the weld pool profile in TIG welding*. in *Journal of Physics: Conference Series*. 2014.
38. Emmons, H.W., *Arc measurement of high-temperature gas transport properties*. Physics of Fluids, 1967. **10**(6): p. 1125-1136.
39. Bott, J.F., *A spectroscopic investigation of a helium plasma arc*. Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer, 1966. **6**(6): p. 807-822.
40. Suga, Y. and A. Hasui, *On Arc Characteristics in High Pressure Helium Atmosphere*. QUARTERLY JOURNAL OF THE JAPAN WELDING SOCIETY, 1988. **6**(1): p. 86-91.
41. Jönsson, P.G., T.W. Eagar, and J. Szekely, *Heat and metal transfer in gas metal arc welding using argon and helium*. Metallurgical and Materials Transactions B, 1995. **26**(2): p. 383-395.
42. Nemchinsky, V.A., *The effect of the type of plasma gas on current constriction at the molten tip of an arc electrode*. Journal of Physics D: Applied Physics, 1996. **29**(5): p. 1202-1208.
43. Tanaka, M., et al., *Influence of shielding gas composition on arc properties in TIG welding*. Science and Technology of Welding and Joining, 2008. **13**(3): p. 225-231.
44. Ramírez-Argáez, M.A., C. González-Rivera, and G. Trápaga, *Mathematical modeling of high intensity electric arcs burning in different atmospheres*. ISIJ International, 2009. **49**(6): p. 796-803.
45. Zähr, J., et al., *Numerical and experimental studies of the influence of process gases in tig welding*. Welding in the World, 2012. **56**(3-4): p. 85-92.

46. Murphy, A.B., et al., *A computational investigation of the effectiveness of different shielding gas mixtures for arc welding*. Journal of Physics D: Applied Physics, 2009. **42**(11).
47. Kodama, S., et al., *Influence of plasma characteristics on nitrogen mixing into shielding gas in helium gas tungsten arc welding*. Welding International, 2015. **29**(5): p. 325-333.
48. Ogino, Y., Y. Hirata, and A.B. Murphy, *Numerical simulation of GMAW process using Ar and an Ar-CO<sub>2</sub> gas mixture*. Welding in the World, 2016. **60**(2): p. 345-353.
49. Cai, X., et al., *Influence of helium content on a ternary-gas-shielded GMAW process*. Welding in the World, 2018. **62**(5): p. 973-984.
50. Murphy, A.B., et al., *Modelling of thermal plasmas for arc welding: The role of the shielding gas properties and of metal vapour*. Journal of Physics D: Applied Physics, 2009. **42**(19).
51. Terasaki, H., M. Tanaka, and M. Ushio, *Effects of metal vapor on plasma state in helium gas tungsten arcs*. Yosetsu Gakkai Ronbunshu/Quarterly Journal of the Japan Welding Society, 2002. **20**(2): p. 201-206.
52. Hertel, M., et al., *Numerical simulation of GMAW processes including effects of metal vapour and sheath mechanisms at the electrodes*. Magnetohydrodynamics, 2010(4): p. 363-370.
53. Schnick, M., et al., *Modelling of gas-metal arc welding taking into account metal vapour*. Journal of Physics D: Applied Physics, 2010. **43**(43).
54. Lowke, J.J., M. Tanaka, and A.B. Murphy, *Metal vapour in mig arcs can cause (1) minima in central arc temperatures and (2) increased arc voltages*. Welding in the World, 2010. **54**(9-10): p. R292-R297.
55. Haidar, J., *The dynamic effects of metal vapour in gas metal arc welding*. Journal of Physics D: Applied Physics, 2010. **43**(16).
56. Tanaka, M., et al., *Time-dependent calculations of molten pool formation and thermal plasma with metal vapour in gas tungsten arc welding*. Journal of Physics D: Applied Physics, 2010. **43**(43).
57. Boulos, M.I., P. Fauchais, and E. Pfender, *Thermal Plasmas: Fundamentals and Applications*. 2013: Springer US.
58. Murphy, A.B., *Thermal plasmas in gas mixtures*. Journal of Physics D: Applied Physics, 2001. **34**(20): p. R151-R173.
59. Murphy, A.B. and C.J. Arundelli, *Transport coefficients of argon, nitrogen, oxygen, argon-nitrogen, and argon-oxygen plasmas*. Plasma Chemistry and Plasma Processing, 1994. **14**(4): p. 451-490.
60. Murphy, A.B., *Transport coefficients of air, argon-air, nitrogen-air, and oxygen-air plasmas*. Plasma Chemistry and Plasma Processing, 1995. **15**(2): p. 279-307.

61. Murphy, A.B., *Transport coefficients of helium and argon-helium plasmas*. IEEE Transactions on Plasma Science, 1997. **25**(5): p. 809-814.
62. Murphy, A.B., *Transport coefficients of hydrogen and argon-hydrogen plasmas*. Plasma Chemistry and Plasma Processing, 2000. **20**(3): p. 279-297.
63. Murphy, A.B., *Transport coefficients of plasmas in mixtures of nitrogen and hydrogen*. Chemical Physics, 2012. **398**(1): p. 64-72.
64. Cressault, Y., et al., *Thermal plasma properties for Ar-Cu, Ar-Fe and Ar-Al mixtures used in welding plasmas processes: II. Transport coefficients at atmospheric pressure*. Journal of Physics D: Applied Physics, 2013. **46**(41).
65. Evans, D.L. and R.S. Tankin, *Measurement of emission and absorption of radiation by an argon plasma*. Physics of Fluids, 1967. **10**(6): p. 1137-1144.
66. Ernst, K.A., J.G. Kopainsky, and H.H. Maecker, *The energy transport, including emission and absorption, in n<sub>2</sub>-arcs of different radii*. IEEE Transactions on Plasma Science, 1973. **1**(4): p. 3-16.
67. Cram, L.E., *Statistical evaluation of radiative power losses from thermal plasmas due to spectral lines*. Journal of Physics D: Applied Physics, 1985. **18**(3): p. 401-411.
68. Aubrecht, V. and J.J. Lowke, *Calculations of radiation transfer in SF<sub>6</sub> plasmas using the method of partial characteristics*. Journal of Physics D: Applied Physics, 1994. **27**(10): p. 2066-2073.
69. Gleizes, A., et al., *Calculation of net emission coefficient of thermal plasmas in mixtures of gas with metallic vapour*. Journal of Physics D: Applied Physics, 1993. **26**(11): p. 1921-1927.
70. Baeva, M., *Thermal and Chemical Nonequilibrium Effects in Free-Burning Arcs*. Plasma Chemistry and Plasma Processing, 2016. **36**(1): p. 151-167.
71. Franklin, R.N., *The plasma-sheath boundary region*. Journal of Physics D: Applied Physics, 2003. **36**(22): p. R309-R320.
72. Benilov, M.S., *Understanding and modelling plasma-electrode interaction in high-pressure arc discharges: A review*. Journal of Physics D: Applied Physics, 2008. **41**(14).
73. Javidi Shirvan, A. and I. Choquet, *A review of cathode-arc coupling modeling in GTAW*. Welding in the World, 2016. **60**(4): p. 821-835.
74. Heberlein, J., J. Mentel, and E. Pfender, *The anode region of electric arcs: A survey*. Journal of Physics D: Applied Physics, 2010. **43**(2).
75. Shkol'nik, S.M., *Anode phenomena in arc discharges: A review*. Plasma Sources Science and Technology, 2011. **20**(1).
76. Tanaka, M., et al., *Effects of activating flux on arc phenomena in gas tungsten arc welding*. Science and Technology of Welding and Joining, 2000. **5**(6): p. 397-402.

77. Tanaka, M., M. Ushio, and J.J. Lowke, *Numerical study of gas tungsten arc plasma with anode melting*. Vacuum, 2004. **73**(3-4): p. 381-389.
78. Scriven, L.E. and C.V. Sternling, *The Marangoni Effects*. Nature, 1960. **187**(4733): p. 186-188.
79. Heiple, C.R. and J.R. Roper, *EFFECT OF SELENIUM ON GTAW FUSION ZONE GEOMETRY*. Welding Journal (Miami, Fla), 1981. **60**(8): p. 143. s-145. s.
80. Heiple, C.R. and J.R. Roper, *MECHANISM FOR MINOR ELEMENT EFFECT ON GTA FUSION ZONE GEOMETRY*. Welding Journal (Miami, Fla), 1982. **61**(4): p. 97. s-102. s.
81. Burgardt, P. and C.R. Heiple, *INTERACTION BETWEEN IMPURITIES AND WELDING VARIABLES IN DETERMINING GTA WELD SHAPE*. Welding Journal (Miami, Fla), 1986. **2**(6): p. 150s-155s.
82. Tanaka, M. and J.J. Lowke, *Predictions of weld pool profiles using plasma physics*. Journal of Physics D: Applied Physics, 2007. **40**(1): p. R1-R23.
83. Tanaka, M., M. Ushio, and J.J. Lowke, *Numerical analysis for weld formation using a free-burning helium arc at atmospheric pressure*. JSME International Journal, Series B: Fluids and Thermal Engineering, 2006. **48**(3): p. 397-404.
84. Tanaka, M., et al., *CO<sub>2</sub>-shielded arc as a high-intensity heat source*. Vacuum, 2006. **80**(11-12): p. 1195-1198.
85. Tashiro, S., et al., *Prediction of energy source properties of free-burning arcs*. Vacuum, 2006. **80**(11-12): p. 1190-1194.
86. Mendez, P.F., et al., *Order-of-magnitude scaling of the cathode region in an axisymmetric transferred electric arc*. Metallurgical and Materials Transactions B: Process Metallurgy and Materials Processing Science, 2001. **32**(3): p. 547-554.
87. Ramírez, M. and G. Trapaga, *Mathematical Modeling of a DC Electric Arc - Dimensionless Representation of a DC Arc*. ISIJ International, 2003. **43**(8): p. 1167-1176.
88. Ushio, M., J. Szekely, and C.W. Chang, *MATHEMATICAL MODELLING OF FLOW FIELD AND HEAT TRANSFER IN HIGH-CURRENT ARC DISCHARGE*. Ironmaking and Steelmaking, 1981. **8**(6): p. 279-286.
89. Patankar, S.V., *Numerical Heat Transfer and Fluid Flows*. first ed. Series in Computational Methods in Mechanics and Thermal Sciences, ed. W.J. Minkowycz and E.M. Sparrow. 1980, New York: McGraw-Hill. 197.
90. Ramírez, M., G. Trapaga, and J. Garduño-Esquivel, *Mathematical modeling of a direct current electric arc: Part II. Dimensionless representation of a direct current arc*. Metallurgical and Materials Transactions B: Process Metallurgy and Materials Processing Science, 2004. **35**(2): p. 373-380.

91. Jordan, G.R., B. Bowman, and D. Wakelam, *Electrical and photographic measurements of high-power arcs*. Journal of Physics D: Applied Physics, 1970. **3**(7): p. 1089-1099.
92. Choo, R.T.C., J. Szekely, and R.C. Westhoff, *On the calculation of the free surface temperature of gas-tungsten-arc weld pools from first principles: Part I. modeling the welding arc*. Metallurgical Transactions B, 1992. **23**(3): p. 357-369.
93. Sansonnens, L., J. Haidar, and J.J. Lowke, *Prediction of properties of free burning arcs including effects of ambipolar diffusion*. Journal of Physics D: Applied Physics, 2000. **33**(2): p. 148-157.
94. Lago, F., et al., *A numerical modelling of an electric arc and its interaction with the anode: Part I. The two-dimensional model*. Journal of Physics D: Applied Physics, 2004. **37**(6): p. 883-897.
95. Lowke, J.J. and M. Tanaka, *'LTE-diffusion approximation' for arc calculations*. Journal of Physics D: Applied Physics, 2006. **39**(16): p. 3634-3643.
96. Traidia, A., F. Roger, and A. Chidley, *Effect of helium-argon mixtures on the heat transfer and fluid flow in Gas Tungsten Arc Welding*. World Academy of Science, Engineering and Technology, 2011. **73**: p. 1053-1059.
97. Eagar, T.W. and N.S. Tsai, *TEMPERATURE FIELDS PRODUCED BY TRAVELING DISTRIBUTED HEAT SOURCES*. Welding Journal (Miami, Fla), 1983. **62**(12): p. 346-355.
98. Mendez, P.F. and T.W. Eagar, *Penetration and defect formation in high-current arc welding*. Welding Journal (Miami, Fla), 2003. **82**(10): p. 296/S-306/S.
99. Delgado, J., P. Méndez, and M. Ramírez-Argáez, *Efecto de la corriente y longitud de arco en soldadura por arco eléctrico en CO<sub>2</sub> mediante simulación numérica*. Prisma Tecnológico, 2018. **9**: p. 26-30.
100. Delgado-Álvarez, A., P.F. Mendez, and M.A. Ramírez-Argáez, *Dimensionless representation of the column characteristics and weld pool interactions for a DC argon arc*. Science and Technology of Welding and Joining, 2019. **24**(7): p. 634-643.
101. Delgado-Álvarez, A., et al., *Generalized representation of arc shape, arc column characteristics and arc-weld pool interactions for DC electric arcs burning in monoatomic gases*. Journal of Physics D: Applied Physics, 2021. **54**(5):12pp.